

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"**

Dissertação de Mestrado

**MEDIDAS DA TEMPERATURA E DENSIDADE ELETRÔNICA
UTILIZANDO A UNICIDADE DO TEMPO DE CONFINAMENTO DE
PARTÍCULAS NO TOKAMAK NOVA-UNICAMP.**

FELLYPE DO NASCIMENTO

ORIENTADOR: PROF. DR. MUNEMASA MACHIDA

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Munemasa Machida – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni – LAP/INPE

Este exemplar corresponde à redação final da Dissertação de Mestrado defendida pelo aluno Fellype do Nascimento e aprovada pela Comissão Julgadora.

CAMPINAS, 24 de Setembro de 2009
Munemasa Machida

**Campinas
Agosto de 2009**

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW – UNICAMP**

N17m	<p>Nascimento, Felype do Medidas da temperatura e densidade eletrônica utilizando a unicidade do tempo de confinamento de partículas no Tokamak NOVA-UNICAMP / Felype do Nascimento. -- Campinas, SP : [s.n.], 2009.</p> <p style="text-align: center;">Orientador: Munemasa Machida. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1 1. Diagnostico de plasma. 2. Espectroscopia 2 visível. 3. Tokamaks. 4. Plasma (gases ionizados). 3 I. Machida, Munemasa. II. Universidade Estadual de 4 Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". 5 III. Título.</p> <p style="text-align: right;">6</p>
------	--

- **Título em inglês:** Electronic density and temperature measurements using the particle confinement time uniqueness in the NOVA-UNICAMP Tokamak.
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Plasma diagnostics
 2. Visible spectroscopy
 3. Tokamaks
 4. Plasma (ionized gases)
- **Área de concentração:** Física de Plasmas e Descargas Elétricas
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Munemasa Machida
Prof. Roberto Antonio Clemente
Prof. Luiz Ângelo Berni
- **Data da defesa:** 13.08.2009
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer ao meu orientador, o Prof. Dr. Munemasa Machida, por sua orientação neste trabalho e também pelo apoio, incentivo e amizade durante estes últimos anos.

Aos professores Roberto A. Clemente, Flávio C. G. Gandra e Mário A. B. de Moraes, pelos conselhos e sugestões para este trabalho.

Aos meus colegas do Laboratório de Plasmas, André, Bruno, Douglas (técnico do laboratório) e Gilson.

Agradeço também aos meus familiares e amigos, pelo apoio e incentivo que sempre me deram.

A meus professores e colegas do IFGW, que de alguma forma me ajudaram a chegar aqui.

Aos funcionários das Oficinas Mecânica e de Vácuo, da Biblioteca e da Secretaria de Pós-Graduação do IFGW.

À CAPES, pelo apoio financeiro.

Ao Laboratório Associado de Plasma do INPE, pelas fibras ópticas cedidas, as quais facilitaram grandemente a realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho, foram feitas medidas simultâneas de três linhas de emissão de hidrogênio no tokamak NOVA-UNICAMP. A partir das medidas de brilho das emissões das linhas H_{α} , H_{β} e H_{γ} e fazendo uso de coeficientes que constam nas tabelas de Johnson e Hinnoy, foi possível determinar temperaturas e densidades eletrônicas no plasma ao longo de descargas do tokamak. Para isto, foi utilizada, e aperfeiçoada, uma técnica desenvolvida num trabalho de doutoramento recente do nosso grupo, a qual faz uso do conceito de unicidade do tempo de confinamento de partículas.

Os principais aprimoramentos realizados neste diagnóstico foram: utilização de três espectrômetros para medidas simultâneas das emissões de hidrogênio, instalação de fibras ópticas para coletar a luz emitida pelo plasma, adoção de um sistema de colimação para obter um certo grau de definição espacial nas medidas, uso de um maior número de valores de temperaturas na análise dos dados e desenvolvimento de um novo método (algoritmo) para obter os valores de temperaturas e densidades dos elétrons no plasma.

As temperaturas e densidades eletrônicas médias obtidas ficaram em torno de 7,5 eV e $7,0 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$, respectivamente. Estes valores estão dentro do esperado para tais parâmetros na borda do tokamak NOVA-UNICAMP. Isto indica que este diagnóstico pode ser usado para monitorar densidades e temperaturas de elétrons em plasmas gerados por tokamaks.

Além disso, foram efetuados alguns experimentos com detectores multicanal e o gás hidrogênio foi trocado pelo hélio, na tentativa de mostrar a versatilidade do diagnóstico proposto.

ABSTRACT

In this work, we have made simultaneous measurements of three hydrogen emission lines on our tokamak. From the measurements of absolute brightness of the H_α , H_β e H_γ lines and using data from Johnson and Hinnov table, was possible to determine electronic densities and temperatures during the tokamak discharges. For this, we have used, and refined, a technique developed in a recent PhD thesis in our work group. This technique uses the concept of particle confinement time uniqueness.

The main upgrades made in this diagnostic were: the use of three spectrometers for simultaneous measurements of the hydrogen emissions, installation of optical fibers to collect the light emitted by the plasma, adoption of a collimation system for having some spatial definition of the measurements, use of a greater range of temperature values during the data analysis and development of a new method (algorithm) for obtaining the electronic densities and temperatures in the plasma.

The average temperature and density obtained was about 7.5 eV and $7.0 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$, respectively. The results obtained are in accordance with the expected values for these parameters at the edge of the NOVA-UNICAMP tokamak plasma. This indicates that this diagnostic can be used to monitor the electronic densities and temperatures in tokamak plasmas.

Additionally, we have made experiments with multichannel detectors, and the hydrogen gas was replaced by helium, in an attempt to show the versatility of the proposed diagnostic.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 – TEORIAS ENVOLVIDAS NO TRABALHO.....	4
2.1 – Emissões Espectrais do Hidrogênio.....	4
2.2 – Modelos de Equilíbrio em Plasmas.....	5
2.2.1 – Modelo Colisional Radiativo.....	5
2.3 – Teoria do Tempo de Confinamento de Partículas e sua Relação com as Emissões de Hidrogênio.....	7
2.4 – A unicidade do tempo de confinamento de partículas.....	11
2.5 – Efeitos da ação de impurezas.....	13
2.6 – Coeficientes obtidos da tabela de Johnson e Hinnov.....	14
CAPÍTULO 3 – INSTRUMENTOS.....	18
3.1 – Espectrômetros, Fotomultiplicadoras e Fibras Ópticas.....	18
3.1.1 – Espectrômetros de Canal Único.....	18
3.1.2 – Redes de Difração.....	18
3.1.3 – Fotomultiplicadoras (conceitos básicos).....	22
3.1.4 – Medidas de Alargamento Instrumental dos Espectrômetros de Canal Único.....	22
3.1.5 – Verificação das Leituras de Comprimento de Onda.....	24
3.1.6 – Calibração Absoluta de Intensidade.....	25
3.1.7 – Espectrômetro com Detector Multicanal.....	29
3.1.8 – Fibras Ópticas.....	30

CAPÍTULO 4 – TOKAMAK E MONTAGEM EXPERIMENTAL.....	33
4.1 – Tokamak.....	33
4.1.1 – Informações Básicas.....	33
4.1.2 – Tokamak NOVA-UNICAMP.....	36
4.2 – Sistema Para Coleta de Luz.....	38
4.3 – Digitalização dos Sinais.....	41
CAPÍTULO 5 – ANÁLISE DOS DADOS E RESULTADOS OBTIDOS.....	42
5.1 – Métodos Utilizados para Obter Densidades e Temperaturas Eletrônicas.....	42
5.2 – Evolução Temporal das Medidas de T_e e n_e	48
5.3 – Espectros Obtidos com o Detector Multicanal HR4000.....	53
5.4 – Experimentos com Gás Hélio.....	55
CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS.....	57
CAPÍTULO 7 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	59
APÊNDICE 1 – MODOS DE OPERAÇÃO DO TOKAMAK NOVA-UNICAMP.....	61
A.1 – Operação com descargas de limpeza.....	61
A.2 – Operação com descargas em “Modo Tokamak”.....	62
A.3 – Instantes de tempo para acionamento dos bancos de capacitores.....	63
APÊNDICE 2 – CÓDIGO FONTE DO PROGRAMA ELABORADO PARA CALCULAR TEMPERATURAS E DENSIDADES ELETRÔNICAS.....	66

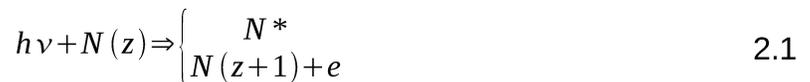
CAPÍTULO 2 – TEORIAS ENVOLVIDAS NO TRABALHO

2.1 – Emissões Espectrais do Hidrogênio

O estudo das emissões espectrais em plasmas é de grande importância, pois são vários os parâmetros que podem ser determinados através da observação da luz emitida, ou seja, por técnicas de espectroscopia. Uma das vantagens de tais técnicas, é que os diagnósticos desenvolvidos a partir delas são todos passivos, e assim não causam perturbações no sistema em observação.

Uma condição importante no uso da espectroscopia para desenvolvimento de diagnósticos é considerar se o plasma analisado é ópticamente fino ou grosso, pois isto poderá afetar a intensidade das emissões de linhas espectrais.

Se um fóton emitido em uma transição atômica ou molecular qualquer for capaz de atravessar todo o plasma sem ser reabsorvido, então o plasma em questão é ópticamente fino, e as reações de fotoionização ou excitação do tipo:



podem ser desprezadas. Aqui, $h\nu$ representa o fóton incidente, $N(z)$ é um átomo (ou íon) de carga atômica (ou iônica) z , N^* é um elemento no estado excitado e e representa um elétron.

Em um plasma de densidade n , o livre caminho médio l_m de um fóton pode ser calculado, de maneira aproximada, por [2]:

$$l_m = (\sigma n)^{-1} \quad 2.2$$

onde σ é a seção de choque das partículas no plasma, que, por sua vez, é aproximadamente igual à área da seção transversal de uma partícula (πr^2), com r sendo o raio desta.

