Ibrahim El Chamaa Neto

IMPLANTAÇÃO DE UM SISTEMA DE DIAGNÓSTICO POR ESPECTROSCOPIA E MEDIDA DE TEMPERATURA IÔNICA NO TBR - I

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Orientadora: Prof ª. Dr ª. Vilma Sidneia Walder

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1915
e.2
INSTITUTO DE FÍSICA

São Paulo
1992

SBI-IFUSP
305M810T1915

530.4421
C448i
M
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Chamaa Neto, Ibrahim El
Implantação de um sistema de dignóstico por espectroscopia e medida de temperatura iônica no TBR-I. São Paulo, 1992.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profª Drª Vilma Sidneia Walder

Unitermos: 1. Espectroscopia de plasma; 2. Medidas do alargamento Doppler; 3. Cálculo da temperatura iônica.

USP/IF/SBI - 08/92

Vilma Sidneia Walder Paulo

Eberê Luiz Caldas

...À memoria do amigo Sergio Roberto Alves

Aos meus pais e irmãos com muito carinho

À Regina, amiga e companheira...

Agradecimentos

Gostaria de agradecer as pessoas que participaram direta ou indiretamente na realização deste trabalho.

Em especial, à Profa. Dra. Vilma Sidneia Walder pela orientação e indicação deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento pelo apoio e interesse.

Ao Prof. Dr. Munemasa Machida pelas inúmeras sugestões e discussões.

Ao Prof. Dr. Roberto Forneris pelo empréstimo de alguns materiais ópticos.

Aos Profs. Drs. José Henrique Vuolo, Alvaro Vannucci, Iberê L. Caldas, Ricardo M.O. Galvão, Rui Pepe da Silva , Aluísio N. Fagundes e a Profa. Dra. Maria Vitória.

Aos Profs. Drs. Joseph Max Cohenca, Marcos Nogueira Martins e Philippe Gouffon pelo apoio na análise dos dados.

Aos colegas Cristóvão e Edson pela manutenção e operação do TBR-I.

Ao Eng.º André Tuszel pela colaboração.

Ao Ablício, Rogério, Ivan Cardoso e ao Renato pelo apoio na parte técnica.

Ao João de Lima e todo o pessoal da oficina mecânica.

Ao pessoal do Laboratório didático pelo empréstimo de alguns equipamentos.

A minha companheira, amiga e colega Regina pelo apoio e incentivo durante o trabalho.

Ao Tadeu, Juan e Wanderley pela colaboração atenciosa.

Aos colegas Celso, Célia, Rosana, Raul, Mauro, Kenya, Ricardo, Viana e Alex pelo incentivo.

À Sylvia ex-secretária do Grupo de Plasma pelo apoio e atenção.

À Claudia e à Helen da Pós-Graduação.

À Ilme secretária do Grupo de Plasma.

Aos amigos Alfredo e Ramon pelo incentivo e apoio na parte eletrônica.

Ao Marcio, Cristiano e Pedro grandes companheiros de Pós-Graduação.

RESUMO

Um sistema de diagnóstico por espectroscopia no visível foi implantado no tokamak TBR-I. O diagnóstico consiste de um espectrógrafo (do tipo Czerny-Turner), um sistema de acoplamento óptico e um detetor multicanal (MCP).

O diagnóstico foi usado para observar e identificar impurezas presentes no plasma do TBR-I. As principais impurezas observadas foram oxigênio (O-II) e nitrogênio (N-II).

Foi feito um estudo no alargamento das linhas do hidrogênio e dos íons para se obter a temperatura a partir do efeito Doppler. As intensidades das linhas espectrais foram observadas de descarga em descarga.

ABSTRACT

A visible spectroscopic diagnostic was implemented on TBR-I tokamak. The diagnostic system consist of a 1,5 m spectrograph (Czerny-Turner type), an optical coupling system and a microchannel plate (MCP) detector.

The diagnostic system was used to examine and document the impurity content of the plasma in TBR-I. The main impurities discovered were oxygen (O-II) and nitrogen (N-II).

Line broadening experiments were performed on hydrogen and ions to obtain the temperatures using Doppler broadening effects. The intensities of the spectral lines were measured on a shot to shot basis.

ÍNDICE

CAPÍTULO I INTRODUÇÃO.....1

CAPÍTULO.II TEORÍAS.....4

1) Mecanismos de alargamento das linhas espectrais.....4

1.1) Alargamento natural.....4

1.2) Alargamento Zeeman.....4

1.3) Alargamento por pressão.....5

1.4) Alargamento Doppler.....6

1.5) Alargamento instrumental.....9

1.6) Efeitos combinados de alargamento.....9

a) Convolução de duas Gaussianas.....10

b) Convolução de duas Lorentzianas.....10

c) Convolução de Lorentzianas e Gaussianas - Função de Voigt.....11

2.) Modelos estatísticos de plasma.....12

2.1) Modelo de equilibríio termodinâmico local....12

2.2) Modelo corona.....14

2.2.1) Modelo corona independente do tempo...15

2.2.2) Modelo corona dependente do tempo.....17

2.3) Modelo colisional radioativo.....19

CAPÍTULO III DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL.....21

1) Introdução.....21

2) Descrição do monocromador.....21
2.1) Parâmetros de operação de monocromadores do tipo Czerny-Turner.....23
2.2) Aberrações do sistema Czerny-Turner.....28
2.3) Parâmetros do monocromador utilizado.....29
3) Transformação do monocromador em espectrógrafo.....32
3.1) Dispersão linear recíproca.....32
4) Descrição do sistema de deteção e aquisição.....34
4.1) Detetor multicanal modelo 1420.....36
4.2) Controlador do detetor - módulo 1463.....39
4.3) Interface do amplificador de pulso - módulo 1303.....40
4.4) Amplificador de pulso - módulo 1304.....40
4.5) Interface do detetor - módulo 1461.....40
4.6) Instalação do sistema de deteção.....41
5.) Tokamak TBR-I.....43
5.1) Descarga no plasma.....46
6.) Acoplamento óptico entre o tokamak e o espectrógrafo.....48

CAPÍTULO IV COLETA E ANÁLISE DOS DADOS.....51
1.) Introdução.....51
2.) Medidas de resolução instrumental.....53
2.1) Determinação do perfil instrumental.....59
2.2) Análise do perfil instrumental em função da abertura da fenda de entrada.....60
3.) Medidas das intensidades das linhas espectrais emitidas pelo plasma do TBR-I.....65
3.1) Emissão Hα.....65

3.2) Emissão Hβ.....75

3.3) Emissão dos íons de oxigênio O-II.....82

3.4) Medidas da emissão de impurezas.....86

CAPÍTULO V CONCLUSÃO.....92

BIBLIOGRAFIA.....95

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A espectroscopia é empregada muitas vezes como uma técnica poderosa em diagnósticos de plasmas. Ao contrário das sondas eletrostáticas, não perturba o meio e permite um estudo simultâneo no espao e no tempo, dependendo somente de uma montagem experimental apropriada.

A intensidade da radiação de uma determinada frequência, ou ainda a sua distribuição espectral sobre uma banda de comprimentos de onda pode ser determinada experimentalmente por técnicas apropriadas de espectroscopia. Com estas medidas obtém-se alguns parâmetros relevantes do plasma como a densidade de elétrons, Z efetivo e as temperaturas eletrônica e iônica, através de modelos estatísticos do estado de equílibrio do plasma.

Dos vários mecanismos de alargamento de linhas espectrais, os mecanismos de alargamento das linhas por pressão (principalmente o efeito Stark) são considerados desprezíveis, para a ordem de grandeza da densidade de elétrons no tokamak TBR-I, de 10^{12} cm^{-3} a 10^{13} cm^{-3}, conforme medidas feitas por Silva[1]. Para esta ordem de grandeza da densidade eletrônica o efeito Doppler é predominante no alargamento das linhas.

Medidas anteriores da temperatura iônica no TBR-I foram realizadas por espectroscopia[2] com a utilização de um monocromador de baixa resolução e também através de uma sonda iônica[1].

O objetivo deste trabalho foi a implantação de um sistema de diagnóstico em plasma por espectroscopia e sua utilização para a obtenção de temperaturas do hidrogênio e de íons e identificação de impurezas presentes no plasma.

Este diagnóstico foi implantado no TBR-I, um tokamak de pequeno porte projetado e construído no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. No TBR-I é produzido um plasma de hidrogênio a uma pressão base de $8,6 \times 10^{-4}$ mbar com tempos típicos de descarga de 8 ms e de confinamento de partículas de aproximadamente de 1,8 ms.

A seguir é feito um pequeno resumo do conteúdo de cada capítulo deste trabalho.

No capítulo II, destinado a teorias, é feita uma breve descrição dos efeitos que contribuem no alargamento de uma linha espectral e dos modelos estatísticos de plasmas obtidos em laboratórios. Neste capítulo também é feita uma descrição do tratamento dado a uma linha observada quando esta é o resultado da convolução de efeitos descritos por funções Gaussianas e Lorentzianas.

No capítulo III é feita uma descrição detalhada da instrumentação empregada na montagem experimental. Inicialmente, é feito um resumo das características gerais do monocromador[3] usado. Em seguida é descrita a transformação do monocromador em espectrógrafo e todo o sistema de deteção e aquisição empregado na experiência. É feita uma descrição do Tokamak TBR-I e seus principais parâmetros, juntamente com as características do plasma.

Basicamente o arranjo experimental descrito neste capítulo é um detetor óptico multicanal, fabicado pela EG&G PARC, com uma placa contendo 512 microcanais dispostos linearmente em 12,5 mm de largura, instalado no espectrógrafo com rede de difração de 1800 l/mm, acoplado ao tokamak por um sistema óptico. O detetor multicanal tem alcance espectral de 42,5 Å e uma resolução de 0,08 Å/canal. O sistema eletrônico de controle do detetor é constituido de um conjunto de placas eletrônicas cujas funções envolvem o acionamento do detetor em um determinado instante após um sinal de referência, o tempo de exposição do detetor, a leitura dos canais, o interfaceamento do sistema com um microcomputador do tipo PC e algumas funções a mais que são discutidas detalhadamente neste capítulo.

No Cap.IV são apresentadas as medidas realizadas no tokamak TBR-I, a análise dos dados obtidos para a resolução do espectrômetro e para as linhas espectrais do plasma. Uma análise matemática foi feita envolvendo o estudo do perfil instrumental observado. Uma vez identificado o perfil instrumental na forma de uma função gaussiana, por meio de ajustes, obteve-se como resultado final o alargamento total à meia altura máxima do perfil ajustado.

Os espectros obtidos do plasma também passaram por um tratamento matemático de ajuste, embora seja somente para se obter o valor da largura a meia altura do perfil observado com maior precisão, para o cálculo da temperatura através do alargamento Doppler.

Ainda neste capítulo são apresentados os resultados para temperaturas do hidrogênio calculadas a partir das linhas $H\alpha$ e $H\beta$ e dos íons de impurezas observadas e identificadas através de varredura espectral.

No capítulo V são apresentadas as conclusões gerais do trabalho e sugestões para trabalhos futuros para dar continuidade aos estudos de parâmetros do plasma por diagnóstico espectroscópico.

CAPÍTULO II

TEORIAS

1. MECANISMOS DE ALARGAMENTO DAS LINHAS ESPECTRAIS

Quando se examina uma radiação por meio de um espectrômetro, observa-se que as linhas espectrais apresentam um alargamento $\Delta\lambda$ em torno do comprimento de onda central λ. No entanto, este alargamento na linha decresce com o aumento da resolução do instrumento de medida, que é dada por $R=\lambda/\Delta\lambda$. Portanto, aumentando a resolução, chega-se a um ponto onde cessa a diminuição da largura instrumental e a partir disso a largura observada é determinada pelas condições da fonte.

Os fatores que influeciam no alargamento das linhas espectrais são descritos separadamente a seguir.

1.1. ALARGAMENTO NATURAL

O alargamento natural da linha decorre do tempo finito dos níveis de energia envolvidos na transição, e está presente em todas as linhas espectrais. O alargamento típico é da ordem de 10^{-4}Å [4].

1.2. SEPARAÇÃO ZEEMAN

O alargamento devido ao efeito Zeeman descreve a separação de uma linha espectral em várias componentes sob a

influência de um campo magnético externo. Este alargamento pode ser avaliado e é da ordem $\Delta\lambda=10^{-12}\lambda^2 H$, onde λ e $\Delta\lambda$ estão em Å e o campo magnético H em gauss[4]. Para a linha do hidrogênio Hα (6563Å), e um campo de 5 KG, o alargamento é da ordem de 10^{-1} Å.

1.3 ALARGAMENTO POR PRESSÃO

O perfil da linha emitida por átomos ou íons presentes em um plasma com alta densidade acima de $10^{14}cm^{-3}$, é predominantemente determinado pelas interações dos emissores com as partículas vizinhas. Este tipo de contribuição no alargamento da linha é geralmente chamado de alargamento por pressão. Do ponto de vista da física, estes efeitos podem ser subdivididos em: (a) alargamento por ressonância, (interação com átomos de mesmo tipo, sendo que um dos estados deve interagir com o estado fundamental); (b) Van der Waals, (átomos ou moléculas de diferentes tipos); (c) Alargamento Stark, (devido as partículas carregadas, elétrons e íons).

a) O <u>alargamento por ressonncia</u> resulta da interação do átomo emissor com átomos de mesma espécie. A transferência de energia ocorre somente para transições que envolvem níveis de dipolo ligado para o estado fundamental[5].

b) O <u>alargamento de Van der Walls</u> ocorre quando o átomo emissor interage com átomos de outra espécie[5].

Estes dois tipos de interações, são proporcionais as densidades de partículas neutras. Para baixas densidades estes dois efeitos são desprezíveis.

c) O <u>alargamento Stark</u> de primeira ordem provoca a separação de uma linha simples em um número discreto de componentes e é causado pelas interações dos átomos com o campo elétrico externo. As fontes de perturbação dos campos elétricos

podem ser intrínseco (devido ao campo elétrico produzido pelas partículas presentes em um gás ionizado) ou extrínseco (devido a aplicação de campos externos). Em plasmas de baixas densidades (menor que 10^{13} cm^{-3}) o alargamento da linha espectral devido ao efeito Stark é desprezível comparado com o alargamento produzido pelo efeito Doppler[6].