No caso de plasmas constituídos de hidrogênio, cujo raio atômico é de $0,5 \text{ \AA}$, o livre caminho médio é maior que 30cm , para densidades menores que 10^{14}cm^{-3} . Se considerarmos um plasma de hélio ($r_{\text{hélio}} \sim 0,3 \text{ \AA}$), l_m será maior que 350cm , para $n <$

- As ionizações no plasma são devidas às colisões eletrônicas e ocorrem a partir de qualquer nível ligado. Além disto, estas ionizações são parcialmente balanceadas pela recombinação de três corpos em qualquer nível. Estes processos podem ser representados por:

$$N(z, p) + e \Leftrightarrow N(z+1, g) + e + e \quad 2.4$$

onde p é o nível quântico do átomo (ou íon) N (sendo g o nível fundamental).

A taxa de ionização para este evento pode ser escrita como:

$$n_e n(z, p) S(T_e, z, p) \quad 2.5$$

onde n_e é a densidade eletrônica, $n(z, p)$ é a densidade populacional dos níveis atômicos e $S(z, p)$ é o coeficiente de ionização colisional.

Já a taxa de recombinação é dada por:

$$n_e^2 n(z+1, g) \beta(T_e, z+1, p) \quad 2.6$$

com $\beta(z+1, p)$ sendo o coeficiente de recombinação.

- Transições eletrônicas são permitidas entre quaisquer pares de níveis ligados e são decorrentes de colisões entre elétrons. Estes processos podem ser representados como:

$$N(z, p) + e \Leftrightarrow N(z, q) + e \quad 2.7$$

Sendo a taxa de ocorrência de transições para níveis excitados dada por:

$$n_e n(z, p) X(T_e, z, p, q) \quad 2.8$$

onde $X(z, p, q)$ é o coeficiente de excitação por colisão para transição do nível p para o nível q .

- Quando um elétron faz uma transição atômica espontânea entre um nível superior e outro mais baixo ou quando um elétron livre se recombina com um íon, ocorre emissão de radiação, onde os processos radiativos são representados por:

$$N(z, p) \Leftrightarrow N(z, q) + h\nu \quad 2.9$$

e

$$N(z+1, p) + e \Leftrightarrow N(z, q) + h\nu \quad 2.10$$

A taxa de ocorrência para o decaimento espontâneo do nível p para q , que ocorre com probabilidade $A(z, p, q)$, é dada por:

$$n(z, p) A(z, p, q) \quad 2.11$$

enquanto a recombinação radiativa se dá a uma taxa:

$$n_e n(z+1, g) \alpha(T_e, z+1, p) \quad 2.12$$

com $\alpha(z+1, p)$ sendo o coeficiente de recombinação radiativa.

- Por último, temos que no modelo colisional radiativo o plasma é considerado ópticamente fino.

Este modelo que acabamos de apresentar é o que abrange um maior número de processos colisionais e radiativos, sendo o mais indicado para descrever plasmas gerados em tokamaks.

2.3 – Teoria do Tempo de Confinamento de Partículas e sua Relação com as Emissões de Hidrogênio

O diagnóstico proposto neste trabalho só é possível devido à relação existente entre o tempo de confinamento de partículas τ_p e as emissões espectrais do hidrogênio. Nesta seção mostraremos como relacionar as medidas absolutas de tais emissões com o tempo de confinamento de partículas e a densidade e temperatura dos elétrons no plasma. Aqui, assumiremos que o plasma é bem descrito pelo modelo Colisional-Radiativo e, num primeiro momento, livre de impurezas.

A variação temporal da densidade eletrônica n_e (em cm^{-3}) é descrita pela equação de continuidade como [6]:

Espectrômetro McPherson:

$$\lambda_{lido} - \lambda_{tabelado} = -0,01559\lambda_{lido} + 108,6 \text{ (\AA)} \quad 3.7$$

com erros de $1,5 \cdot 10^{-4}$ e 0,7 nos coeficientes angular e linear, respectivamente.

Mesmo de posse das expressões acima, após a determinação de quais linhas de hidrogênio seriam observadas por cada espectrômetro foram efetuados procedimentos para garantir que a leitura de todos os espectrômetros estivesse centrada em suas respectivas linhas de emissão.

3.1.6 – Calibração Absoluta de Intensidade

Para efetuar a calibração absoluta de intensidade dos espectrômetros foi utilizada uma lâmpada padrão EPLAB, modelo EN-66, posicionada a 70cm da fenda de entrada de cada um dos espectrômetros. O manual de uso da lâmpada [14], fornecido pelo fabricante, contém uma tabela de valores para a irradiância espectral I_r à 50cm da lâmpada, quando a mesma é operada com uma corrente contínua de 7,90 A. No caso de se utilizar distâncias maiores deve ser aplicada a lei dos inversos dos quadrados para corrigir os valores da irradiância. Além disso, um ajuste para pontos intermediários aos fornecidos deve ser efetuado, utilizando a Lei de Plank para a radiação de corpo negro, cuja equação, para uma temperatura constante, é dada por:

$$I_r(\lambda) = \frac{a}{\lambda^5 e^{[(b/\lambda)-1]}} \quad 3.8$$

onde λ é o comprimento de onda e a e b são parâmetros a serem determinados por ajuste de curva.

O gráfico dos dados fornecidos pelo fabricante para a irradiância espectral da lâmpada padrão, assim como a curva de ajuste, é mostrado na Fig. 3.7-a.

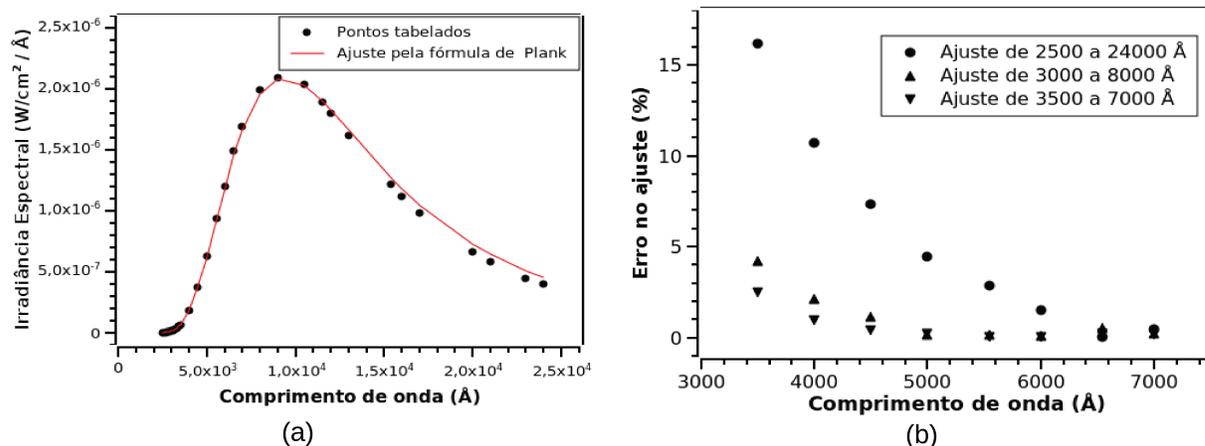


Figura 3.7: a) Irradiância da lâmpada padrão a 50 cm de distância e ajuste da curva pela Lei de Plank; b) Erros no ajuste para diferentes faixas de comprimento de onda, mostrando apenas o intervalo de interesse (3500 – 7000 \AA).

Observando a Fig. 3.7-a, nota-se que o ajuste efetuado pode gerar erros, pois não passa exatamente por todos os pontos da curva. No entanto, os erros no ajuste podem ser minimizados restringindo-se a faixa de comprimentos de onda para a qual o ajuste é efetuado, como pode ser comprovado através do gráfico da Fig. 3.7-b, o qual apresenta os erros no ajuste em três faixas diferentes de comprimento de onda consideradas. A calibração absoluta dos espectrômetros, que é discutida adiante, foi realizada no intervalo entre 3500 e 7000 \AA . Nesta região os erros no ajuste são menores que 3% e, no caso específico dos comprimentos de onda referentes às linhas H_{α} , H_{β} e H_{γ} , não são maiores que 1%.

Para obter uma calibração absoluta de intensidade com o menor erro possível, o ideal seria realizá-la para as mesmas aberturas de fendas e tensões utilizadas nas fotomultiplicadoras durante a aquisição dos dados experimentais. Porém, nem sempre isto é possível, pois existe um limite para o sinal de tensão que uma fotomultiplicadora pode registrar sem ser danificada ou atingir a saturação. Então, para o procedimento de calibração, optamos por manter a fenda de entrada dos espectrômetros com uma única abertura, tanto na calibração como na aquisição dos dados. Com isso, foi necessário efetuar a calibração aplicando tensões nas fotomultiplicadoras menores que as tensões de trabalho, que foram de 1250V, 750V e 1650V para os espectrômetros Jarrel Ash, McPherson e SPEX, respectivamente. Isso

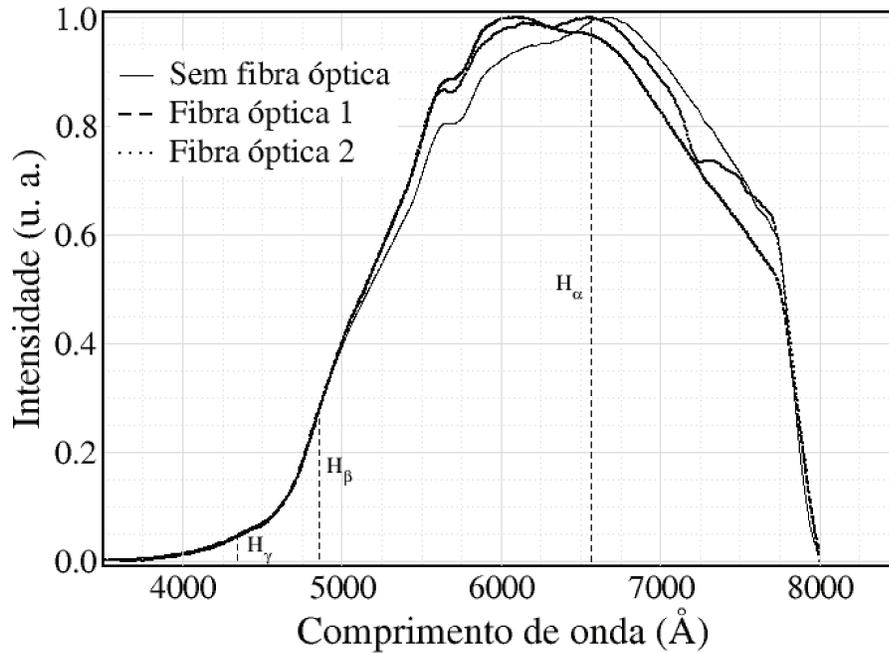


Figura 3.11: Curvas de intensidade luminosa em função do comprimento de onda.

Como vemos, a utilização de fibras ópticas afeta, em algumas faixas de comprimento de onda, a intensidade dos sinais obtidos, sendo que tais sinais podem ser maiores ou menores que os obtidos sem uso das fibras.

Na tabela 3-2 temos comparações entre as diferenças de intensidade obtidas nas proximidades dos comprimentos de onda referentes às linhas de emissão H_α , H_β e H_γ (considerando uma faixa de 5 Å em torno das linhas). Tal comparação toma como padrão os sinais obtidos sem a utilização de fibras ópticas.

Tabela 3-2: Comparações entre as diferenças de intensidade com e sem uso de fibras ópticas; SF = intensidade sem uso de fibra, F1 = intensidade com a fibra 1 e F2 = intensidade com a fibra 2.

λ	Diferença (%)	
	(SF-F1)/SF	(SF-F2)/SF
H_α	2,69	0,61
H_β	0,22	-1,2
H_γ	7,33	-10,77

Com base nos dados acima, vemos que são necessárias algumas correções na intensidade dos sinais obtidos com os espectrômetros Jarrel Ash, McPherson e SPEX ao serem efetuados os cálculos de brilho para determinação das temperaturas e densidades eletrônicas, pois não foram utilizadas fibras ópticas durante a calibração absoluta de intensidade dos mesmos. Tais correções não são necessárias para os dados obtidos com o espectrômetro HR4000, já que a calibração deste foi realizada com a fibra óptica conectada ao aparelho.

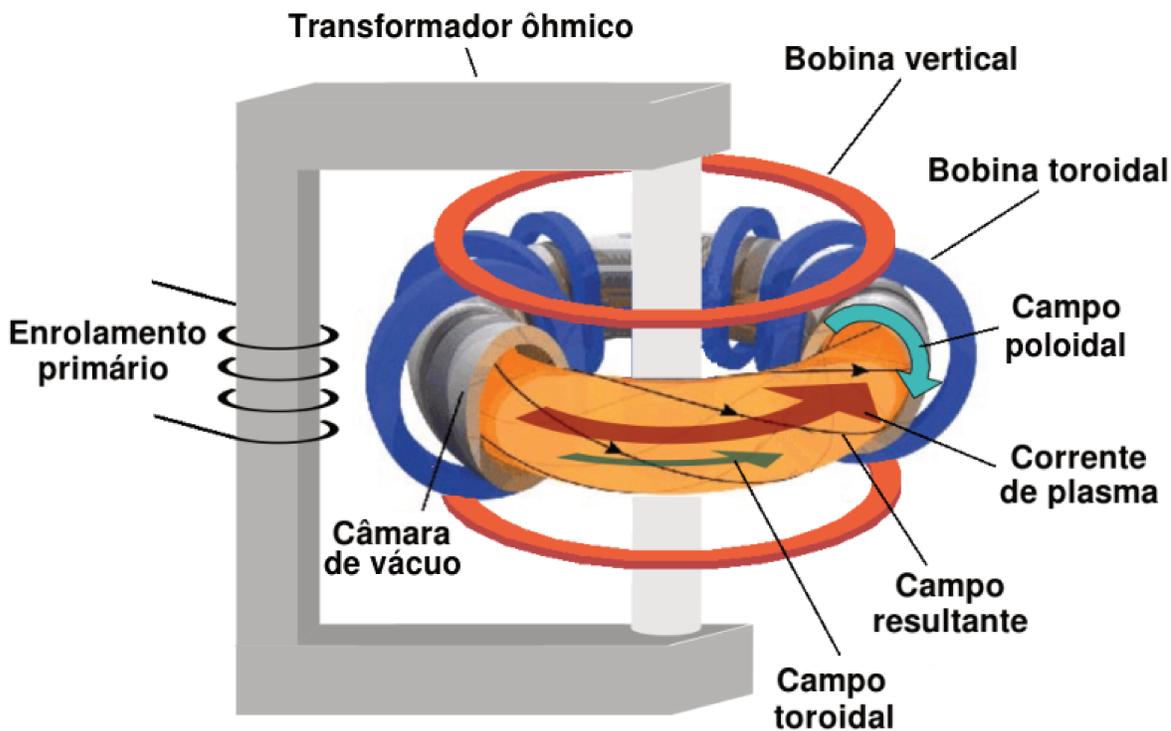


Figura 4.2: Esquema básico de um tokamak (figura adaptada de [19]).

Embora o confinamento do plasma seja realizado pelo campo helicoidal resultante, na maioria das vezes é necessário aplicar outros campos magnéticos para reduzir a tendência que as partículas tem de se chocarem contra as paredes do vaso. Isto é feito utilizando um campo magnético vertical (B_v), produzido pelas chamadas *bobinas verticais*, as quais tem simetria toroidal e são posicionadas, em pares, acima e abaixo da câmara de vácuo (um tokamak pode ter mais de um par de bobinas verticais).

Além de evitar o deslocamento da coluna de plasma, as bobinas verticais podem ser usadas para posicionar a coluna dentro do vaso e, como é feito no JET, por exemplo, alterar a forma da mesma.

4.1.2 – Tokamak NOVA-UNICAMP

A máquina NOVA-UNICAMP é um tokamak de pequeno porte doado pela Universidade de Kyoto-Japão e operando no Laboratório de Plasmas do IFGW desde 1996. Os objetivos principais no uso desta máquina são os estudos da interação plasma parede, tempo de confinamento e mecanismos de reciclagem no limitador, bem como desenvolvimento de diagnósticos, principalmente óticos, com lasers, espectrômetros, micro-ondas e de radiação.

O tokamak NOVA-UNICAMP utiliza um núcleo de ferro como transformador ôhmico, possui uma parede fina de aço inox com camada condutora de alumínio. Na parede foi efetuado tratamento com titânio.

As características geométricas e elétricas do tokamak são:

- Plasma: raio maior de 300 mm e raio menor de 60 mm;
- *Shell* condutora: em alumínio com raio maior de 300 mm, raio menor de 77 mm, espessura de 10 mm;
- Bobinas toroidais: 24, com 20 voltas de condutor em cada uma;
- Bobinas verticais: 2 pares, um acima e outro abaixo da câmara de vácuo;
- Limitador: em aço inox com 60 mm de raio e 0,5 mm de espessura;
- Câmara de vácuo: em aço SUS 28 com raio maior de 300 mm, raio menor interno de 73 mm, espessura de 2 mm, bombeamento com uma turbo molecular de 250 l/seg. obtendo vácuo máximo de 3×10^{-8} Torr;
- Banco de capacitores para campo magnético toroidal: voltagem de carga de 5 KV, capacitância de 12 mF com energia máxima de 150 kJ;
- Banco de capacitores para corrente de plasma: 5kV e 200 μ F para banco rápido e 500 V e 45 mF para banco lento.

Os valores típicos do plasma obtidos com o tokamak NOVA-UNICAMP são:

- Campo toroidal : 10 kG;
- Duração da descarga: 15 milissegundos;
- Corrente de plasma : 10 kA;
- Densidade eletrônica: 2×10^{13} partículas/cm³;
- Temperatura iônica e eletrônica: 60 e 50 eV respectivamente.

Os diagnósticos que já foram instalados no tokamak NOVA-UNICAMP até o momento são:

- Tensão de enlace (loop voltage);
- Medição da Corrente de Plasma;
- Posição vertical;
- Espalhamento Thomson multi-passo;
- Interferometria de micro-ondas (utilizando guias de onda de 6 mm);
- Espectroscopia no visível e no ultravioleta do vácuo;
- Detecção de raios-X (duro e mole);
- Bolometria;
- Sonda de Langmuir;
- Análise de gás residual.

Na Fig. 4.3 são mostradas algumas curvas importantes, típicas do tokamak NOVA-UNICAMP:

nas medidas e pode garantir a rigidez da montagem.

Na Fig. 4.4 é apresentada a montagem utilizada para aquisição dos dados experimentais.

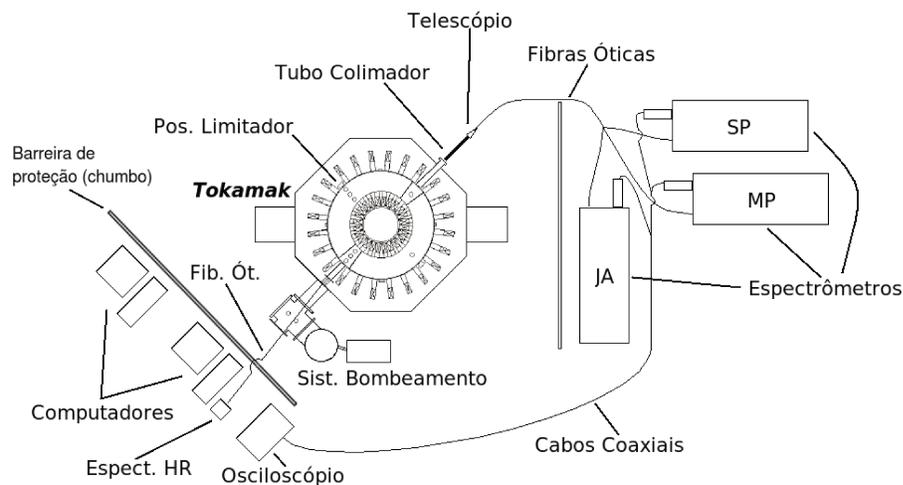


Figura 4.4: Montagem para aquisição dos dados experimentais.