1.4. ALARGAMENTO DOPPLER

O movimento de uma partícula irradiando na direção de observação, causa um deslocamento no comprimento de onda medido da linha emitida. No plasma, o movimento randomico das partículas, causa um alargamento Doppler nas linhas como resultado final.

A componente v_s da velocidade de uma partícula emissora em movimento, paralela à direção de observação, causa um deslocamento no comprimento de onda[6] λ_o emitido dado por

$$\Delta\lambda = \pm \frac{v_s}{c} \lambda_o \qquad (1)$$

Como hipótese, considera-se que o movimento das partículas do plasma é de natureza térmica. Desta maneira obtem-se uma distribuição de velocidades de Maxwell para os átomos e íons emissores. A fração das partículas se movendo na direção de observação com componentes de velocidade entre v_s e $v_s + dv_s$ é dada por

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\pi^{1/2}} \exp\left[- \left(\frac{v_s}{v} \right)^2 \right] \frac{dv_s}{v} \qquad (2)$$

$$v = \left(\frac{2\ R\ T}{M} \right)^{1/2} \qquad (3)$$

onde v é a velocidade mais provável da partícula, R constante universal dos gases, M a massa atômica e T a temperatura.

Substituindo v por $(2RT/M)^{1/2}$ e v_z por $(\Delta\lambda\ c\ /\ \lambda_o)$, de acordo com as equações (1) e (3), então a equação (2) pode ser reescrita como

$$\frac{dN}{N} = \left(\frac{M\ c^2}{2\ \pi\ R\ T\ \lambda_o^2}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-\ M\ c^2}{2\ R\ T}\left(\frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o}\right)^2\right] d\lambda. \qquad (4)$$

A intensidade I de uma linha espectral é proporcional a concentração das partículas radiantes N, e em particular, a intensidade emitida no intervalo $d\lambda$ é nominalmente $I(\lambda)\ d\lambda$, e é proporcional a fração de partículas dN. Considerando o plasma opticamente transparente, a intensidade emitida é escrita como

$$I(\lambda) = I_o \left(\frac{M\ c^2}{2\ \pi\ R\ T\ \lambda_o^2}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-\ M\ c^2}{2\ R\ T}\left(\frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o}\right)^2\right] \qquad (5)$$

O perfil da linha resultante do alargamento Doppler é uma distribuição Gaussiana centrada no comprimento de onda λ_o e com parâmetro de forma dado por,

$$\Delta\lambda_2^2 = \left(\frac{2\ R\ T}{M\ c^2}\right) \lambda_o^2 \qquad (6)$$

Quando a intensidade da linha, dada pela equação (5), for igual a metade da intensidade máxima, isto é, $I(\lambda) = 0{,}5\ I(0)$ a exponencial tem valor 1/2,

$$\ln 2 = \frac{M\ c^2}{2\ R\ T}\left(\frac{\lambda_{1/2} - \lambda_o}{\lambda_o}\right)^2.$$

A largura total a meia altura do perfil Doppler é dada por,

$$\Delta\lambda_{Dop} = 2 \left(\lambda_{1/2} - \lambda_o \right) = 1,665 \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2\ R\ T}{M} \right)^{1/2}$$

ou

$$\Delta\lambda_{Dop} = 7,16 * 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \qquad (7)$$

onde $\Delta\lambda_{Dop}$ é a largura total a meia altura em Å e T a temperatura em Kelvin. Para a linha Hα do hidrogênio, onde M=1, a expressão acima pode ser escrita,

$$T_H = 1.68 * 10^8 \left[\frac{\Delta\lambda_{Dop}}{\lambda_o} \right]^2 \text{eV} \qquad (8)$$

Na tabela abaixo são dados os alargamentos em Angstrons de alguns elementos para temperaturas de 10^4 K, 10^6 K e 10^8 K, para o comprimento de onda em 5000 Å.

Tabela 1.

T (K)	H	O	C	N
10^4	0,36	0,09	0,095	0,10
10^6	3,6	0,9	0,95	1,0
10^8	36	9	9,5	10

1.5. ALARGAMENTO INSTRUMENTAL

O perfil de uma linha espectral obtido através de um espectrógrafo é alargado pela difração da fenda, aberrações das lentes e espelhos imperfeitos[7]. O perfil instrumental deve ser obtido experimentalmente, utilizando fontes espectrais tais como, laser e tubos de descarga de baixa pressão com refrigeração.

Para um espectrógrafo de rede de difração, o alargamento instrumental é avaliado por

$$(\Delta\lambda_{1/2})_i \propto (fR)^{-1}, \tag{9}$$

onde f é a distância focal da lente ou espelho e R a resolução da rede de difração.

1.6. EFEITOS COMBINADOS DE ALARGAMENTO

As linhas espectrais observadas são sempre o resultado de vários mecanismos de alargamento, alguns citados anteriomente. Quando a distribuição da intensidade observada resulta de dois efeitos independentes, com distribuição de intensidades I′ e I′′, esta pode ser representada pela integral de convolução dada por

$$I(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I'(\lambda-\lambda')\, I''(\lambda')\, d\lambda' \,. \tag{10}$$

Como mostram Van de Hulst e Reesinck[8], o cálculo do perfil instrumental torna-se muito complexo se usada a integral (10), porém existem vários métodos de aproximação para tratar a questão. Entretanto, como mostram os autores, o método das semi-larguras é aplicável quando I′ e I′′ são de forma gaussiana. O método das funções dispersivas é aplicável quando as funções são do tipo lorentzianas. Quando as funções I′ e I′′ formam uma

combinação dos tipos mencionados anteriormente, é usado o método das funções de Voigt.

a) Convolução de duas Gaussianas

Se o perfil observado é resultado de dois efeitos descritos por funções Gaussianas, de semi-larguras $\Delta\lambda_2'$ e $\Delta\lambda_2''$, ele será também uma função Gaussiana de semi-largura $\Delta\lambda_2$, descrita por

$$I(\lambda) = C \exp\left[\frac{-(\lambda-\lambda_0)^2}{\Delta\lambda_2^{\,2}}\right] \tag{11}$$

onde C é uma constante e a largura total da Gaussiana é igual a $1{,}665\Delta\lambda_2$. Neste caso o parâmetro $\Delta\lambda_2$ obedece a seguinte relação

$$\Delta\lambda_2^2 = \Delta\lambda_2'^2 + \Delta\lambda_2''^2, \tag{12}$$

pelo método das semi-larguras.

b) Convolução de duas Lorentzianas

O método que descreve a combinação de duas funções Lorentzianas[8] de semi-larguras $\Delta\lambda'_1$ e $\Delta\lambda''_1$ é conhecido como o método das funções de dispersão e a intensidade resultante é descrita por uma função Lorentziana de semi-largura $\Delta\lambda_1$, representadas pela relação

$$I(\lambda) = C * \left[1 + \frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{\Delta\lambda_1^2}\right]^{-1}, \tag{13}$$

onde C e a largura total da Lorentziana é igual a $2\Delta\lambda_1$. A relação entre as semi-larguras é

$$\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_1' + \Delta\lambda_1'' \ . \tag{14}$$

c) Convolução de Gaussiana com lorentziana - Função de Voigt

A superposição de um perfil Gaussiano com um perfil Lorentziano é conhecido como perfil de Voigt[4] , descrito pela função de Voigt

$$H(\alpha,v) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-z^2)}{\alpha^2 + (z - v)^2} \, dz, \qquad (15)$$

onde α e v são as variáveis independentes definidas como $\alpha=\gamma/2\Delta\lambda_2$ e $v=(\lambda-\lambda_o)/\Delta\lambda_2$. Onde γ é a constante de amortecimento do perfil de dispersão.

Por exemplo, fisicamente a forma gaussiana pode representar o efeito Doppler e lorentziana o efeito Stark.

O alargamento instrumental, devido a resolução do espectrógrafo, sempre está presente no perfil observado, e este deve ser determinado experimentalmente.

2. MODELOS ESTATÍSTICOS DE PLASMA

Os modelos estatísticos foram desenvolvidos para determinação das funções de distribuição que caracterizam o estado de um plasma interagindo com o seu próprio campo de radiação. Do ponto de vista de um diagnóstico de plasma, é possível obter informações tal como, a concentração e temperatura de elétrons e íons, através de valores determinados experimentalmente da distribuição da energia espectral da radiação emitida pelo plasma.

Os modelos estatísticos apresentados abaixo são desenvolvidos supondo que o plasma é ópticamente transparente e as grandezas temperatura, densidade, grau de ionização e etc, são conhecidas e mensuráveis[9],[10] e [11].

2.1. MODELO DE EQUILÍBRIO TERMODINÂMICO LOCAL

Neste modelo de plasma considera-se que as distribuições das densidades dos níveis de energia dos elétrons sejam relativamente altas, tal que todos os processos colisionais ocorram dominantemente por elétrons. Embora a densidade e temperatura possam variar no espaço e no tempo, a distribuição de energia em qualquer instante e em qualquer ponto no espaço depende inteiramente dos valores locais da temperatura, densidade e composição química do plasma[9],[10].

O modelo de equilíbrio termodinâmico local baseia-se nas seguintes hipóteses:

1.) A distribuição de velocidades dos elétrons livres é maxwelliana, caracterizada pela temperatura eletrônica T_e, ou melhor,

$$dn(v) = n_e 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K T_e} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-m v^2}{2KT_e} \right) v^2 dv \qquad (16)$$

2.) As excitações e ionizações dos átomos e íons são de origem colisional, isto é, exclusivamente por colisões de elétrons livres. O equilibrio de ionização é dado pela equação de Saha, enquanto que a taxa de excitação dos níveis de energia dos átomos e íons, seguem a distribuição de Boltzmann, dados respectivamente por:

$$\frac{n(z+1,g)\ n_e}{n(z,g)} = \frac{w(z+1,g)}{w(z,g)}\ 2\left(\frac{2\pi mkT_e}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\chi\ (z,g)}{kT_e}\right) \qquad (17)$$

$$\frac{n(p)}{n(q)} = \frac{w(p)}{w(q)}\ \exp\left(\frac{\chi\ (p,q)}{k\ Te}\right) \qquad (18)$$

onde: n(z+1,g), n(z,g), n(p) e n(q) são as densidades dos vários níveis de energia designados pelos seus números quânticos p, q e g (g o estado fundamental), os índices z e z+1 representam a carga iônica, w(z,p) é o peso estatístico do designado nível, $\chi(p,q)$ é a diferença de energia entre os níveis p e q e $\chi(z,g)$ é o potencial de ionização do átomo (ou íon) de carga z no seu estado fundamental.

A distribuição das densidades dos níveis de energia dos elétrons é determinada pelas leis da mecânica estatística da equipartição entre os níveis de energia, não requerendo conhecimentos prévios da seção de choque atômica nos cálculos.

3.) As variações temporais e espaciais das condições do plasma são suficientemente pequenas, tal que em qualquer ponto no espaço a função de distribuição correspondente é representativa das condições locais.

Para um plasma opticamente transparente, ou seja, a radiação produzida em qualquer região do plasma consegue escapar

sem interagir novamente. A intensidade I(p,q) de uma linha originária de uma transição de um estado p para o estado q, é dado por

$$I(p,q) = \frac{1}{4\pi} \int n(p)\ A(p,q)\ h\ \nu(p,q)\ ds\ , \qquad (19)$$

onde a integração é feita sobre a área do plasma vista pelo detetor, A(p,q) é a probabilidade de transição espontânea atômica, $h\nu(p,q)$ é a energia do fóton emitido na transição.

2.2. MODELO CORONA

O modelo atômico proposto para explicar alguns aspectos da coroa solar, tem sido muito útil em discussões de plasmas de baixas densidades produzidos em laboratórios. Este modelo é válido para plasmas opticamente transparentes[10].

Os processos de balanço entre a ionização colisional e recombinação radioativa são descritos respectivamente por

$$e + N(z) \longrightarrow N(z+1) + e + e$$
$$e + A(z+1) \longrightarrow A(z) + h\nu$$

onde e é a carga de um elétron, N(z), N(z+1), A(z+1) e A(z) são as as partículas de carga z e z+1 e $h\nu$ a energia da radiação emitida.

A taxa de ionização é proporcional a densidade eletrônica n_e e a taxa de recombinação é proporcional ao quadrado da densidade eletrônica n_e^2.

2.3.1. MODELO CORONA INDEPENDENTE DO TEMPO

Neste modelo a hipótese básica é que qualquer variação nos parâmetros do plasma seja suficientemente pequenas, tal que, para cada instante, exista um novo estado estacionário.

As hipóteses básicas e equações para cada estado estacionário do modelo corona independente do tempo são:

i) Os elétrons livres do plasma tem uma distribuição de velocidades maxwellianas, definida na equação (16).