O sistema para colimação foi montado com o intuito de obter um certo grau de definição espacial na coleta dos dados. Para nos certificarmos da colimação, e também garantir que as três fibras observam uma mesma região do plasma, adotou-se o seguinte procedimento:

Com as fibras posicionadas no telescópio, conforme detalhe da Fig. 4.5, fez-se incidir um feixe de luz laser (He-Ne) na outra extremidade de cada uma das fibras ópticas (uma por vez). Na saída do telescópio, foi posicionado um anteparo para observar o círculo luminoso formado. Afastando o anteparo do telescópio, verificou-se se havia alterações significativas no diâmetro do círculo luminoso, se isto não ocorresse, o feixe de luz poderia ser considerado colimado e, conseqüentemente, a fibra estaria posicionada no foco do telescópio. Com este procedimento, pôde-se encontrar uma posição para as três fibras no telescópio de modo que o círculo luminoso observado não tivesse divergência para nenhuma das mesmas e que este mesmo círculo estivesse aproximadamente sempre no mesmo lugar, ou seja, com as três fibras observando uma mesma região.

cálculos como fatores de correção. Esta verificação também elimina possíveis interferências nas medidas devido à passagem da luz por superfícies ópticas como as da lente do telescópio e janela do tokamak.

4.3 – Digitalização dos Sinais

Os sinais que chegam às fotomultiplicadoras são registrados em um osciloscópio TekTronix (modelo TEK11403), que possui 12 canais e capacidade para armazenar dados de várias descargas. Após isto, os dados são transferidos para um computador, através de uma interface GPIB.

Para a aquisição de dados utilizando o espectrômetro com detector multicanal (HR4000) a montagem foi semelhante. As únicas diferenças são: a posição da fibra óptica em relação ao limitador (-90° toroidalmente), o uso de uma lente tipo cosseno no lugar do telescópio e a ausência de um sistema de colimação, devido à lente utilizada e à baixa intensidade do sinal obtido.

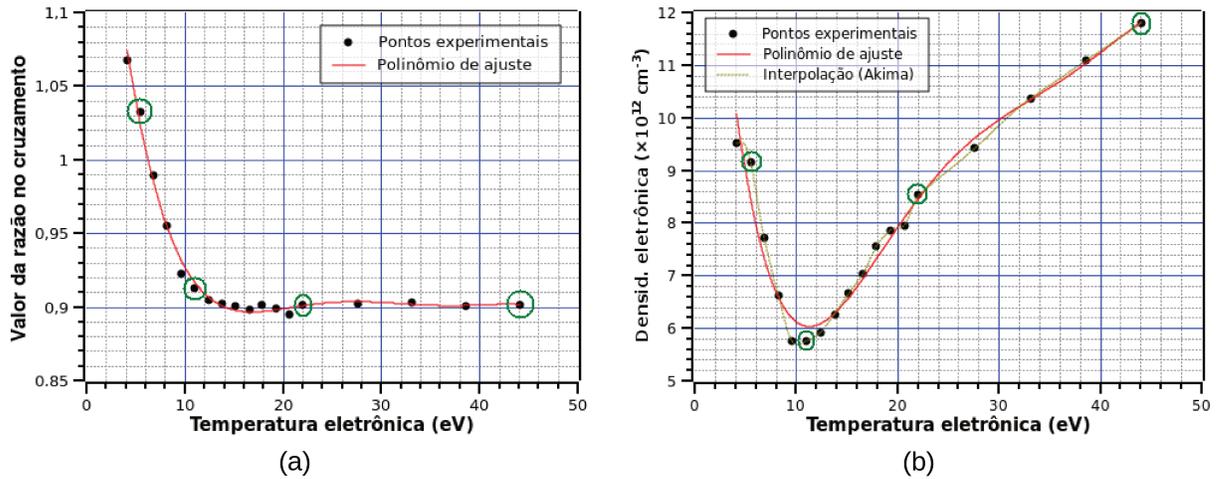


Figura 5.3: (a) Valores das razões nos pontos de cruzamento versus T_e ; (b) Valores das densidades nos pontos de cruzamento versus T_e .

Na Fig. 5.3, os pontos em destaque estão associados ao fato de os coeficientes $R_{(\alpha,\beta,\gamma)}$ serem calculados diretamente de dados que constam no trabalho de Johnson e Hinno e os demais relacionam-se com o fato de tais coeficientes terem sido obtidos por aproximação, conforme discussão feita na seção 2.6.

A partir da curva da Fig. 5.3-a, fazemos uma interpolação para determinar o valor de temperatura que satisfaça $Q_{\alpha\beta} = Q_{\beta\gamma} = 1$ e, com este valor de T_e , fazemos uma interpolação na curva 5.3-b para obter a densidade eletrônica correspondente. Para este conjunto de dados foram obtidos os valores de $T_e = 6,28$ eV e $n_e = 8,1 \cdot 10^{12}$ cm⁻³ (considerando um valor intermediário entre o polinômio de ajuste e a interpolação) no plasma num dado instante de tempo. Para outros instantes de tempo durante a descarga, devemos repetir os procedimentos acima descritos.

2º Método:

Para que seja possível determinar T_e e n_e com base na unicidade do tempo de confinamento de partículas, as curvas $Q_{\alpha\beta}(n_e)$ e $Q_{\beta\gamma}(n_e)$, como as mostradas na Fig. 5.2, devem, necessariamente, assumir o valor 1 para alguma densidade eletrônica (pelo menos para uma certa faixa de temperaturas), ou seja, devemos ter:

$$Q_{\alpha\beta}(n'_e, T_e = cte) = 1 \quad 5.3-a$$

e

$$Q_{\beta\gamma}(n''_e, T_e = cte) = 1 \quad 5.3-b$$

Levando o que foi dito acima em consideração e, também, o fato de que já estão sendo utilizados valores aproximados dos fatores $R_{(\alpha,\beta,\gamma)}$ para densidades eletrônicas que não constam no trabalho de Johnson e Hinnov, podemos extrair diretamente das curvas de Q versus n_e os valores de densidades eletrônicas que satisfazem as relações 5.3-a e 5.3-b para cada valor de temperatura, como mostra a Fig. 5.4.

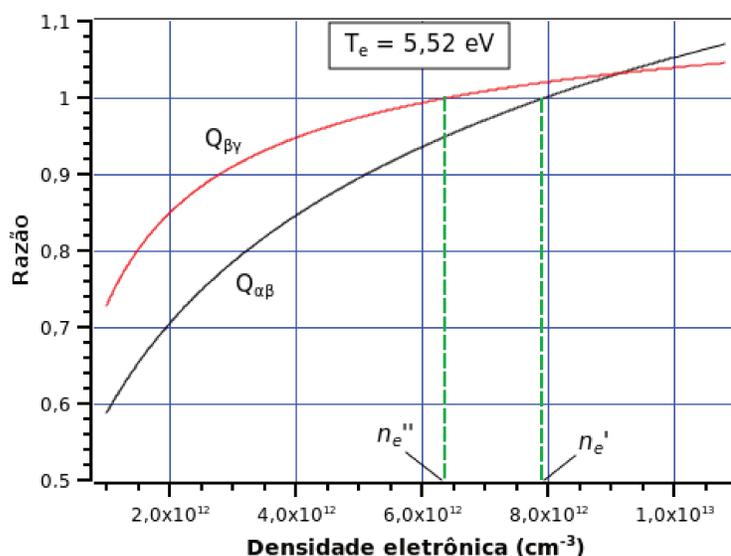


Figura 5.4: Curvas das razões $Q_{\alpha\beta}(n_e)$ e $Q_{\beta\gamma}(n_e)$ com indicações dos valores de n_e que satisfazem a Eq. 5.3 ($n'_e \sim 7,95$ e $n''_e = 6,41 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).

Uma vez que tenhamos obtido tais valores de densidade, podemos ver seu comportamento para as diversas temperaturas fazendo um gráfico como o da Fig. 5.5.

Os erros nas temperaturas eletrônicas são devidos, basicamente, a erros nos pontos de cruzamento das curvas n'_e e n''_e versus T_e semelhantes à Fig. 5.5. Considere-se que houve um erro no ponto de cruzamento quando a barra de erro de qualquer uma das duas curvas abrange a outra curva. Assim, adota-se como erro em T_e a metade do intervalo (de temperatura) entre o ponto de cruzamento e o ponto onde ocorreu o erro.

Se nenhuma barra de erro de uma das curvas abranger a outra, adota-se como erro na determinação de T_e a diferença entre a temperatura no ponto de cruzamento e a temperatura no ponto mais próximo a este.

Erros muito grandes em T_e podem ocorrer se as curvas de n'_e e n''_e versus T_e ficarem muito próximas, algo que, provavelmente, ocorreu com um dos pontos mostrados na Fig. 5.6-b.

Em relação aos valores de T_e e n_e obtidos nesta descarga ($T_{e(\text{média})}=7,3\pm0,4$ eV e $n_{e(\text{média})}=(7,8\pm0,6)\cdot 10^{12}$ cm⁻³), eles estão de acordo com os valores esperados para a região da borda do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP, de acordo com os resultados obtidos por [3], onde, por diagnóstico com Sonda de Langmuir na região de sombra do limitador, com uma corrente de plasma entre 5 e 7 kA, as medidas de T_e aparecem entre 6 e 9 eV e n_e varia de 2 a $8\cdot 10^{12}$ cm⁻³.