Não há necessidade fazer qualquer hipótese sobre a distribuição de velocidades das partículas pesadas, exceto quando a sua energia média for da ordem ou menor que a energia dos elétrons, pois se não, as colisões entre íons poderiam ser importantes.

ii) O balanço entre a ionização e recombinação pode ser escrita como,

$$n_e n(z,g) S(T_e,z,g) = n_e n(z+1,g) \alpha(T_e,z+1,g)$$

ou

$$\frac{n(z,g)}{n(z+1,g)} = \frac{\alpha(T_e,z+1,g)}{S(T_e,z,g)} , \qquad (20)$$

onde $S(T_e,z,g)$ é o coeficiente de ionização colisional, $\alpha(T_e,z,g)$ é o coeficiente de recombinação radiativa e g é o número quântico que representa o estado fundamental. A equação (15) descreve o balanço para íons no estado fundamental e independe da densidade eletrônica.

iii) As densidades das partículas dos níveis excitados são determinados pelo balanço entre as taxas de excitação colisional do estado fundamental e a taxa de decaimento espontâneo de um estado excitado p, assim

$$n_e n(z,g) X(T_e,g,p) = n(z,p) \sum_{q<p} A(p,q) \tag{21}$$

onde $X(T_e,g,p)$ é a taxa de excitação colisional, $n(z,p)$ a densidade de partículas de carga z no estado excitado p, e $A(p,q)$ é a probabilidade de emissão espontânea do estado p para o estado q. Assim, as intensidades das linhas espectrais desses íons, integrada sobre toda a área vista pelo detetor, é dada por

$$I(p,q) = \int n_e n(z,g) X(T_e,g,p) \frac{A(p,q)}{\sum_{r<p} A(p,r)} ds, \tag{22}$$

Os coeficientes de ionização $S(T_e,z,g)$ e recombinação radiativa $\alpha(T_e,z,g)$ propostos por Burges[12] e Seaton[13] respectivamente para a faixa limitada do potêncial de ionização $1 < \chi(z,g)/KT_e < 10$ são:

$$S(T_e,z,g) = 2{,}34*10^{-7} \frac{\xi\ (T_e)^{1/4}}{\chi(z,g)^{7/4}} \exp\left(- \frac{\chi(z,g)}{KT_e} \right) cm^3\ seg^{-1} \tag{23}$$

$$\alpha(T_e,z,g) = \frac{2{,}05*10^{-12}\ \chi(z-1,g)}{T_e^{1/2}} cm^3\ seg^{-1} \tag{24}$$

onde ξ é o número de elétrons externos (=1 para os átomos hidrogenóides), T_e temperatura de elétrons em Kelvin e $\chi(z,g)$ o potencial de ionização em eV.

A razão das densidades dos íons de carga z e z+1 para o modelo corona do estado estacionário é dado por:

$$\frac{n(z,g)}{n(z+1,g)} = \frac{\alpha(T_e,z+1,g)}{S(T_e,z,g)} = 8.77*10^{-6} \frac{\chi(z,g)^{3/4}}{T_e^{3/4}} \exp\left(\frac{\chi(z,g)}{KT_e}\right)$$

$$= 7,87*10^{-9}\ \chi(z,g)^2 \left(\frac{\chi(z,g)}{KT_e}\right)^{3/4} \exp\left(\frac{\chi(z,g)}{KT_e}\right) \qquad (25)$$

Os valores do coeficiente de excitação $X(T_e,g,p)$ podem ser calculados a partir da secção de choque de excitação, e são dados por:

$$X(T_e,p,q) = \frac{8,50*10^{-4}\ G\ f(p,q)}{T_e^{1/2}\ \chi(p,q)} \exp\left(\frac{-1,16*10^4\ \chi(p,q)}{T_e}\right) \qquad (26)$$

onde G é o fator efetivo médio de Gaunt, f(p,q) é a força do oscilador ("oscillator strength") e T_e em K, $\chi(p,q)$ em eV e $X(T_e,p,q)$ em $cm^3\ seg^{-1}$.

2.3.2. MODELO CORONA DEPENDENTE DO TEMPO

Neste modelo, as mudanças na densidade de população dos níveis excitados, causados pela variação da densidade ou da temperatura eletrônica, ocorrem numa taxa que é lenta comparada com o tempo de relaxação intrínseco dos processos atômicos[10].

As equações básicas que descrevem o modelo corona dependente do tempo seguem as seguintes hipóteses:

i) Os elétrons trocam energia por colisões elásticas numa taxa suficientemente rápida, tal que as variações no estado do plasma podem ser desprezadas. A distribuição de velocidades é sempre Maxwelliana, definida na equação (16).

ii) A ionização ocorre por colisão de um elétron com um átomo ou íon no seu estado fundamental e as recombinações ocorrem por processos radiativos. A equação diferencial que descreve a taxa da densidade de população dos níveis de um íon de carga z pode ser escrita como:

$$\frac{dn(z,g)}{dt} = n(z-1,g)n_eS(T_e,z-1,g)-n(z,g)n_eS(T_e,z,g) - n(z,g)n_e\alpha(T_e,z,g) + n(z+1,g)n_e\alpha(T_e,z+1,g) \tag{27}$$

iii) As excitações ocorrem quando uma partícula no estado fundamental sofre uma colisão inelástica com um elétron e o nível excitado decai emitindo radiação. A taxa de variação da população de um íon no estado p é dada por:

$$\frac{dn(z,p)}{dt} = n_e\, X(T_e,z,g,p)\; n(z,g) - n(z,p) \sum_{r<p} A(z,p,r) \tag{28}$$

Portanto, a taxa com que é formado o íon de maior carga z_s é

$$\frac{dn(z_s)}{dt} = n_e\, n(z_s-1,g)\; S(z_s-1) - n_e\, n(z_s)\; \alpha(z_s), \tag{29}$$

onde

$$n(z_s-1) + n(z_s) = Cte. \tag{30}$$

Este conjunto de equações tem como solução:

$$n(z_s)=\frac{[n(z_s-1) + n(z_s)]\, S(z_s-1)}{S(z_s-1) + \alpha(z_s)} * \left(1 - \exp\left\{-n_e\left[S(z_s-1) + \alpha(z_s)\right]t\right\}\right) \tag{31}$$

tal que o tempo de relaxação intrínseco τ, característico da aproximação final do estado estacionário, é dado por:

$$\tau = \frac{1}{n_e\, S(z_s-1) + \alpha(z_s)} \qquad (32)$$

Para o TBR-I, o tempo de relaxação é da ordem de 60 μs, estimado para o helio[2] e 2,0 μs para o hidrogênio.

2.4. MODELO COLISIONAL RADIATIVO

Este modelo contem algumas restrições impostas no modelo corona, isto é, a diferença essencial está nos processos de colisões eletrônicas, incluindo transições entre níveis superiores e recombinação de três corpos.

O modelo colisional radiativo é baseado nas seguintes hipóteses[10]:

(1) Os elétrons livres obedecem a distribuição Maxwelliana de velocidades, dada pela equação (16).

(2) As ionizações ocorrem por colisões eletrônicas de qualquer nível ligado e são parcialmente balanceados pela recombinação em qualquer nível. Esses processos são representados por

$$N(z,p) + e \rightleftarrows N(z+1,g) + e + e$$

onde N(z,p) representa um átomo ou íon de carga iônica z em um nível quântico p (g para o estado fundamental) e e representa um elétron. Os coeficientes de ionização S e de recombinação β são definidos para que a taxa dos processos individuais seja:

(a) ionização,

$$n_e n(z,p)\ S(T_e,z,p) \quad cm^{-3}\ seg^{-1},$$

(b) recombinação

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

(3) As transições colisionais ocorrem entre todos os níveis ligados e o decaimento radiativo é feito para todos os níveis inferiores permitidos. Esses processos são representados por:

$$N(z,p) + e \rightleftarrows N(z,q) + e$$

(4) A radiação é emitida quando um elétron de um nível superior decai para um nível inferior por emissão espontânea e quando um elétron livre é capturado na colisão. Esses processos radiativos podem ser representados por

$$N(z,p) \longrightarrow N(z,q) + h\nu$$

$$N(z+1,g) + e \longrightarrow N(z,p) + h\nu$$

onde $h\nu$ representa a energia envolvida na transição do nível p para o nível q. A taxa de ocorrência desses processos são:

(a) decaimento espontâneo, $n(z,p)\ A(z,p,q)$ em $cm^{-3}\ seg^{-1}$

(b) recombinação radiativa, $n_e n(z+1)\alpha(T_e,z+1,p)$ em $cm^{-3}\ seg^{-1}$.

(5) O plasma é considerado opticamente transparente, especialmente na radiação de ressonância.

Portanto, o modelo Colisional Radiativo é indicado para descrever os parâmetros do plasma produzido no TBR-I, devido a sua ampla faixa de considerações nos processos colisionais e radiativos.

CAPÍTULO III

DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL

1. INTRODUÇÃO

Como um dos objetivos deste trabalho é medir a temperatura dos íons através do alargamento Doppler das linhas espectrais emitidas pelo plasma do Tokamak TBR-I, foi necessário implantar um sistema de diagnóstico por espectroscopia, constituido de um monocromador de alta resolução e um sistema de aquisição de dados da deteção multicanal. Para completar este sistema de diagnóstico, foi montado um sistema óptico de focalização do plasma produzido pelo TBR-I sobre a fenda de entrada do espectrógrafo.

Nos itens que se seguem deste capítulo, são feitas descrições detalhadas da montagem experimental.

2. DESCRIÇÃO DO MONOCROMADOR

O monocromador do tipo Czerny-Turner, construído no IFUSP[3], foi projetado para ter resolução suficiente para a realização de medidas de alargamento Doppler de linhas espectrais, para obtenção de temperatura iônica do plasma produzido no tokamak TBR-I.

A configuração Czerny-Turner, mostrada na fig.3.1, é composta de uma rede de difração G, dois espelhos esféricos E_1 e E_2, fendas de entrada e saída, respectivamente S_1 e S_2.

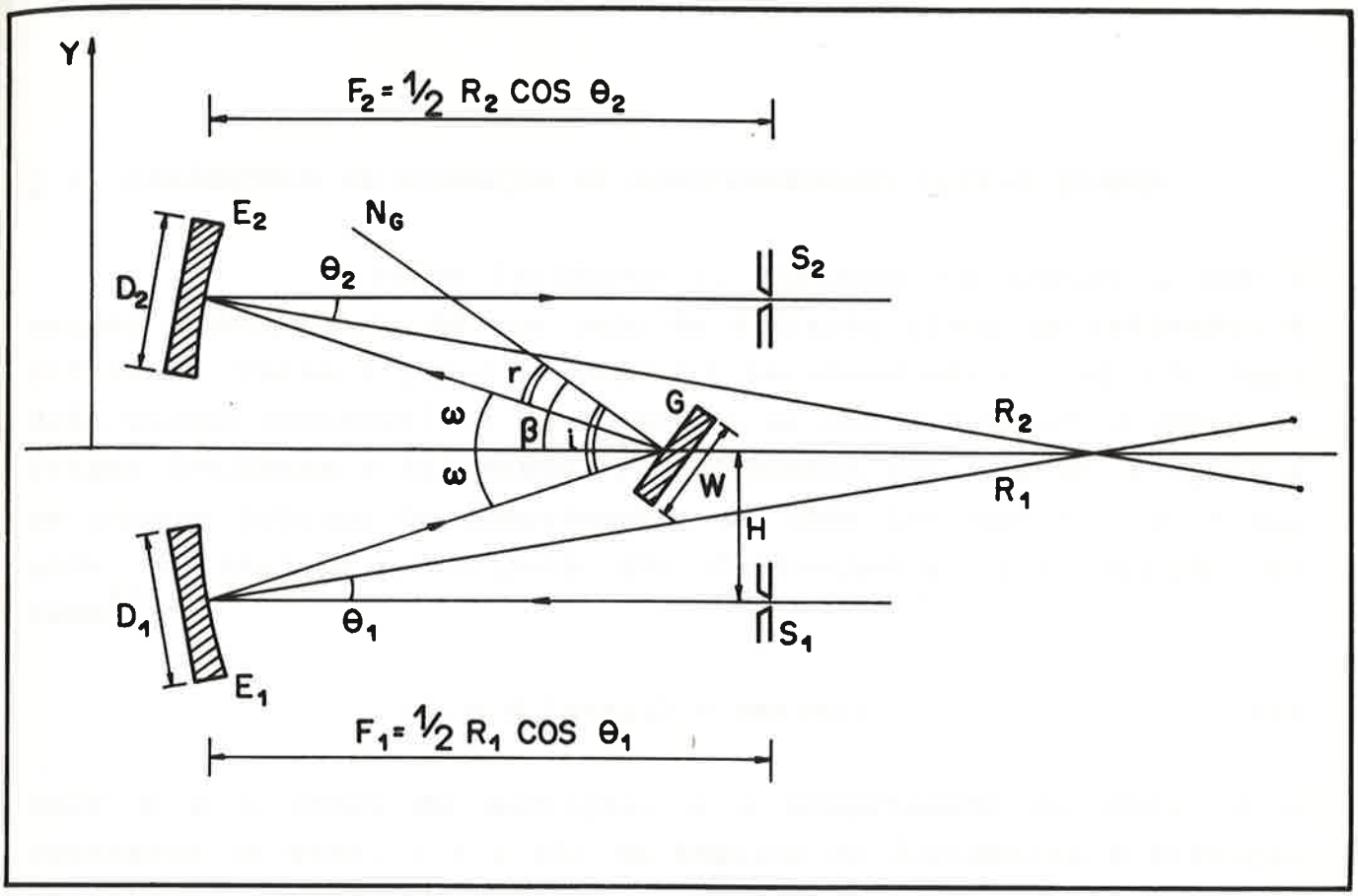


Figura 3.1. Esquema da montagem do monocromador Czerny-Turner, onde:

E_1, E_2	espelhos esféricos, colimador e objetiva respectivamente
D_1, D_2	diâmetro dos espelhos
R_1, R_2	raio de curvatura
F_1, F_2	distâncias focais dos espelhos
S_1, S_2	fendas de entrada e saída
G	rede de difração
W	largura da rede de difração
N_G	normal da rede
H	distância das fendas ao eixo de simetria

O feixe luminoso, proveniente da fenda de entrada S_1, é refletido pelo espelho colimador E_1 na direção do centro da rede de difração G. A rede difrata este feixe em suas várias componentes. Uma dessas componentes, de comprimento de onda central λ_o, é difratada na direção do espelho E_2, que por sua vez a reflete na direção da fenda de saída S_2, formando sobre ela uma imagem da fenda de entrada.