Em seguida, serão apresentados os resultados obtidos para operações com outras pressões de trabalho.

picos na determinação de seu centro.

5.4 – Experimentos com Gás Hélio

Para tentar mostrar a versatilidade do diagnóstico proposto, foi substituído o Hidrogênio pelo Hélio como gás de trabalho nas operações com o tokamak. Com isto, o hidrogênio seria tratado como impureza no plasma, já que há uma quantidade significativa deste elemento adsorvida nas paredes do vaso do tokamak. No entanto, devido a alguns problemas técnicos, não foi possível prolongar o tempo de duração do plasma nas descargas efetuadas com hélio, ou seja, não foi possível obter um plasma que pudesse atingir o equilíbrio.

Apresentamos a seguir alguns dados obtidos durante as operações com o gás hélio.

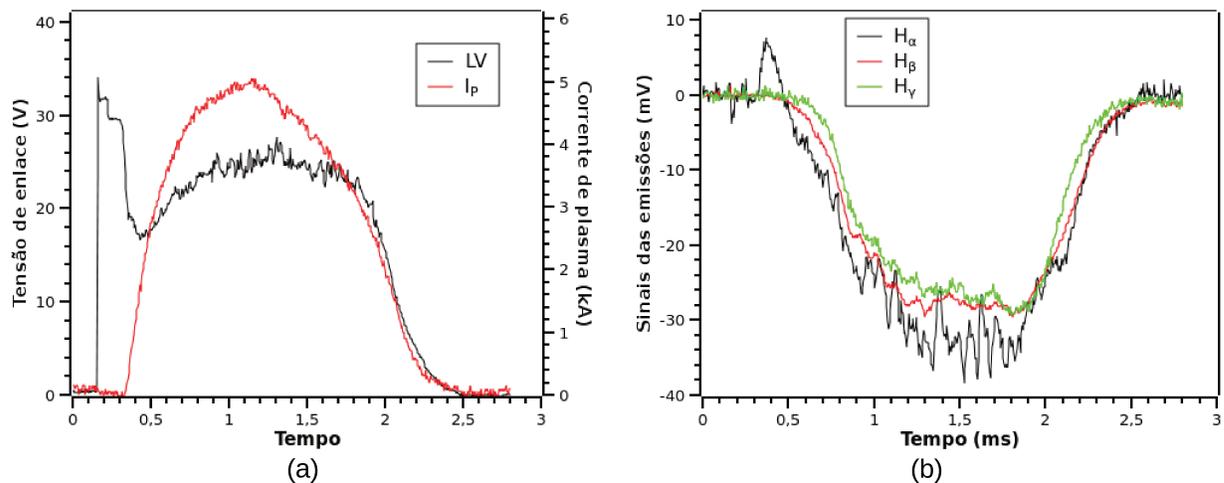


Figura 5.11: Dados adquiridos durante operações com hélio. As emissões de hidrogênio mostradas foram obtidas com os espectrômetros de canal simples.

O espectro visível observado do plasma de hélio, com o detector multicanal HR4000, é mostrado na Fig. 5.12, a seguir.

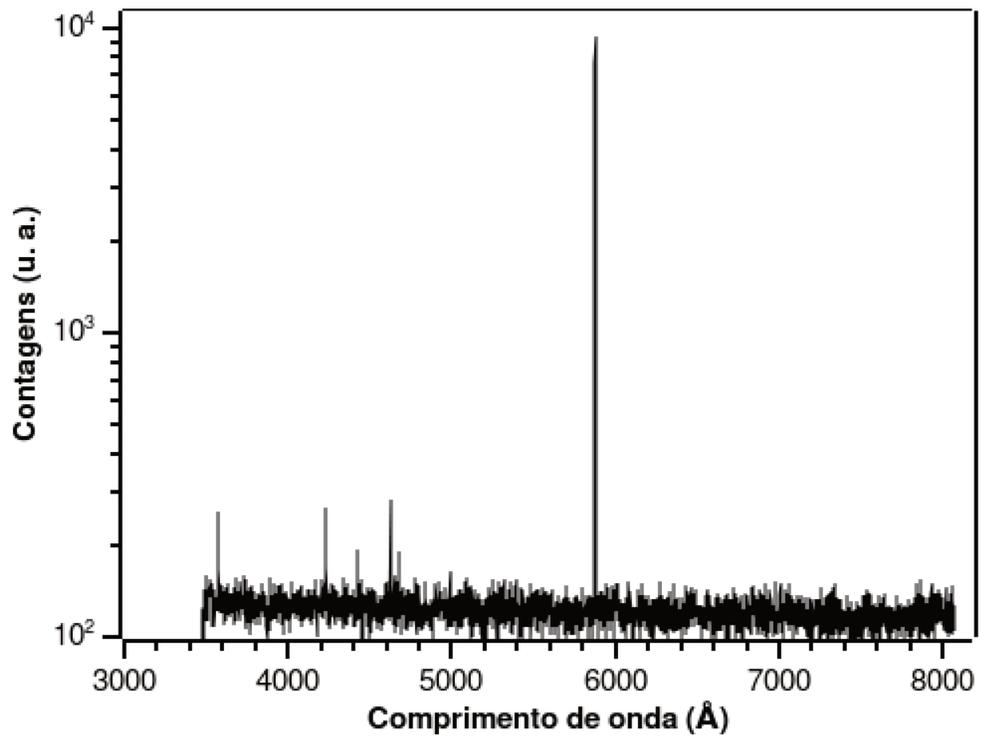


Figura 5.12: Espectro do gás hélio observado com o HR4000.

Nesta última figura, somente o pico mais intenso ($\lambda = 5876,02 \pm 0,01 \text{ \AA}$) corresponde à uma linha de emissão, os demais picos que aparecem são apenas ruídos na aquisição.

CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS

O principal objetivo deste trabalho era de aprimorar um diagnóstico para determinar valores de temperaturas e densidades de elétrons, utilizando o conceito de unicidade do tempo de confinamento de partículas em plasmas gerados por tokamaks. As curvas de evolução temporal das temperaturas e densidades dos elétrons confirmam a viabilidade de utilização deste diagnóstico para monitoramento de tais parâmetros nas proximidades da borda do plasma. A única ressalva é nos casos em que as emissões de hidrogênio são muito instáveis, como em plasmas que apresentam grandes oscilações ao longo das descargas. Nestes casos, seria necessário efetuar um tratamento rigoroso dos sinais obtidos para que os dados possam ser utilizados nos cálculos de T_e e n_e .

De um modo geral, os valores de T_e e n_e obtidos estão de acordo com o esperado para estes parâmetros na borda do tokamak NOVA-UNICAMP. Na tabela 6.1, apresentamos um resumo dos resultados obtidos e das condições de operação da máquina.

Tabela 6.1: Resumo das condições de operação e resultados obtidos. Os valores médios da corrente de plasma foram calculados apenas no intervalo de tempo em que foram obtidas temperaturas e densidades eletrônicas. n_0 é uma estimativa a densidade inicial de partículas neutras.

Pressão ($\times 10^{-4}$ Torr)	n_0 ($\times 10^{12}$ cm $^{-3}$)	$\langle I_p \rangle$ (kA)	$\langle T_e \rangle$ (eV)	$\langle n_e \rangle$ ($\times 10^{12}$ cm $^{-3}$)
1,48	4,76	12,1	$7,3 \pm 0,4$	$7,8 \pm 0,6$
1,08	3,48	12,8	$6,9 \pm 0,8$	$6,7 \pm 0,5$
0,88	2,83	12,8	$8,5 \pm 1,8$	$7,0 \pm 0,8$

Por esta tabela, vemos que as temperaturas e densidades obtidas estão de acordo com a corrente de plasma e densidade inicial de partículas neutras.

A definição espacial obtida, através do sistema de colimação adotado neste trabalho, não foi a desejada, porém foi a melhor possível para que pudessem ser feitas

aquisições das emissões de hidrogênio com intensidade suficiente para realização dos cálculos. No caso do tokamak NOVA-UNICAMP, foi possível limitar a observação a aproximadamente 1/10 do volume do plasma (considerando o que se pode observar pela janela utilizada). No caso de tokamaks com dimensões proporcionais às do encontrado em [9], cujo raio do plasma é de 18 cm, este mesmo sistema de colimação traria uma definição espacial relativamente boa, e seria ainda melhor para tokamaks de grande porte como o JET e o ITER [17]. Além disso, num tokamak de maior porte o sistema de coleta de luz poderia ser posicionado em uma região muito mais próxima da borda do plasma, fazendo com que as medidas fossem realizadas somente nesta região, eliminando quaisquer contribuições de emissões provenientes de regiões mais centrais e tornando os resultados ainda mais precisos.

Um dos pontos que limitam a precisão dos resultados obtidos é a falta de valores exatos dos coeficientes S e $r_1(\rho)$ para temperaturas e densidades diferentes das que foram utilizadas por Johnson e Hinnov. Além disso, tais coeficientes são tabelados apenas para emissões de hidrogênio, não existindo nem mesmo para seus isótopos, deutério e trítio. Pelo modelo teórico, este diagnóstico poderia fazer uso de qualquer linha de emissão de qualquer elemento, desde que conseguíssemos relacionar tal emissão com a unicidade do tempo de confinamento de partículas.

A utilização de um espectrômetro com detector multicanal neste diagnóstico parece ser viável, desde que o equipamento tenha uma boa resolução e baixa dispersão, pois o plasma pode conter outros elementos que emitem luz com comprimentos de onda próximos aos das linhas de hidrogênio, o que poderia afetar os valores de intensidade destas linhas. Isto inviabilizaria a obtenção de T_e e n_e ou mediríamos valores incorretos de tais grandezas.

Além de ser possível obter valores de T_e e n_e na borda do plasma, uma das consequências de monitorar simultaneamente as três linhas de emissão de hidrogênio é que podemos observar possíveis alterações no equilíbrio do plasma, pois tais alterações fazem com que as razões entre brilhos medidos variem significativamente.

CAPÍTULO 7 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] DALTRINI, A. M. “Estudo de Plasmas a Altas Temperaturas por Espectroscopia Visível e Ultravioleta no Vácuo”, Tese de Doutorado, IFGW, Unicamp, Agosto de 2003.
- [2] CHEN, F. F., “Introduction to Plasma Physics”, Plenum Press, New York, 1974.
- [3] KAMINISHIKAWAHARA, C. O. “Determinação da Temperatura e Densidade Eletrônica do Plasma no Tokamak NOVA-UNICAMP”, Dissertação de Mestrado, IFGW, Unicamp, Julho de 2004.
- [4] DALTRINI, A. M., MACHIDA, M., Review of Scientific Instruments, 76, No 5, 053508 2005.
- [5] HUDDLESTONE, R. H.; LEONARD, S. L.; Plasma Diagnostic Techniques. New York: Academic. Press, 1965.
- [6] MACHIDA, M., MENDES, A. C. P., SANADA, E. K., RINCOSKI, C. R. M., Brazilian Journal of Physics, vol. 25, No. 1, p. 7-13, March, 1995.
- [7] GRIEM, H. R.; LOVEBERG, R. H., “Methods of Experimental Physics”, Volume 9 - Part A, Plasma Physics. New York: Academic Press, 1970.
- [8] JOHNSON, L. C. HINNOV, E., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer, 13, p.333, 1973.
- [9] NAJERA, O. C. U., “Tomografia de Emissão H-Alpha no Tokamak TCABR”, Tese de Doutorado, São Paulo, 2006.
- [10] NASCIMENTO, I. C. et all, Nuclear Fusion, v. 47, p. 1570-1576, 2007.
- [11] BARD, A., STOBBER, J., COSTER, D., KALLENBACH, A. and ASDEX Upgrade Team, ICPP&25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Praha, 29 June - 3 July. ECA Vol. 22C (1998) 1514-1517.
- [12] WIESE, W. L., SMITH, M. W., GLENNON, B. M., “Atomic Transition Probabilities”, Vol. I – Hydrogen Through, Neon – NSRDS-NBS 4, May, 1966.
- [13] DALTRINI, A. M., “Espectroscopia no Ultravioleta no Vácuo e Visível no Tokamak NOVA-UNICAMP”, Dissertação de Mestrado, IFGW, Unicamp, Agosto de 1999.
- [14] Projeto de Pesquisa: Lâmpada Padrão para Calibração Absoluta no Visível –

FAPESP obtido em 1992.

[15] HR4000 and HR4000CG-UV-NIR Series, High-Resolution Fiber Optic Spectrometers HR4000 / HR4000CG-UV-NIR, Installation and Operation Manual, Document Number 210-00000-000-02-0908

[16] SpectraSuite Spectrometer Operating Software, Installation and Operation Manual, Document Number 000-20000-300-02-0607, DRAFT 06/18/07

[17] <http://www.efda.org/>

[18] FUKAO, M., FUJIWARA, Y., ZUSHI, H., SUEMITSU, H., TERUMICHI, Y., NISHIHARA, H., "A Small Tokamak 'NOVA II'", Reprinted from the Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University, Vol. XXXIX, Part 4, October, 1997, Kyoto, Japan.

[19] http://fusionforenergy.europa.eu/3_1_1_what_is_fusion_en.htm – acessado em 04/2009

[20] VUOLO, J. H., "Fundamentos da Teoria de Erros", 2ª ed., 1996, Editora Blucher.

[21] MONTEIRO, M. J. R. "Espalhamento Thomson Multipassagem no Tokamak Nova-Unicamp", Tese de Doutorado, IFGW, Unicamp, Setembro de 2003.

[22] GRIEM, H. R., "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill Book Company, USA, 1964.

[23] ZÁIDEL, A. N., OSTRÓVSKAYA, G. V., OSTROVSKI, YU. I. - "Técnica y Práctica de Espectroscopia" – Editorial Mir, Moscou, 1976.

[24] FUKAO M., MORI K., TANIHARA T. Plasma Physics and Controlled Fusion, vol 33, 199, 1991.

[25] PALMER, C., "Diffraction Grating Handbook", 6th Ed., Newport Corporation, 2005.

APÊNDICE 1 – MODOS DE OPERAÇÃO DO TOKAMAK NOVA-UNICAMP

O objetivo da inclusão desta seção nesta dissertação é simplesmente deixar alguns valores de referência (tensão de carga dos bancos de capacitores e pressões de trabalho, por exemplo) para operação do tokamak instalado no Laboratório de Plasmas do IFGW/Unicamp. Nos cadernos de registro de operação do tokamak constam alguns valores utilizados anteriormente, mas tais cadernos podem se deteriorar e, com o tempo, haver perda de tais dados.

Vale ressaltar que, até o momento, não foram realizadas medidas para determinar os valores dos campos magnéticos produzidos para cada valor de carga de todos os bancos de capacitores. A única exceção é o banco responsável por produzir o campo magnético toroidal.

Os valores aqui fornecidos são os que foram utilizados durante a obtenção dos dados deste trabalho. Outros valores podem ser utilizados, talvez para algum estudo específico, como descargas com elétrons fugitivos (efeito *run away*), por exemplo. Além disso, modificações nas configurações dos bancos de capacitores podem ser efetuadas para se obter descargas com maiores tempos de duração.

A pressão base (pressão registrada antes do início das operações) que conseguíamos alcançar esteve sempre entre $1,8 \times 10^{-7}$ e $2,5 \times 10^{-7}$ Torr (valores medidos na entrada da bomba turbo-molecular por um medidor do tipo *penning*, os valores da pressão no interior da câmara são aproximadamente quatro vezes maiores).

A.1 – Operação com descargas de limpeza

Devido ao fato de ocorrer adsorção de partículas nas paredes da câmara de vácuo do tokamak, faz-se necessário operar o sistema em “modo de limpeza” para remoção das impurezas. Tal modo de operação consiste em aplicar campos eletromagnéticos fazendo com que o plasma formado se choque com as paredes do vaso, ou seja, evitando-se efetuar o confinamento de partículas. O tempo médio de

duração de uma descarga neste modo de operação fica entre 2 e 3 ms.

A tabela A-1 a seguir mostra alguns dos valores para tensão de carga dos bancos de capacitores nas descargas de limpeza:

Tabela A-1: Valores de tensão para carga dos bancos de capacitores durante limpeza (operação com gás hidrogênio); B_T refere-se ao banco toroidal, J_H e J_L referem-se ao banco responsável pelo aquecimento ôhmico rápido e lento, respectivamente, B_{VH} e B_{VL} referem-se aos bancos responsáveis pelos campos verticais, rápido e lento, respectivamente.

B_T^1 (kV)	J_H (kV)	B_{VH} (V)	J_L (V)	B_{VL} (V)
0,0 - 1,0 (~3,0kGauss)	1,0 - 1,5	100 - 500	0,0	0,0

A pressão utilizada para descargas de limpeza, pode variar entre $2,3 \times 10^{-5}$ e $4,2 \times 10^{-5}$ Torr (aproximadamente), ficando a critério do operador escolher o valor mais adequado (isto pode depender do grau de limpeza da câmara ou até mesmo de fatores externos, como a umidade do ar, por exemplo). Em geral, operando com o valor de $3,0 \times 10^{-5}$ Torr para a pressão não se tem problemas no acendimento do plasma durante a limpeza.

A.2 – Operação com descargas em “Modo Tokamak”

Ao operar a máquina em modo tokamak se observam, principalmente, as seguintes diferenças com relação às descargas de limpeza:

- São necessários maiores valores nas tensões de carga dos bancos de capacitores;
- Maior tempo de duração do plasma;
- Aparecimento de outras linhas espectrais (como consequência da obtenção de temperaturas mais elevadas);
- Maior nível de ruídos eletromagnéticos afetando os equipamentos;
- Redução nas intensidades das emissões de hidrogênio;
- Maiores probabilidades de produção de raios-X.

Antes de serem efetuadas tais descargas, é necessário um bom grau de

1 A aplicação do campo toroidal não é realmente necessária nas descargas de limpeza, bastando que o respectivo banco de capacitores permaneça ligado para que os demais possam ser acionados. Porém, como o campo toroidal é responsável por acelerar as partículas na sua direção, este pode ser utilizado para fazer com que as partículas se choquem com mais força contra as paredes do vaso, aumentando assim a eficiência da limpeza, principalmente das paredes externas.

limpeza da câmara de vácuo, para que impurezas liberadas pelas paredes não “matem” ou interfiram no plasma formado. Em geral, 3000 a 5000 descargas de limpeza (realizadas em 3 ou 4 dias consecutivos) são suficientes para a formação de um plasma adequado às várias medidas realizadas no tokamak.

Na tabela A-2, a seguir, são apresentados alguns valores da carga nos bancos de capacitores, pressões de operação e tempos de duração das descargas em modo tokamak obtidos nas respectivas configurações:

Tabela A-2: Valores das tensões de carga para descargas em modo tokamak, com as pressões P de trabalho e respectivos tempos de duração t_d obtidos. Obs.: usando uma tensão próxima de 3 kV para carregar o banco toroidal obtêm-se um campo magnético próximo de 8 kGauss.

B_T (kV)	J_H (V)	B_{VH} (kV)	J_L (V)	B_{VL} (V)	P (10^{-5} Torr)	t_d (ms)
2,8	800	1,30	300	155	2,3	7,2
3,0	850	1,30	300	160	2,9	7,0
3,0	700	1,40	250	130	2,7	8,0
3,05	800	1,60	240	150	3,0	7,7
3,0	750	1,60	300	150	3,0	9,0
3,0	830	1,70	290	155	2,2 – 3,2	8,0 - 9,4

Novamente, as pressões de operação podem variar de acordo com o estudo que esteja sendo realizado. A pressão base também pode influenciar nos tempos de duração das descargas e na pressão mínima de trabalho (talvez por indicar maior ou menor grau de limpeza do vaso).