2.1. PARÂMETROS DE OPERAÇÃO DE MONOCROMADORES CZERNY-TURNER

O feixe incidente I, formando um ângulo i com a normal à superfície de uma rede de difração plana de reflexão, é difratado (feixe I') por um ângulo r representado na fig 3.2. Para dois sulcos consecutivos, a diferença de caminho óptico Δ entre os feixes incidente e difratado, representados por Δ_1 e Δ_2, é igual a um núnero inteiro de comprimentos de onda tal que $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$, onde os máximos principais são determinados pela equação da rede[14],

$$m\lambda = d\,[\mathrm{sen}(i) + \mathrm{sen}(r)] \qquad (1)$$

onde m é a ordem de difração, λ o comprimento de onda, d a constante da rede, i e r são os ângulos de incidência e difração em relação a normal da rede.

A equação (1) reescrita para a configuração Czerny-Turner (fig. 3.1), é

$$m\lambda = 2\,d\cos(w)\,\mathrm{sen}(\beta) \qquad (2)$$

sendo

$$\begin{aligned} i &= \beta + w \\ r &= \beta - w \end{aligned} \qquad (3)$$

onde w é o ângulo entre o feixe incidente (ou difratado) e o eixo de simetria do sistema óptico e β o ângulo entre a normal da rede e o eixo de simetria.

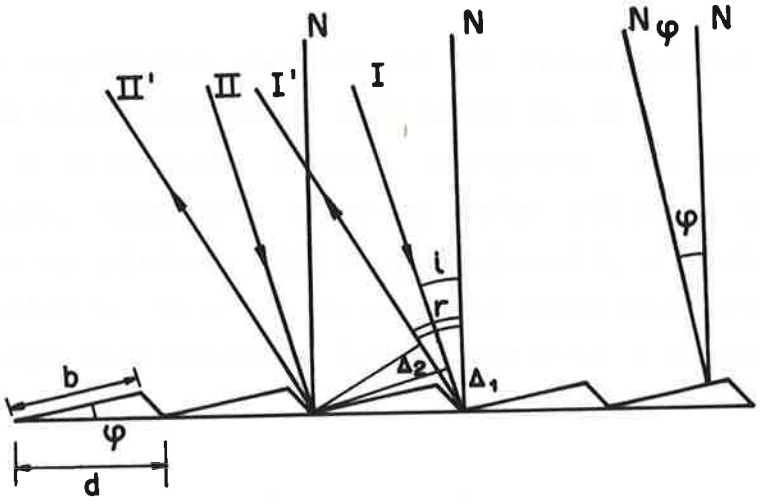


Figura 3.2. Esquema de uma rede de difração por reflexão, onde: I e II, feixes incidentes; I' e II', feixes difratados; N, nornal ao plano da rede; Nφ, normal a face de cada sulco; i, r, respectivamente são ângulos de incidência e difração, em relação a normal do plano da rede; φ , ângulo entre o plano do sulco da rede e o plano da rede.

A dispersão angular D_r para qualquer configuração de monocromadores é dada por

$$D_r = \frac{dr}{d\lambda} \tag{4}$$

para a montagem Czerny-Turner,

$$D_r = \frac{dr}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos(\beta - w)} \tag{5}$$

que descreve a separação angular dr do feixe difratado para dois comprimentos de onda próximos, separados de $d\lambda$.

A dispersão linear recíproca D_l, ou simplesmente dispersão linear, descreve como a rede difrata a radiação no espaço, segundo um sistema óptico convergente, e é definida como o produto da distância focal f do sistema pela dispersão angular. A unidade empregada usualmente é Å/mm. Portanto a dispersão linear é dada por

$$D_l \equiv \frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{f\ dr/d\lambda} \tag{6}$$

ou

$$D_l \equiv \frac{d\lambda}{dx} = \left(f \frac{dr}{d\lambda} \right)^{-1} = \frac{a}{f\ m} \cos(r). \tag{7}$$

Na montagem Czerny-Turner, a dispersão linear recíproca é escrita como

$$D_l = \frac{a}{f\ m} \cos(\beta - w). \tag{8}$$

A dispersão linear do monocromador usado neste trabalho (f=1500 mm), para a rede de 1800 l/mm cuja constante é d=5555,6 Å na primeira ordem (m=1), é:

$$D_1 = 3.70373 * \cos\left[\operatorname{arcsen}\left(9.06256 * 10^{-5} * \lambda\right) - 6.74^\circ\right] \quad (9)$$

A resolução do monocromador, escrita em função da abertura da fenda de saída, é dada por:

$$R = \frac{f_2}{w_2} \frac{2\cos(w)\,\operatorname{sen}(\beta)}{\cos(\beta - w)}. \quad (10)$$

O ângulo de brilho φ_b, indicado pelos fabricantes de redes de difração define o comprimento de onda de brilho, isto é, o ângulo de maior luminosidade da rede. Por exemplo, na montagem Littrow, o comprimento de onda de brilho corresponde a ângulos de incidência e difração iguais, ou aproximadamente iguais[15]. Na montagem Czerny-Turner o comprimento de onda de brilho para a i-ésima ordem é dado por

$$\lambda'_b = 2\ a\ \operatorname{sen}(\varphi_b)\ \cos(w).$$

A luminosidade do aparelho é definida como a razão do fluxo total de energia que penetra no instrumento pela radiância B da fonte luminosa em watt/sr m^2. O fluxo total que penetra o sistema é dado por

$$\Phi = B\ W_1\ h_1 \frac{S_1}{(f_1)^2} \quad (11)$$

onde W_1 a largura da fenda de entrada, h_1 a altura da fenda, S_1 a área da rede na direção do espelho colimador e f_1 a distância focal do espelho colimador.

A luminosidade do instrumento é dada pela expressão do fluxo luminoso normalizado

$$L = \frac{\Phi}{B} = W_1 \, h_1 \, \frac{S_1}{(f_1)^2}. \qquad (12)$$

Escrevendo a altura da fenda de entrada no domínio de baixa resolução[3], e considerando também o coeficiente de transmissão t_λ do sistema óptico (perdas por reflexão dos espelhos e da rede), a expressão da luminosidade do espectrômetro tem a seguinte forma,

$$L = \frac{dr}{d\lambda} \, \delta\lambda \, S_1 \, t_\lambda \, \frac{h_1}{f_1} \qquad (13)$$

onde $(dr/d\lambda)$ é a dispersão angular da rede.

O produto da resolução com a luminosidade pode ser usado para medir a eficiência do instrumento. Usando a equação (2), escrita para a configração Czerny-Turner, vem

$$RL = 2 \, S \, b \, t_\lambda \, \cos(w) \, \mathrm{sen}(\beta) \qquad (14)$$

onde $b=(h_1/f_1)$ é a altura angular da fenda de entrada e S a área na direção do colimador.

2.2. ABERRAÇÕES DO SISTEMA CZERNY-TURNER

As aberrações que ocorrem em espelhos esféricos côncavos, quando usados fora do seu eixo de simetria (por exemplo, como na montagem dos espelhos na configuração de monocromadores do tipo Czerny-Turner), são apresentadas por Murty[16] pela comparação com um espelho parabólico de mesma distância focal. Na figura 3.3 é mostrado um diagrama representando duas superfícies, sendo uma esférica E e outra parabólica P, de mesmas distâncias focais F, tendo um ponto em comum A pertencente ao eixo de simetria das duas superfícies.

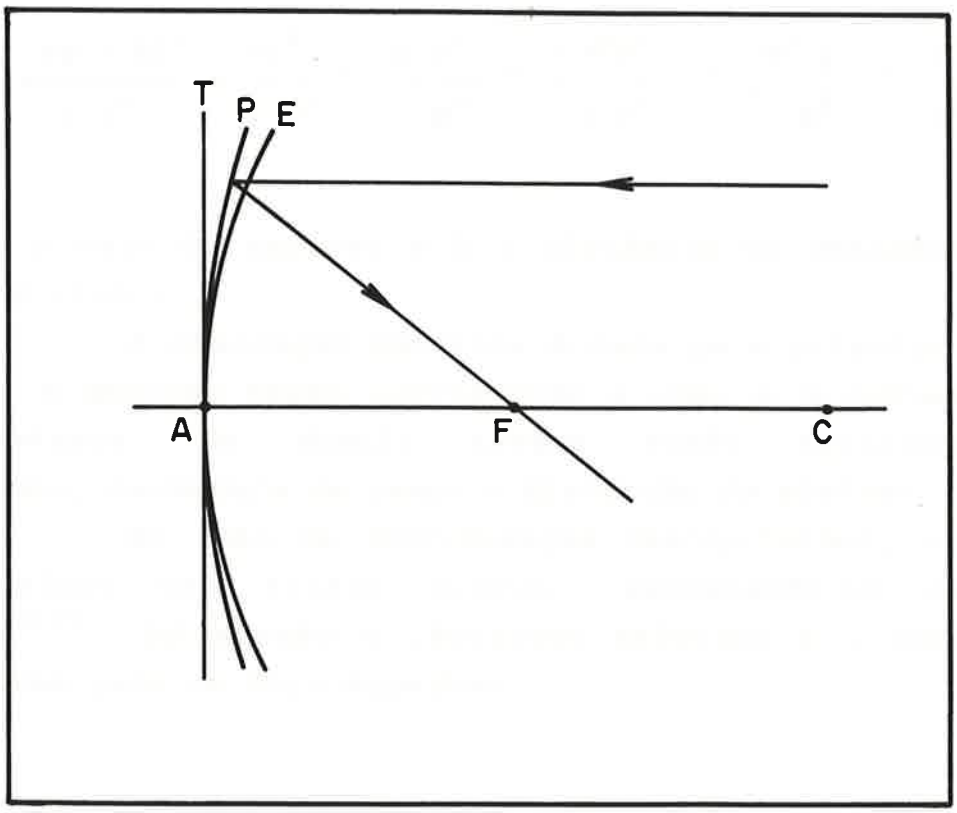


Figura 3.3 Diagrama ilustrando a superfície de um espelho esférico e um parabólico de mesma distância focal.

Qualquer raio paralelo ao segmento CFA é refletido pelo parabolóide passando por F, ou ainda pode-se dizer que se uma fonte puntiforme for colocada em F, seus raios serão colimados pelo parabolóide sem qualquer aberração.

Se uma fonte puntiforme for colocada em F e refletida pela superfície esférica, verifica-se uma diferença de caminho óptico (DCO) igual à duas vezes a distância entre as superfícies esférica e parabólica. Tomando A como a origem (na fig.3.3), y a coordenada ao longo de $\overline{AT}$, formando um plano com x, z a coordenada ao longo de $\overline{AF}$ e considerando ainda que os focos dos espelhos esférico e parabólico estejam decentrados de H, então a diferença de caminho óptico entre as duas superfícies pode ser expressa por:

$$DCO = \frac{(y + H)^4}{4\ R^3} = \frac{y^4}{4\ R^3} + \frac{H\ y^3}{R^3} + \frac{3\ H^2 y^2}{2\ R^3} + \frac{H^3\ y}{R^3} + \frac{H^4}{R^3} \qquad (15)$$

onde R é o raio do espelho e H a distância de descentragem com relação ao eixo x.

A aberração esférica é dada pelo primeiro termo da eq. (15), o segundo termo corresponde a coma e o último termo é uma constante. Os demais termos estão relacionados ao astigmatismo, curvatura de campo e distorção do sistema.

No caso da configuração Czerny-Turner, a coma dos dois espelhos tem sinais opostos, cancelando-se em certas situações[17]. Entretanto a aberração esférica e o astigmatismo são aditivas para os dois espelhos.

2.3. PARÂMETROS DO MONOCROMADOR UTILIZADO

As características dos componentes ópticos do monocromador definem a resolução instrumental e a região do espectro que se deseja analisar. Portanto, os parâmentros do

instrumento são descritos pelas características da rede de difração, dos espelhos e fendas. A descrição detalhada dos materiais empregados nesta montagem são apresentados abaixo.

-Rede de difração de 1800 l/mm holográfica

i) dimensões: 110 mm de largura por 80 mm de altura;
ii) recobrimento: Al + Mg F_2
iii) constante da rede: a = 5555,6 Å.

-Os dois espelhos esféricos foram fabricados na oficina de protótipos da FUNBEC. A distância focal dos espelhos é de 1500 mm, cujas dimensões são 110 x 100 mm^2 e recobertos com alumínio.

-As fendas são retas e com movimentos bi-laterais, fabricadas pela Spex Industries, Inc. A fenda de entrada possui ainda um diafragma de abertura com ajuste de altura (2, 10 e 20 mm de altura e três aberturas de Holtsmark).

A rede de difração de 1800 l/mm usada neste trabalho permite a deteção de linhas espectrais no intervalo de comprimentos de onda na região do ultravioleta e visível entre 1500 Å e 7500 Å, considerando também as limitações mecânicas do espectrômetro.

O diagrama do sistema de deteção usado para medidas de calibração e resolução do monocromador é mostrado na fig.3.4. O detetor utilizado foi uma fotomultiplicadora com fotocatodo do tipo multialcalino, com larga faixa de sensibilidade e dispondo de uma janela de sílica fundida para melhor resposta no ultravioleta[18]. As características do detetor são:

-faixa espectral: 1600 Å á 8000 Å
-comprimento de onda de máxima resposta: 3300 Å
-tensão de operação: 1250 V
-sensibilidade típica: 80 μA/Lm
-amplificação: $5x10^6$

A fonte de alta tensão é do tipo decádico, estabilizada e com polaridade positiva ou negativa, fabricada pela John Fluke Mtfg.Co.

O amplificador é do tipo DC, eletrométrico, com escala de 10^{-3} a 10^{-10} A, compensação de zero e a impedância de saída é de 1 MΩ. Este amplificador foi construído no IFUSP (Instituto de Física da USP).

O registrador gráfico é do tipo X-Y, podendo ser usado como X-t, com impedância de entrada de 1 MΩ. A precisão máxima é 0,25% e com sensibilidade de 5μV, fabricado por Yokogawa Eletric Works, modelo 3036.

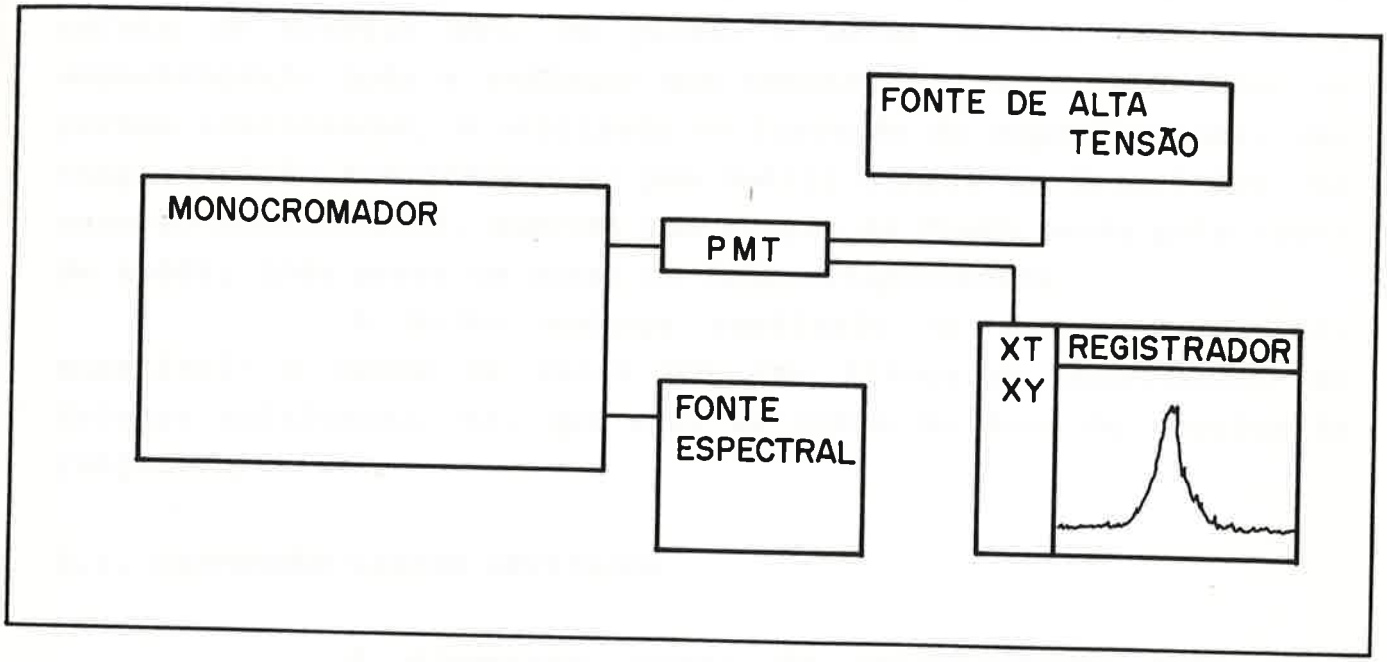


Figura 3.4. Esquema da montagem experimental com sistema de deteção fazendo uso de uma fotomultiplicadora.

3. TRANSFORMAÇÃO DO MONOCROMADOR EM ESPECTRÓGRAFO

As duas diferenças significativas entre a operação do monocromador e do espectrógrafo estão relacionadas com os processos de detecção, isto é:

-1) O espectrômetro responde a variação no fluxo luminoso emitido pela fonte como função do comprimento de onda. No espectrógrafo, o detector responde a irradiância, que é a densidade de fluxo (fluxo por unidade de área no detetor)[14].

-2)O espectrógrafo está relacionado com a eficiência na coleta de energia que, em geral, é menor no monocromador. No espectrógrafo toda a radiação que penetra o instrumento, fora as perdas intrínsecas, é utilizada na formação do espectro sobre uma chapa emulsão fotográfica ou uma matriz linear de fotodiodos. No caso do monocromador, somente uma fração do fluxo passa pela fenda de saída, indo gerar um sinal na fotomultiplicadora.

A única mudança realizada no monocromador, foi substituir a fenda de saída por uma flange de acoplamento do detetor multicanal, tal que este se situe no foco do espelho E_2 (objetiva).

3.1. DISPERSÃO LINEAR RECÍPROCA

A dispersão linear do espectrógrafo dada pela eq.(9), pode ser reescrita para fornecer a dispersão no detetor em Å/canal, como

$$D_l = 0{,}092593 * \cos\left[\operatorname{arcsen}\left(9{,}06256 * 10^{-5} * \lambda\right) - 6{,}74\right]. \quad (16)$$

A dispersão linear em função do comprimento de onda, a partir de 3000 Å, é mostrada na fig.3.5, calculada para a rede de 1800 l/mm na primeira ordem.

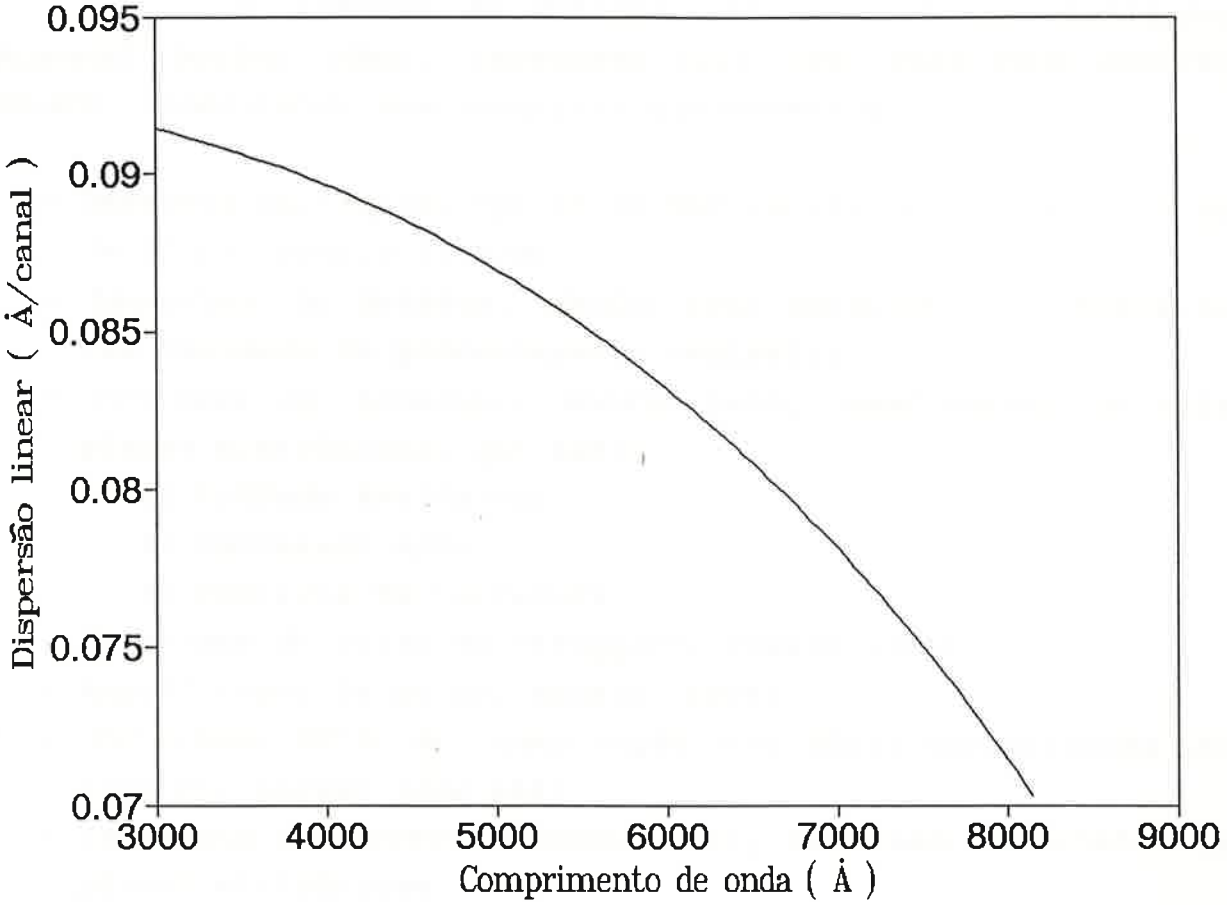


Figura 3.5. Gráfico da dispersão linear recíproca (Å/canal) do espectrógrafo com rede de difração de 1800 l/mm sobre o detetor multicanal.

4. DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE DETEÇÃO E AQUISIÇÃO

O sistema de deteção utilizado é um analisador multicanal óptico (OMA), fabricado pela EG&G PRINCETON APPLIED RESEARCH, constituido dos seguintes equipamentos:

- Detector multicanal óptico de 512 canais separados entre si de 25 μm, modelo 1420-B;
- Interface do detetor, módulo 1461 acompanha uma placa de CPU (unidade de processamento central);
- Controle do detector, modelo 1463, constituído de três placas eletrônicas, que são:
  1) Unidade Analógica;
  2) Conversor A/D;
  3) Controle de varredura.
- Interface do pulso de "trigger", modelo 1303;
- Amplificador de pulso, modelo 1304;
- Interface GPIB de comunicação com micro-computadores do tipo PC, padrão IEEE 488;
- Interface do detetor, Módulo 1461, onde são instaladas as placas eletrônicas;
- Software de controle do sistema em geral, desde modos de aquisição e telas gráficas.

Para o bom funcionamento do detetor, foram instalados os seguintes sistemas no detetor:

- Nitrogênio sêco (H_2O < 3ppm), para evitar condensação, à pressão de aproximadamente 1 atm;
- Um sistema de circulação de água gelada pelo detetor, composto de um reservatório de isopor, uma serpentina, uma bomba d'água e uma fonte de tensão, para diminuir o ruído.

A montagem experimental do sistema de aquisição de dados é mostrado na fig.3.6. Em seguida é feita uma descrição detalhada dos parâmetros operacionais do sistema de deteção e aquisição.

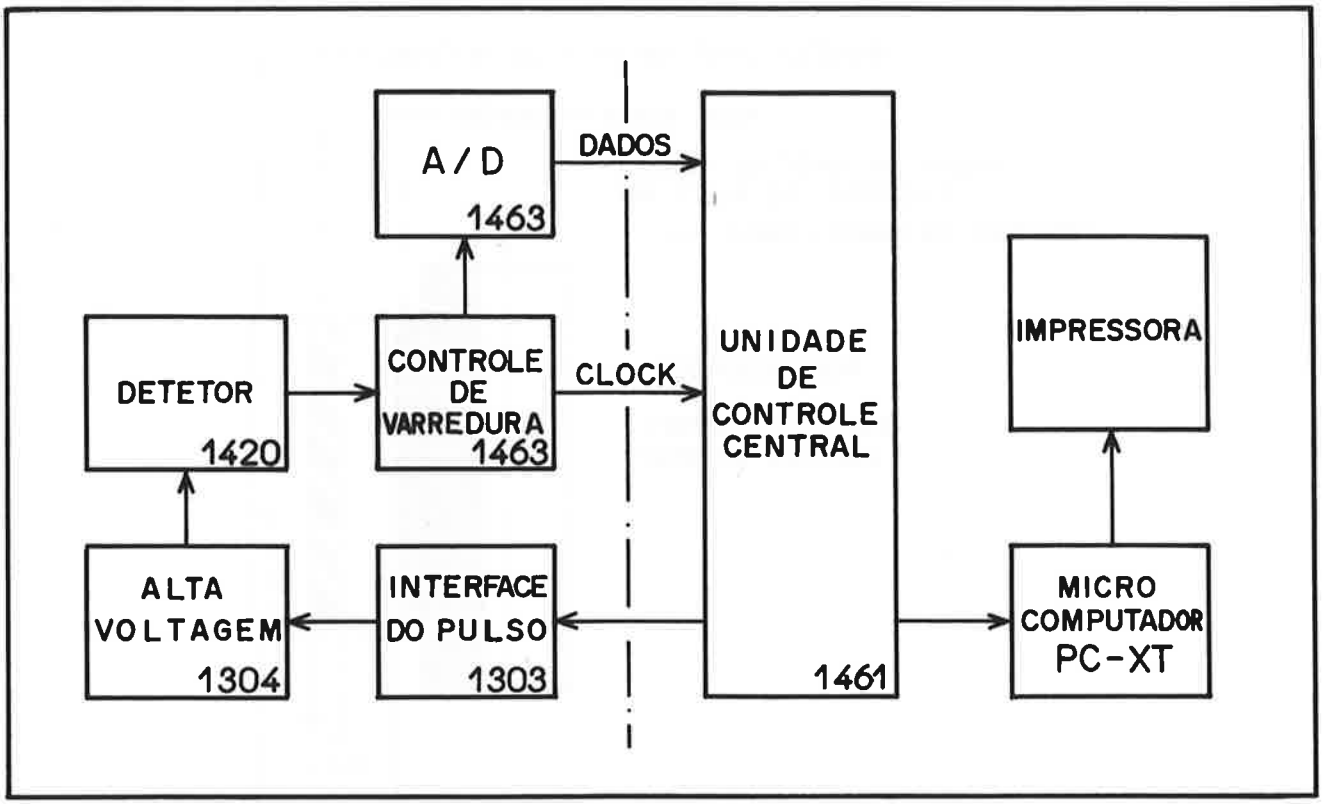


Figura 3.6. Diagrama de blocos da montagem do sistema de deteção e aquisição OMA.

4.1. DETETOR MULTICANAL

O princípio de funcionamento do detetor[19] é semelhante ao de um tubo multiplicador de elétrons, a menos das dimensões dos mesmos, pois o tamanho de cada microcanal no detetor é de 25 μm x 2.5mm. O sistema de amplificação do detetor está esquematizado na fig.3.7.