A.3 – Instantes de tempo para acionamento dos bancos de capacitores

Seja em descargas de limpeza ou em modo tokamak, é necessário observar atentamente os instantes de tempo para acionamento dos bancos de capacitores, pois isto interfere na formação e manutenção do plasma.

O processo de formação do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP segue, basicamente, os seguintes passos: primeiro, um filamento que está presente dentro da câmara é aceso, um pouco antes do acionamento do banco toroidal, emitindo elétrons

que fazem a pré-ionização do gás. Logo após o banco toroidal ter sido acionado, descarrega-se o banco de capacitores responsável pelo aquecimento ôhmico, e uma forte corrente elétrica passa pelas bobinas ôhmicas, criando uma força eletromotriz que acelera os elétrons que haviam sido emitidos. Com isto, ocorre, por efeito cascata, a ionização completa do gás na câmara, gerando o plasma e fazendo com que a corrente de plasma se estabeleça.

O campo B_T atinge sua intensidade máxima entre 12 e 17 ms após a descarga do banco de capacitores toroidal, como mostra a Fig. A-1, tendo magnitude aproximadamente constante neste intervalo. Por isto, o bancos de capacitores responsáveis pelo aquecimento ôhmico devem ser acionados em um instante de tempo próximo de 12 ms, tanto para aproveitar o máximo de intensidade de B_T , quanto sua baixa variação. Os bancos que geram os campos verticais são, geralmente, descarregados um pouco depois do acendimento do plasma (alguns microssegundos depois do ôhmico).

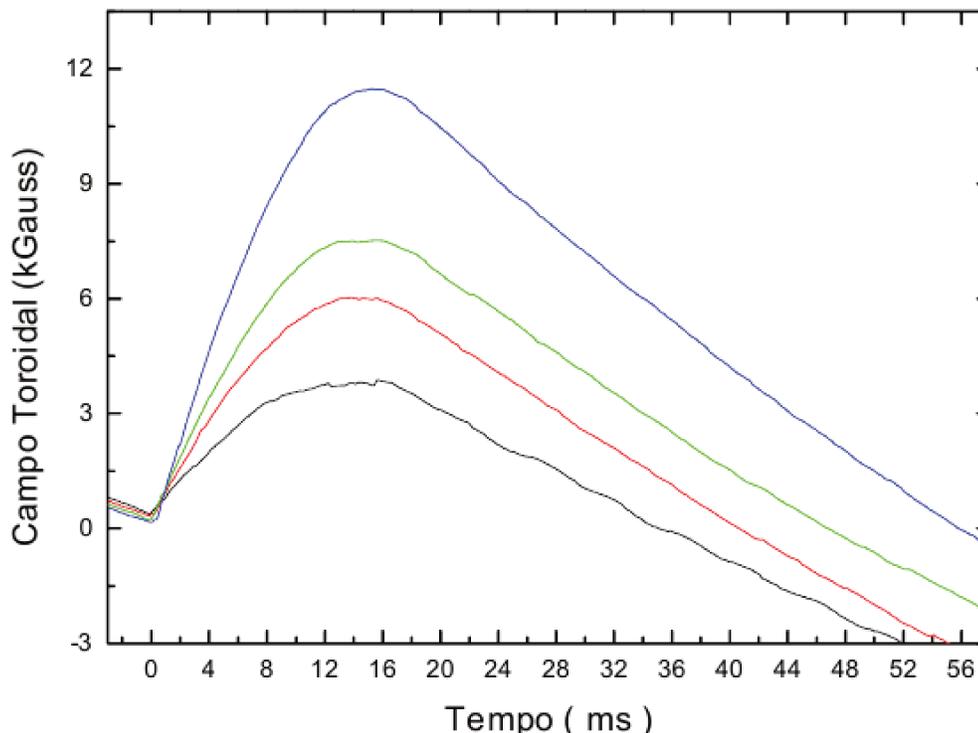


Figura A-1: Curvas da intensidade do campo toroidal em função do tempo.

Só como informação adicional, a aquisição de dados deve ser iniciada um

pouco antes do instante de tempo em que o plasma se acende, menos de um milissegundo é, em geral, suficiente para registrar os dados das descargas desde o início.

APÊNDICE 2 – CÓDIGO FONTE DO PROGRAMA ELABORADO PARA CALCULAR TEMPERATURAS E DENSIDADES ELETRÔNICAS

Para automatizar os cálculos de temperaturas e densidades dos elétrons para cada descarga foi elaborado o programa abaixo, na Linguagem C. Não foi efetuada nenhuma otimização neste programa com o intuito de fazer com que o mesmo tivesse menor consumo de memória e/ou processamento. A ideia central aqui foi de simplesmente obter valores aproximados de temperaturas e densidades, a partir da entrada de dados (números em quatro colunas, com valores dos sinais registrados pelo osciloscópio e previamente tratados via procedimentos de suavização).

```
---Início do Código-----  
#include <stdio.h>  
#include <stdlib.h>  
#include <math.h>  
  
#define cte1 1e+12  
  
double RHy (double x, int y, int Ti);  
/*Função para calcular os fatores R[H_y]*/  
/*y = 1, 2, 3 referem-se à alfa, beta e gama, respectivamente*/  
  
/*x é o parâmetro referente à densidade eletrônica*/  
  
/*Ti é o parâmetro referente às temperaturas eletrônicas (em eV), estando numeradas  
na mesma ordem utilizada no vetor Temps (ver função main)*/  
  
double RHy (double x, int y, int Ti){
```

```

if (y == 1){
  if (Ti==4) {return(1.92917249e-13*x+5.1577078e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+4.18111772);}
  if (Ti==6) {return(2.40491941e-13*x+6.34059752e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+5.65614966);}
  if (Ti==8) {return(2.66246735e-13*x+7.20230986e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+6.53310177);}
  if (Ti==10) {return(2.73499121e-13*x+8.10180846e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+7.10316235);}
  if (Ti==12) {return(2.78233601e-13*x+8.95630467e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+7.59486316);}
  if (Ti==14) {return(2.79955359e-13*x+9.57576667e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+7.97230545);}
  if (Ti==16) {return(2.78510918e-13*x+9.80485479e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+8.24014106);}
  if (Ti==17) {return(2.71033378e-13*x+9.78793788e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+8.62300464);}
  if (Ti==18) {return(2.62761154e-13*x+9.82415275e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+8.96501753);}
  if (Ti==19) {return(2.54796395e-13*x+9.87496761e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+9.23796817);}
  if (Ti==20) {return(2.48239604e-13*x+9.91451321e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+9.41476128);}
  if (Ti==1) {return(5.3539961e-14*x+1.0940113e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+0.74387057);}
  if (Ti==2) {return(1.1542694e-13*x+2.7776434e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+2.0221718);}
  if (Ti==3) {return(1.6061897e-13*x+4.1435223e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+3.1951406);}

```

```

    if (Ti==5) {return(2.1853133e-13*x+5.769869e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+4.9927902);}
    if (Ti==7) {return(2.5660059e-13*x+6.8420186e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+6.1532316);}
    if (Ti==9) {return(2.6987611e-13*x+7.6425786e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+6.824992);}
    if (Ti==11) {return(2.7669329e-13*x+8.5360952e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+7.3668783);}
    if (Ti==13) {return(2.7950196e-13*x+9.2899251e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+7.7994238);}
    if (Ti==15) {return(2.7920914e-13*x+9.762091e-07*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+8.1131437);}

}

if (y == 2){
    if (Ti==4) {return(3.74568537e-12*x+9.2375906e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+17.7215917);}
    if (Ti==6) {return(4.29245531e-12*x+1.30232383e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+21.4914369);}
    if (Ti==8) {return(4.54439397e-12*x+1.5256897e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+23.7813194);}
    if (Ti==10) {return(4.58126087e-12*x+1.60342324e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+26.4762822);}
    if (Ti==12) {return(4.61104531e-12*x+1.65766643e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+29.0624679);}
    if (Ti==14) {return(4.61835963e-12*x+1.6871692e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+31.118871);}
    if (Ti==16) {return(4.58884643e-12*x+1.69287584e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+32.4228402);}

```

```

    if (Ti==17) {return(4.47746778e-12*x+1.67839918e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+33.9889109);}
    if (Ti==18) {return(4.3647361e-12*x+1.66425811e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+35.4063563);}
    if (Ti==19) {return(4.25411859e-12*x+1.65188954e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+36.5353548);}
    if (Ti==20) {return(4.15031838e-12*x+1.64290788e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+37.2086511);}
    if (Ti==1) {return(1.4346251e-12*x+1.7567867e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+4.3387944);}
    if (Ti==2) {return(2.5276147e-12*x+4.7979986e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+9.1995806);}
    if (Ti==3) {return(3.2731994e-12*x+7.1627255e-06*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+14.094121);}
    if (Ti==5) {return(4.0433602e-12*x+1.1180036e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+19.99477);}
    if (Ti==7) {return(4.4611753e-12*x+1.4498032e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+22.625119);}
    if (Ti==9) {return(4.5635762e-12*x+1.5687344e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+25.089521);}
    if (Ti==11) {return(4.5990011e-12*x+1.6350582e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+27.71218);}
    if (Ti==13) {return(4.6206618e-12*x+1.6760469e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+30.08965);}
    if (Ti==15) {return(4.6057712e-12*x+1.696758e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+31.85867);}
}

if (y == 3){
    if (Ti==4) {return(3.12696726e-11*x+8.35877179e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)