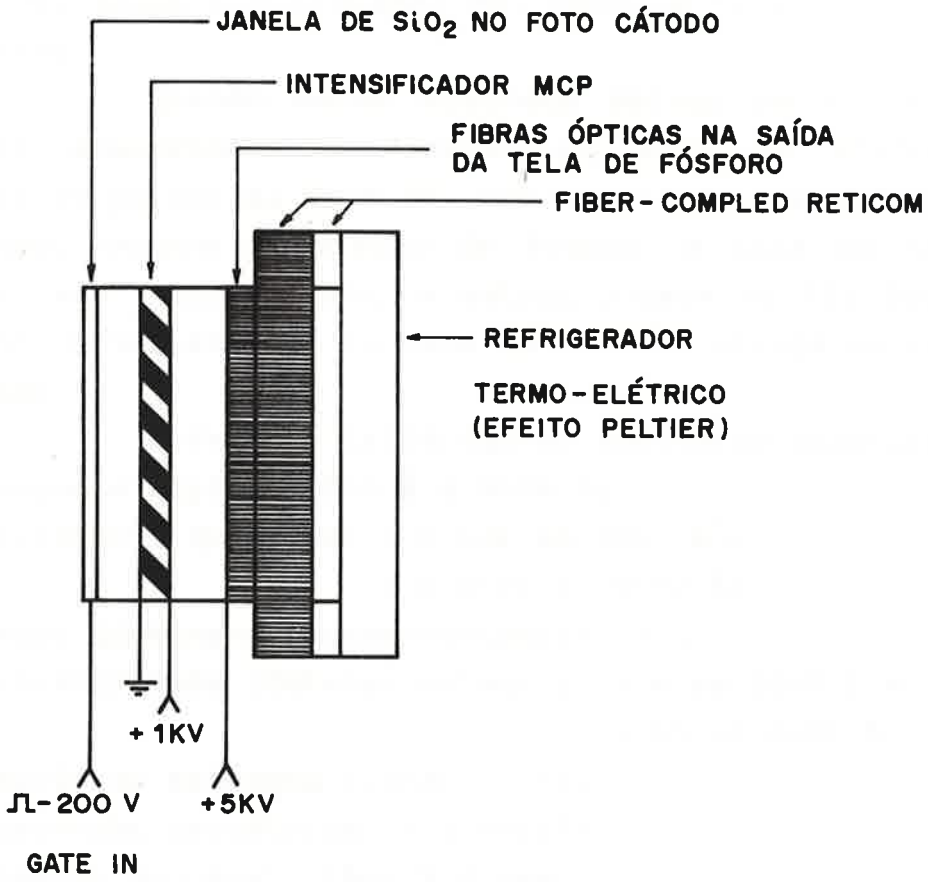


Figura 3.7. Esquema dos estágios de amplificação do detetor multicanal

Quando os fótons colidem na janela de SiO_2 do detetor, ocorrem as emissões de elétrons. Os elétrons emitidos são acelerados pela diferença de potencial entre o fotocátodo e o microcanal (MCP). A maioria dos elétrons entram no MCP, que consiste de um maço de finos tubos de vidro com as paredes parcialmente condutivas. A diferença de potencial de 700 V entre os extremos dos microcanais acelera os elétrons ao longo do tubo. Estes elétrons acelerados colidem nas paredes condutoras dos tubos finos, resultando em elétrons adicionais sendo liberados e acelerados, assim o microcanal age como um tubo fotomultuplicador de elétrons.

Quando estes elétrons deixam os microcanais, são novamente acelerados na direção da tela de fósforo, com a diferença de potencial de 5 KV. Com a colisão dos elétrons na tela de fósforo, ocorre a emissão de fótons. A tela de fósforo está acoplada, via fibra óptica, à matriz linear de 512 fotodiodos de "Silicon". A luz emitida na tela de fósforo atinge os fotodiodos e é detetada.

O detetor 1420B tem as seguintes especificações:

-Resposta típica: 1800 Å a 9000 Å;

-Eficiência quântica: ≥ 0.124 em 3000 A°e
≥ 0.0676 em 5500 Å;

-Ganho (fótons-elétrons/contagem): < 1;

-Sensibilidade (fótons/contagem): ≤ 8 em 3000 Å e
≤ 15 em 5500 Å;

-Desvio da resposta linear: < 1%;

-Distorção geométrica: < 1 canal;

-Tamanho do canal: 25μm X 2.5mm

-Tempo de exposição: a faixa da largura do tempo de exposição (gate) vai de 10 nseg (nominal) até 10 mseg, com incrementos de 10 nseg;

-Refrigeração: internamente, um refrigerador por efeito-Peltier mantém controlada a temperatura da matriz de fotodiodos, podendo ser variada de 5°C a 25°C. Com a circulação de água gelada pelo trocador de calor interno, a temperatura controlada pode chegar a -40°C.

A curva da sensibilidade do detetor em função do comprimento de onda é mostrada na figura 3.8.

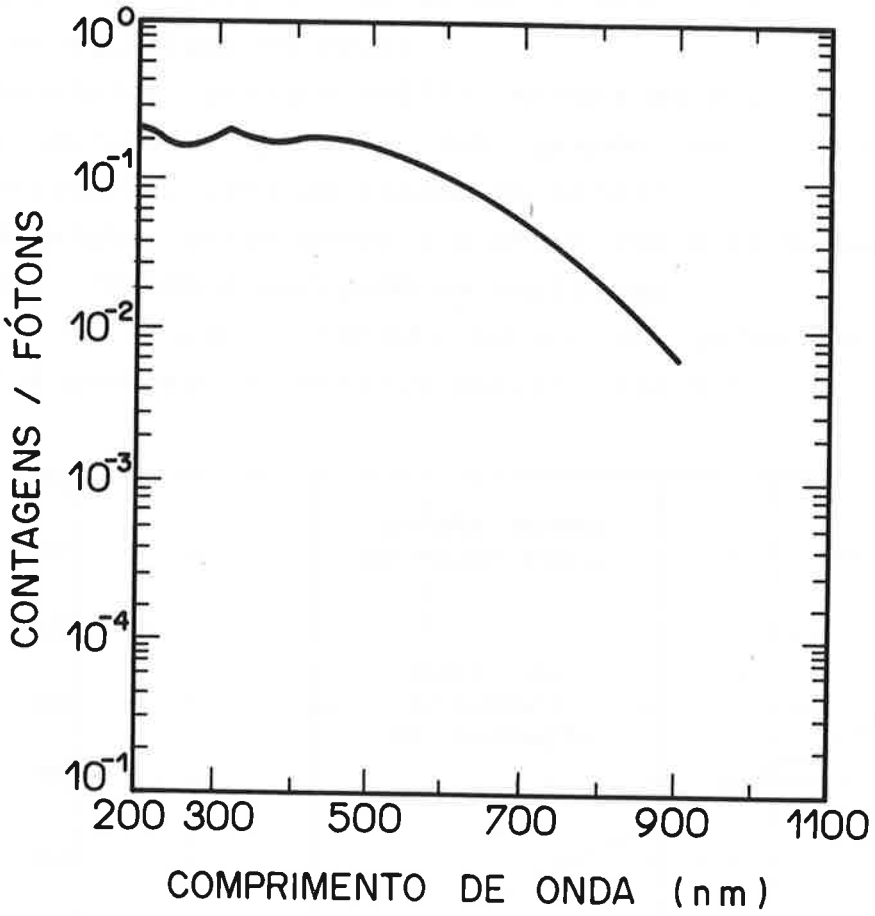


Figura 3.8. Gráfico representando a sensibilidade do detetor em função do comprimento de onda.

4.2. CONTROLADOR DO DETETOR - MÓDULO 1463

O módulo do detetor é um conversor analógico-digital de 14 bit[20]. A digitalização dos dados é feita em alta velocidade, numa taxa de 14 μseg por canal. Este conjunto foi projetado para aceitar sincronizações externas, pulsos externos de "trigger" de entrada, como também fornecer duas linhas independentes de "trigger" de saída. O módulo ainda permite variar os modos de aquisição ou seja:

- -modo rápido, permite omitir leitura de alguns canais;
- -modo agrupado, permite ler grupos de canais, definidos previamente, como se fossem um canal;
- -modo mixto, corresponde a mistura dos dois modos mencionados acima, rápido e agrupado na aquisição.

A curva característica do pulso de entrada do "trigger" é mostrado no gráfico abaixo, fig.3.9.

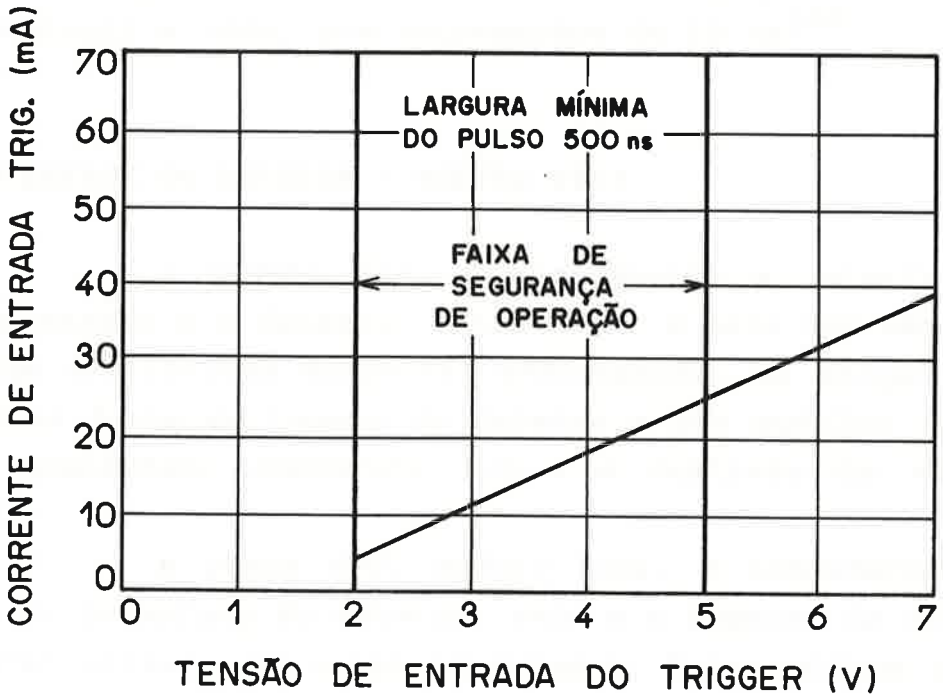


Figura 3.9. Gráfico das características que o pulso de "trigger" deve ter para que o módulo 1463 correspondente ao sistema OMA opere com segurança.

4.3. INTERFACE DO AMPLIFICADOR DE PULSO - MÓDULO 1303

O módulo 1303, interface do amplificador de pulso, é projetado para ser usado com o módulo 1304, amplificador de pulso. Ele é responsável pelo pulso produzido no módulo 1304 e no atraso desejado deste pulso. Os atrasos dados ao pulso podem ser de 70ns (nominal) até 13,1ms, com incrementos de 1ns. O "trigger" de entrada pode ser óptico (via fibra óptica) ou elétrico, com regulagem de nível do sinal[21]. Outros modos de "trigger" podem ser feitos através do sincronismo da rede ou por "software".

4.4. AMPLIFICADOR DE PULSO - MÓDULO 1304

O amplificador de pulso é projetado especificamente para fornecer o pulso do gatilhamento do detetor. A seleção da largura do pulso é feita no próprio módulo, podendo variar entre 10ns (nominal) a 10ms, com incrementos de 10 ns[22].

4.4. INTERFACE DO DETETOR - MÓDULO 1461

O módulo 1461 é basicamente a interface entre o microcomputador e o detetor. Entretanto, é nele que são instaladas as placas eletrônicas descritas previamente. Em adição, é ele que serve como fonte de tensão do detetor e dos módulos 1463[23] que são: o analógico, conversor A/D e o controle de varredura do detetor.

A placa CPU, módulo 1461, é considerada parte da unidade da interface do detetor, pois é a ligação do usuário com o "hardware" através do micro computador. Esta unidade contém duas interfaces para microcomputadores, ambas localizadas no painel do módulo 1461 que são:

- -RS232C, interface serial usando como protocolo CTS;
- -IEEE-488 GPIB (General Purpose Instrument Bus), com um conector GPIB.

A interface escolhida para a comunicação com o microcomputador (PC-XT ou PC-AT) foi o padrão GPIB [24].

O "software" que acompanha o equipamento pode ser instalado no disco rígido do micro ou em disquetes[25].

O microcomputador PC usado na montagem é do tipo PC-XT, possuindo um co-processador numérico 8087, placa aceleradora, placa GPIB e um disco rígido.

4.6. INSTALAÇÃO DO SISTEMA DE DETEÇÃO

As placas eletrônicas que constituem o sistema OMA, descritas anteriormente, foram instaladas no módulo 1461 segundo a orientação do fabricante através dos manuais do equipamento[26].

A configuração da montagem do sistema de deteção instalado no espectrógrafo, está esquematicamente representada na fig.3.10.

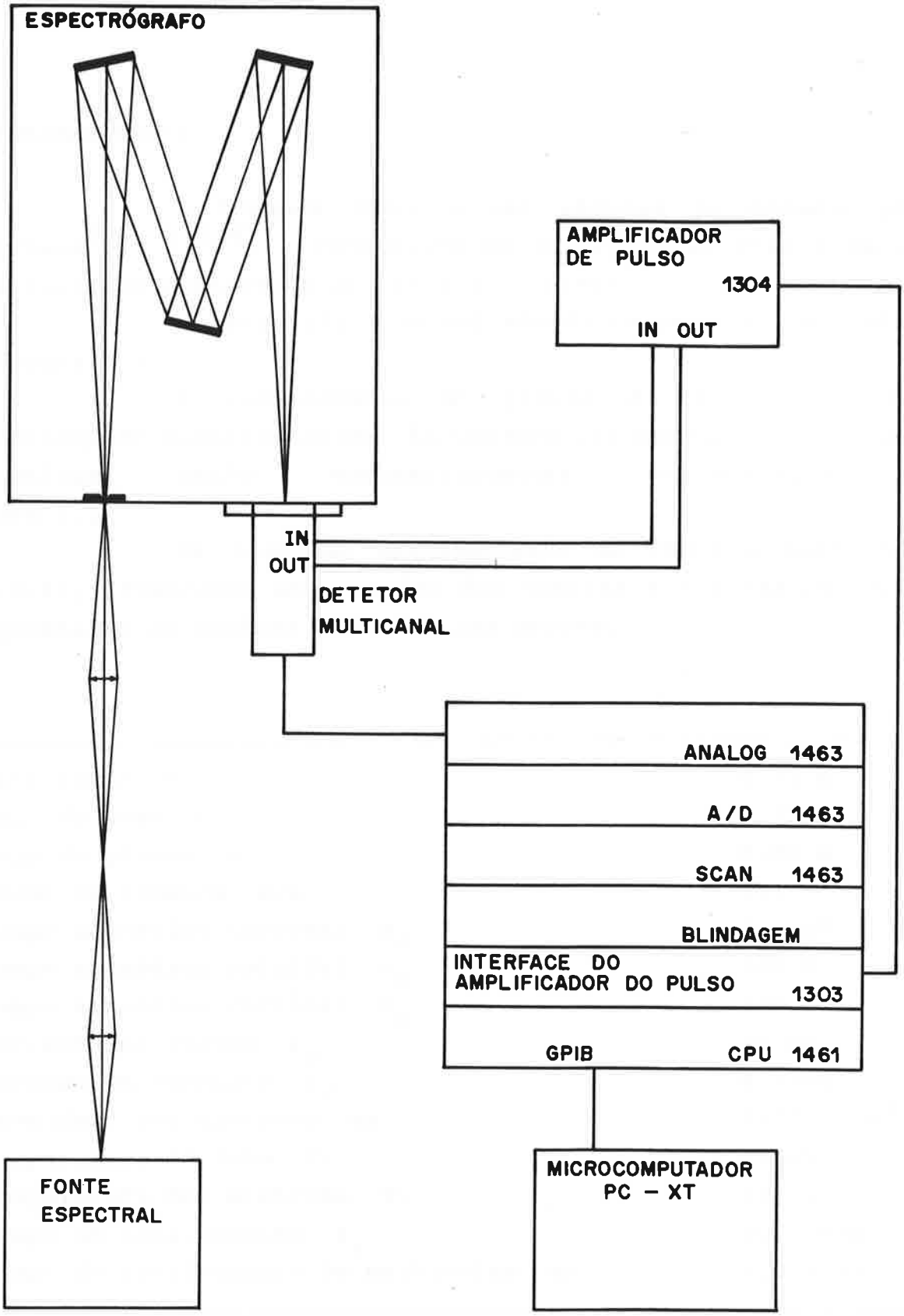


Figura 3.10 Esquema da montagem do espectrógrafo com o sistema de deteção.

5. TOKAMAK TBR-I

O tokamak TBR-I é uma máquina de pequeno porte projetada[27] e [28] e construída no Instituto de Física da USP. Os principais parâmetros do TBR-I são apresentados na tabela 3.1.

A geometria toroidal envolvida no TBR-I é mostrada na figura 3.11.

O confinamento do plasma é feito por campos magnéticos de simetria axial. As bobinas que produzem estes campos magnéticos estão esquematicamente representadas na figura 3.12[1].

Um diagrama esquematizado do TBR-I é mostrado na fig.3.13, ilustrando as posições das janelas e a distribuição dos diagnósticos de medidas ao longo das mesmas.

Raio menor R	0,30 m
Raio do Vaso a_v	0,11 m
Raio do plasma a	0,08 m
Razão de aspecto R/a	3,7
Campo magnético toroidal B_ϕ	5,0 KG
Campo magnético poloidal B_θ	500 G
Campo magnético vertical B_z	230 G
Corrente de Plasma I_p	10 KA
Duração da corrente τ_i	8 mseg
Densidade dos elétrons n_e	$5x10^{12}$ cm^{-3}
Temperatura do íons T_i	70 eV
Temperatura dos elétrons T_e	200 eV
Tempo de confinamento τ_E	0,7 mseg
Tempo de confinamento de partículas τ_p	1,8 mseg

Tabela 3.1. Principais parâmetros do tokamak TBR-I

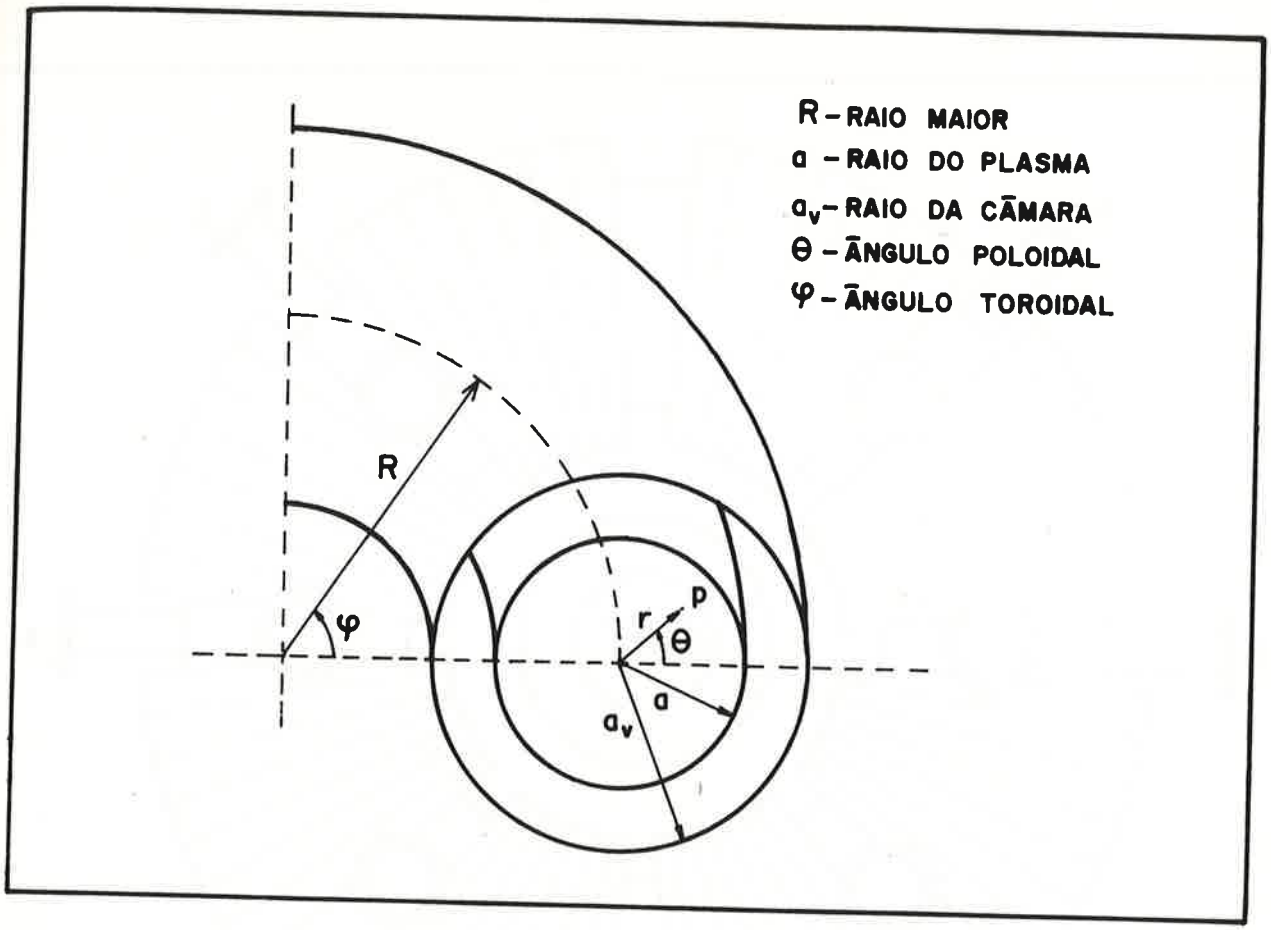


Figura 3.11. Esquema representado a geometria toroidal

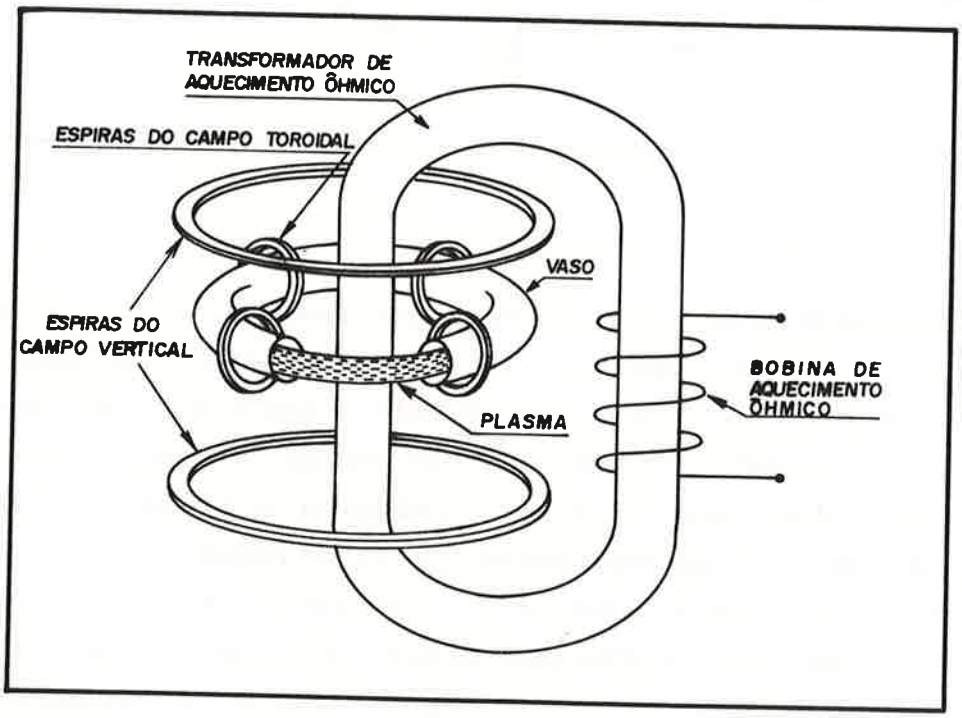


Figura 3.12. Esquema das bobinas que envolvem um tokamak.

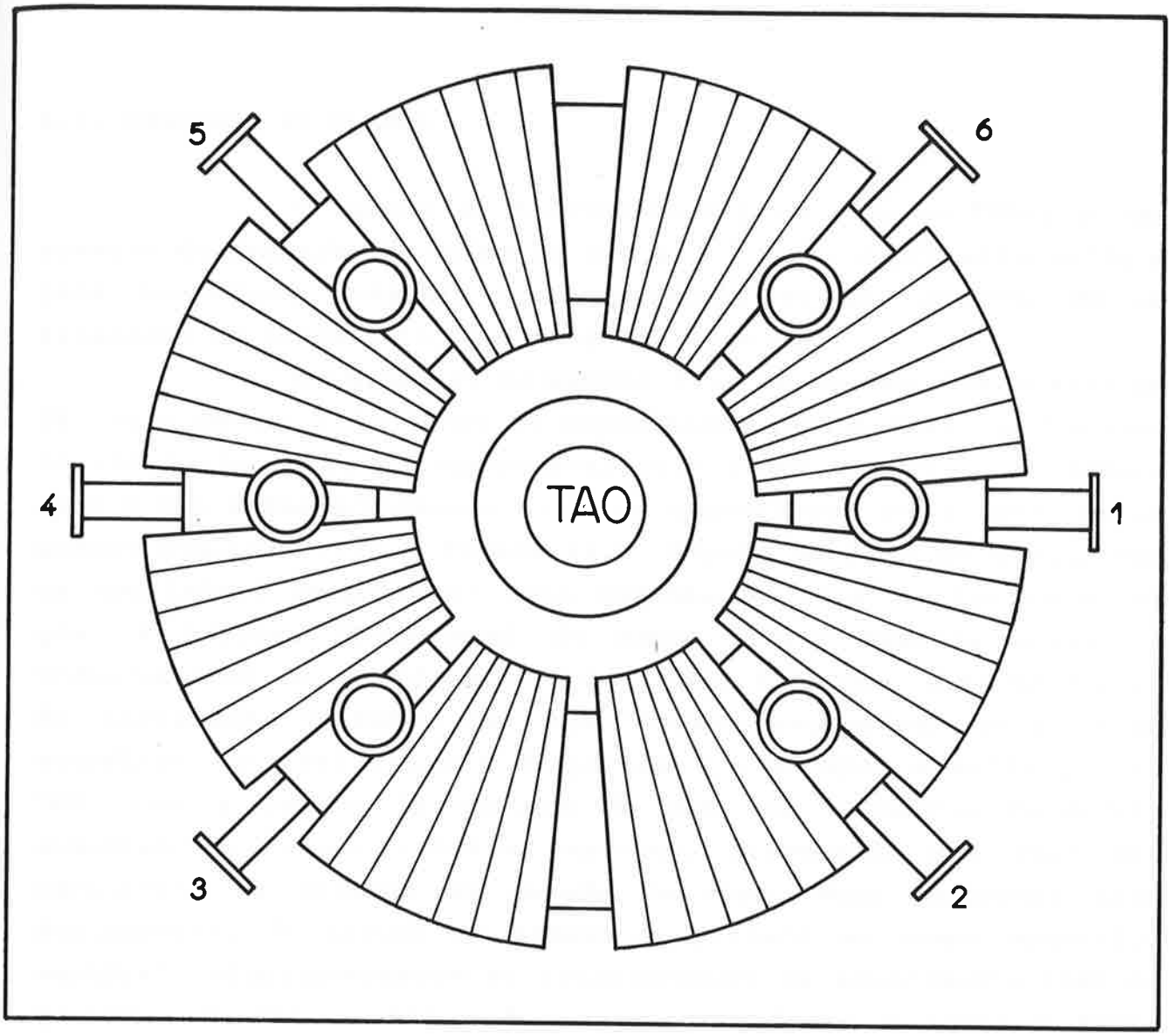


Figura 3.13. Esquema da distribuição dos diagnósticos sobre as janelas do tokamak TBRI: 1: sistema de vácuo (radial), sonda magnética toroidal (inferior); 2: filamento de tungstênio (radial), sonda magética toroidal (inferior); 3: bobinas nas direções radial e poloidal (radial), analisador de gás residual e "íon gauge" (superior); 4: espectroscopia e raio-X duro (radial), injeção de gás (inferior), limitador fixo (radial e superior); 5: raio-X mole (radial), Sonda magnética toroidal (inferior), Sonda eletrostática móvel (superior); 6: Medidas de Hα (radial), interferometria de micro-ondas (inferior e superior). TAO (transformador de aquecimento ôhmico.