```

```

+1.0)+38.8359319);}
  if (Ti==6) {return(3.4874804e-11*x+0.000109087498*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+43.0520463);}
  if (Ti==8) {return(3.67888292e-11*x+0.00012296508*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+40.3482521);}
  if (Ti==10) {return(3.72947585e-11*x+0.000126547033*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+46.7995648);}
  if (Ti==12) {return(3.76766525e-11*x+0.000128988965*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+53.9975522);}
  if (Ti==14) {return(3.77669283e-11*x+0.000130271769*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+60.3022674);}
  if (Ti==16) {return(3.74079404e-11*x+0.000130483864*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+64.664089);}
  if (Ti==17) {return(3.5942264e-11*x+0.000129726746*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+70.8268554);}
  if (Ti==18) {return(3.43370517e-11*x+0.000128995018*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+76.8648124);}
  if (Ti==19) {return(3.28049311e-11*x+0.000128459348*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+81.4346107);}
  if (Ti==20) {return(3.15744127e-11*x+0.000128304884*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1.0)+83.0988458);}
  if (Ti==1) {return(1.4011521e-11*x+2.0304282e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+5.6414815);}
  if (Ti==2) {return(2.2766616e-11*x+4.7861925e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+9.429018);}
  if (Ti==3) {return(2.8076238e-11*x+6.8012788e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+25.406612);}
  if (Ti==5) {return(3.3139536e-11*x+9.676617e-05*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+43.972974);}
  if (Ti==7) {return(3.6219342e-11*x+0.00011771447*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)

```

```

+1)+41.261519);}
    if (Ti==9) {return(3.7053049e-11*x+0.00012508452*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+42.321266);}
    if (Ti==11) {return(3.7442198e-11*x+0.00012831096*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+49.214347);}
    if (Ti==13) {return(3.771279e-11*x+0.000130232*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+56.960425);}
    if (Ti==15) {return(3.7721964e-11*x+0.0001299893*sqrt(x)*(exp(-cte1/x)
+1)+62.972802);}
    }
}

```

```

main () {
    FILE *result;
    double Qab[20][1501], Qbg[20][1501], eQab[20], eQbg[20], Nab[20], Nbg[20],
eNab[20], eNbg[20], Ne1[20][1024], Ne2[20][1024], eNe1[20][1024], eNe2[20][1024];
    float Ma, Mb, Mg;
    float aEi, Ef;
    float t[1024], Sa[1024], Sb[1024], Sg[1024], t0[1024], eSa[1024], eSb[1024],
eSg[1024];
    float ca1, ca2, Dab[9], Dbg[9], Tn[9], dtn, Te[1024], Ne[1024], eTe[1024], eNe[1024];
    float Temps[20] = {1.38, 2.76, 4.16, 5.52, 6.86, 8.25, 9.64, 11.03, 12.42, 13.82, 15.20,
16.6, 17.9, 19.29, 20.68, 22.06, 27.64, 33.12, 38.60, 44.12};
    int i,j,k,l,m,n,p,q,r,s,u, verif;
    Ma=5,562E+09; Mb=8,475E+08; Mg=3,858E+08;

    /*1: Leitura dos dados de entrada*/
    p=0;
    printf("Entre com os sinais\n");

```

```

while (p < 1024) {
    scanf("%f %f %f %f", &t[p], &Sa[p], &Sb[p], &Sg[p]);
    p++;
}
printf("\n");
/*2: procedimentos para cálculo de temperaturas e densidades*/
q=0;
while (q < 1024) {
    verific=0;
    /*2.1: calculando as razões entre tempos de confinamento (para cada valor de
temperatura)*/
    for (l=0; l<20; l++){
        /*2.1-a: para  $10^{12} < Ne < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ */
        for (i=0; i<1001; i++){
            Qab[l][i] =
(RHy((0.009*i+1.0)*cte1,2,l+1)/RHy((0.009*i+1.0)*cte1,1,l+1))*((Mb*Sb[q])/(Ma*Sa[q]));
            Qbg[l][i] =
(RHy((0.009*i+1.0)*cte1,3,l+1)/RHy((0.009*i+1.0)*cte1,2,l+1))*((Mg*Sg[q])/(Mb*Sb[q]));
        }
        /*2.1-b: para  $10^{13} < Ne < 5*10^{13} \text{ cm}^{-3}$ */
        for (i=1001; i<1501; i++){
            Qab[l][i] = (RHy((0.09*(i-1000)+10.0)*cte1,2,l+1)/RHy((0.09*(i-
1000)+10.0)*cte1,1,l+1))*((Mb*Sb[q])/(Ma*Sa[q]));
            Qbg[l][i] = (RHy((0.09*(i-1000)+10.0)*cte1,3,l+1)/RHy((0.09*(i-
1000)+10.0)*cte1,2,l+1))*((Mg*Sg[q])/(Mb*Sb[q]));
        }

        /*2.2: Obtendo um valor de densidade eletrônica que satisfaz  $Qab(Ne)=1$ */
        k=0;
        while (Qab[l][k] < 1.0 && k<1501) {k++;}
    }
}

```

```

    if (k<1001) {Nab[l]=(0.009*k+1.0)*cte1;}
    else {Nab[l]=(0.09*(k-1000)+10.0)*cte1;}
Ne1[l][q]=Nab[l];

/*2.2.1: Calculando o erro em Qab*/
if (Sa[q] && Sb[q] != 0) {
    eQab[l] = Qab[l][k]*sqrt(0.005+((Sa[q]-Sa[q-1])/(Sa[q]))*((Sa[q]-Sa[q-1])/(Sa[q]))+
((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q]))*((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q])));
}

/*2.2.2: Estimando o erro em Nab*/

eNab[l]=Nab[l]*eQab[l]/Qab[l][k];
eNe1[l][q]=eNab[l];

/*2.3: Obtendo um valor de densidade eletrônica que satisfaz Qbg(Ne)=1*/
j=0;
while (Qbg[l][j] < 1.0 && j<1501) {j++;}
    if (j<1001) {Nbg[l]=(0.009*j+1.0)*cte1;}
    else {Nbg[l]=(0.09*(j-1000)+10.0)*cte1;}
Ne2[l][q]=Nbg[l];

/*2.3.1: Calculando o erro em Qbg*/
if (Sb[q] && Sg[q] != 0) {
    eQbg[l] = Qbg[l][j]*sqrt(0.005+((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q]))*((Sb[q]-Sb[q-1])/(Sb[q]))+
((Sg[q]-Sg[q-1])/(Sg[q]))*((Sg[q]-Sg[q-1])/(Sg[q])));
}

/*2.3.2: Estimando o erro em Nbg*/
eNbg[l]=Nbg[l]*eQbg[l]/Qbg[l][j];
eNe2[l][q]=eNbg[l];

```

```
}
```

```
/*2.4: Procurando o ponto de cruzamento entre as duas curvas de densidade:  
Nab(Te) (Ne para a razão alfa-beta) and Nbg(Te) (Ne para a razão beta-gama)*/
```

```
m=0;
```

```
if (Nbg[0] < Nab[0]) {
```

```
    while (Nbg[m] < Nab[m] && m < 20) {m++;}
```

```
}
```

```
if (m < 20 && m > 0) {
```

```
    ca1=(Nab[m]-Nab[m-1])/(Temps[m]-Temps[m-1]);
```

```
    ca2=(Nbg[m]-Nbg[m-1])/(Temps[m]-Temps[m-1]);
```

```
    dtn=(Temps[m]-Temps[m-1])/30;
```

```
    verif=1;
```

```
    for (n=0; n<31; n++){
```

```
        Tn[n]=n*dtn+Temps[m-1];
```

```
        Dab[n]=ca1*(Tn[n]-Temps[m-1])+Nab[m-1];
```

```
        Dbg[n]=ca2*(Tn[n]-Temps[m-1])+Nbg[m-1];
```

```
        if (Dab[n] < Dbg[n]) {
```

```
            Ne[q]=Dab[n-1];
```

```
            Te[q]=Tn[n-1];
```

```
            break;
```

```
        }
```

```
    }
```

```
/*2.4.1: Estimando o erro em Ne*/
```

```
if (m < 20 && m > 0) {
```

```
    eNe[q]=sqrt((eNab[m]*eNab[m])+(eNbg[m]*eNbg[m]));
```

```
}
```

```
}
```

```

/*2.4.2: Estimando o erro em Te*/
r=0; Ei=0; Ef=0;
if (verif==1) {
  while (r < 20) {
    if (fabs(Nbg[r]-Nab[r]) < eNab[r] || fabs(Nbg[r]-Nab[r]) < eNbg[r]) {
      if (Ei==0) {Ei=Temps[r];}
    }
    if (fabs(Nbg[19-r]-Nab[19-r]) < eNab[19-r] || fabs(Nbg[19-r] -Nab[19-r]) < eNbg[19-
r]) {
      if (Ef==0) {Ef=Temps[19-r];}
    }
    r++;
  }
  if (Ei!=Ef && Ei!=0 && Ef!=0 && Ef > Ei) {
    if (Ef-Te[q] > Te[q]-Ei) {
      eTe[q] = (Ef-Te[q])/2;
    }
    else eTe[q] = (Te[q]-Ei)/2;
  }
  else {
    if (Te[q] > (Temps[m]+Temps[m-1])/2) {
      eTe[q]=(Temps[m]-Te[q]);
    }
    else eTe[q]=(Te[q]-Temps[m-1]);
  }
}
q++;
}

```

/*Gerando tabela com as temperaturas e densidades calculadas (juntamente com seus

```

respectivos instantes de tempo)*/
result = fopen("result.dat", "wt");
fprintf(result, "time\tTe\tterrTe\tNe\tterrNe\n");
for (l=0; l<1024; l++) {
    if (Te[l] || Ne[l] != 0) {
        fprintf(result, "%.2ft%5.3ft%5.3ft%5.3ft%5.3f", t[l], Te[l], eTe[l], Ne[l]/cte1, eNe[l]/cte1);
        fprintf(result, "\n");
    }
}
fclose(result);

}
---Fim do Código-----

```