5.1. DESCARGA NO PLASMA

O plasma de hidrogênio é produzido no TBR-I a uma pressão de trabalho da ordem de 8,6 x10^{-5} mbar. O primeiro estágio para produzi-lo consiste no aquecimento do gás através de um filamento de tungstênio continuamente ligado.

O início propriamente dito da corrente de plasma se dá com a descarga do banco de capacitores rápido sobre as bobinas toroidais do tokamak, responsável pelo campo magnético toroidal. Após 0,8ms é descarregado o banco de capacitores lento sobre estas mesmas bobinas, veja a figura 14.a. Depois de 6,13 ms é acionado um oscilador, responsável pelo aumento da taxa de ionização do gás. A ruptura (breakdown) do mesmo ocorre somente quando o transformador de aquecimento ôhmico (TAO) é ligado, 0,87 ms depois do oscilador. O banco de capacitores responsável pelo campo magnético toroidal lento é disparado 1,8 ms após a aplicação do TAO. Com a tensão de ruptura do gás, na geometria toroidal, aumentam os campos radiais espúrios, provocando uma fuga das partículas na direção da parede do vaso. Para compensar este deslocamento da coluna de plasma é aplicado um campo magnético vertical, simultâneamente ao transformador de aquecimento ôhmico. Quando a tensão no banco de capacitores lento é igual a zero, aproximadamente 10 ms a partir do início da descarga, a energia no indutor é máxima. Desta maneira é usado um diodo para impedir que o capacitor seja recarregado.

Os sistemas de aquisição de dados CAMAC, OMA e o osciloscópio são acionados 6,8 ms a partir do disparo dos bancos toroidais, 200 μs antes da ruptura do gás. Um micro-computador PC-AT, interfaceado com o sistema CAMAC[29], digitaliza os sinais obtidos dos diversos diagnósticos instalados junto ao tokamak, permitindo visualizar a descarga com uma resolução temporal de 0,4 μs. Na fig.3.14 são mostrados os gráficos obtidos através dos diagnósticos instalados no TBR-I de um disparo típico para a corrente de plasma, tensão de loop e as posições vertical e horizontal do plasma. Com esta informações são possíveis analisar as características do plasma através de dados espectrosscópicos.

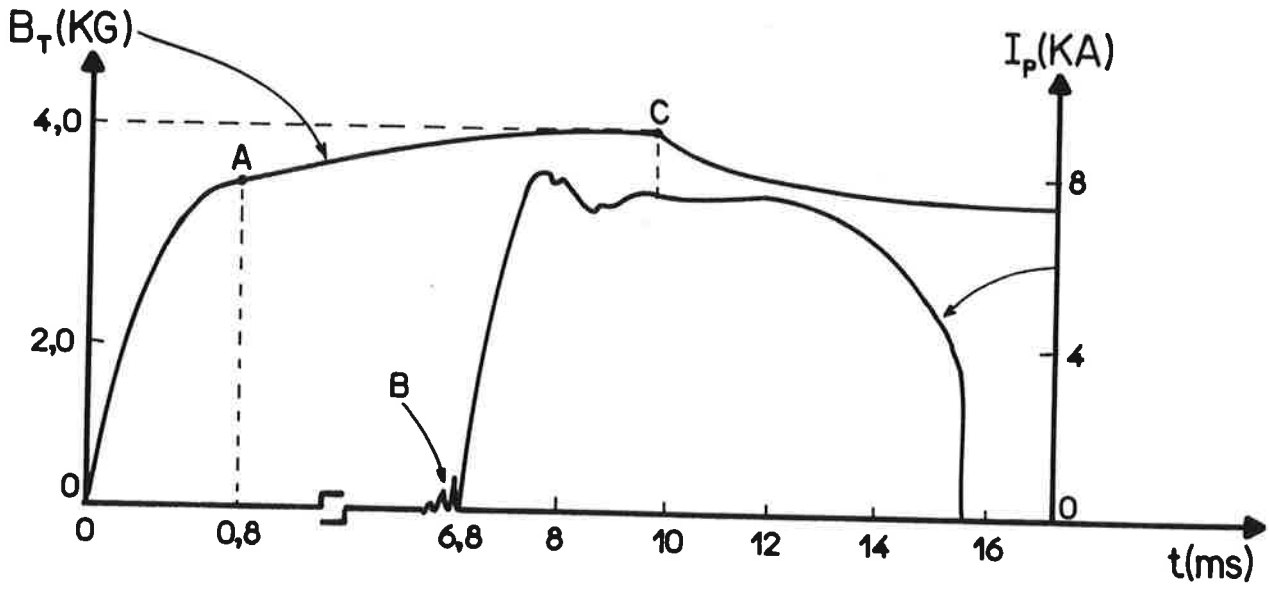


Figura 3.14.a. Representação gráfica da sequência temporal da descarga dos bancos de capacitores na bobina toroidal do Tokamak TBR-I: (A) fim da descarga do banco de capacitores rápido e início da descarga do banco de capacitores lento sobre a bobina toroidal; (B) aplicação do oscilador e início da corrente de plasma; (C) instante em que a tensão do banco de capacitores é igua a zero e um diodo de "crow-bar" impede que a corrente volte para o banco de capacitores.

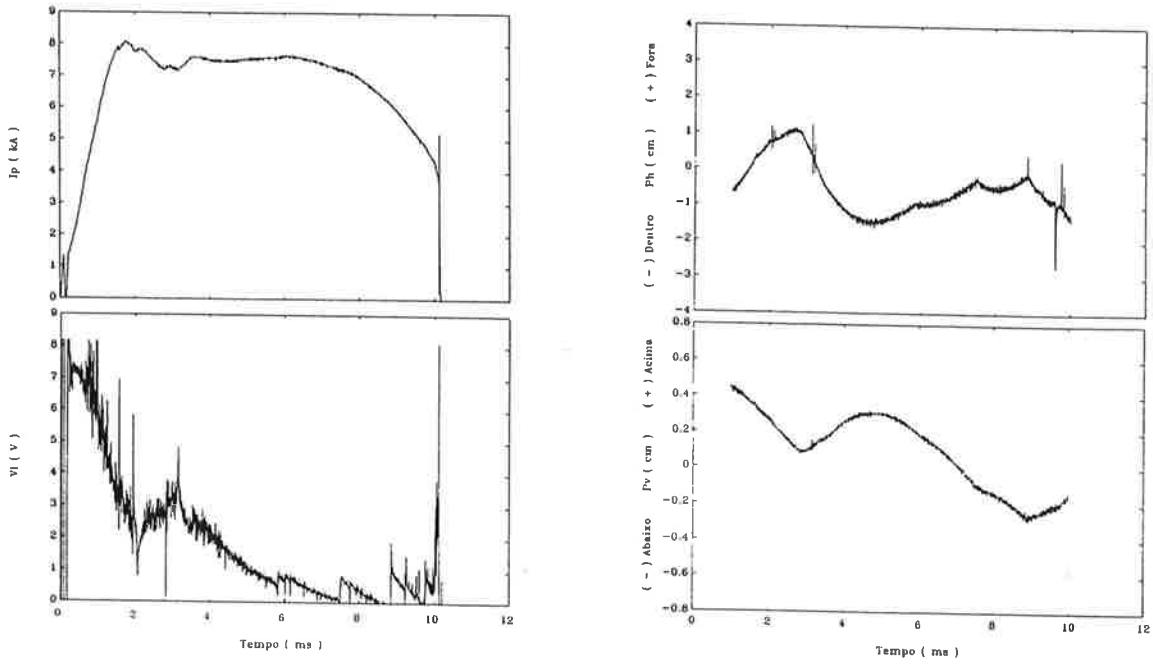


Figura 3.14.b. Gráficos da corrente de plasma Ip, tensão de lopp Vl, posição horizontal do plasma Ph e a posição vertical do plasma Pv, correspondentes aos sinais de sondas elétricas.

6. ACOPLAMENTO ÓPTICO ENTRE O TOKAMAK E O ESPECTRÓGRAFO

As intensidades das linhas espectrais do plasma foram medidas na janela do limitador, esquematizada na fig.3.13. Estudos recentes da emissão Hα mostram que esta radiação é típica da borda do plasma e mais intensa nas proximidades do limitador[30], principal motivo da escolha desta janela para a realização das medidas.

A montagem da óptica de focalização do plasma sobre a fenda de entrada do espectrógrafo, foi projetada considerando os seguintes aspectos: a) o material dos componentes ópticos do acoplamento devem ter boa transmissão no visível e ultravioleta; b) aproveitar o máximo da área útil das lentes tal qua satisfaça a razão f/D do espectrógrafo.

O esquema geral do acoplamento óptico entre o espectrógrafo é mostrado na fig. 3.15, onde L_1 e L_2 são as lentes bi-convexas de 250 mm de distância focal e 50 mm de diâmetro. As dimensões do plasma, visto pela lente L_1 do acoplamento óptico, são mostradas nas figs 3.16.a e 3.16.b.

A área do plasma vista pela lente L_1 à uma distância de 840 mm é de 53 x 11 mm^2. A imagem é formada á 366 mm de L_1 com área de 23 x 5 mm^2. Nesta posição é colocado um diafragma com diâmetro de abertura de 23 mm. Uma segunda lente L_2 é colocada à uma distância de 695 mm do plano da imgem do plasma formada pela lente L_1. Portanto a imagem do plasma formada na fenda de entrada do espectrógrafo dista da lente L_2 de 390 mm e com área de 13 x 3 mm^2.

A razão f/D do espectrógrafo é 13,6, onde f e D são respectivamente o foco e diâmetro do espelho colimador E_1

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1915
e. 2
INSTITUTO DE FISICA

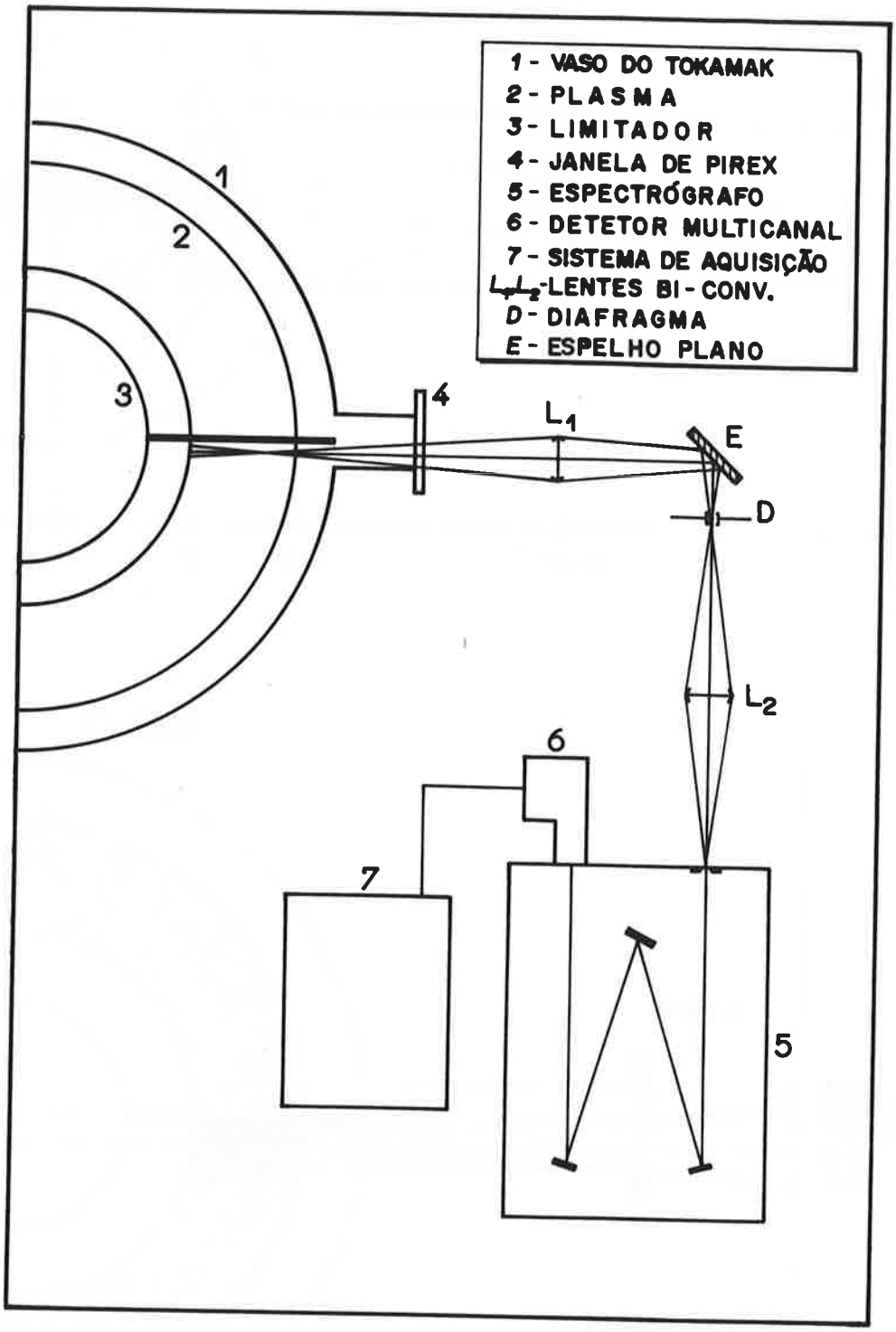
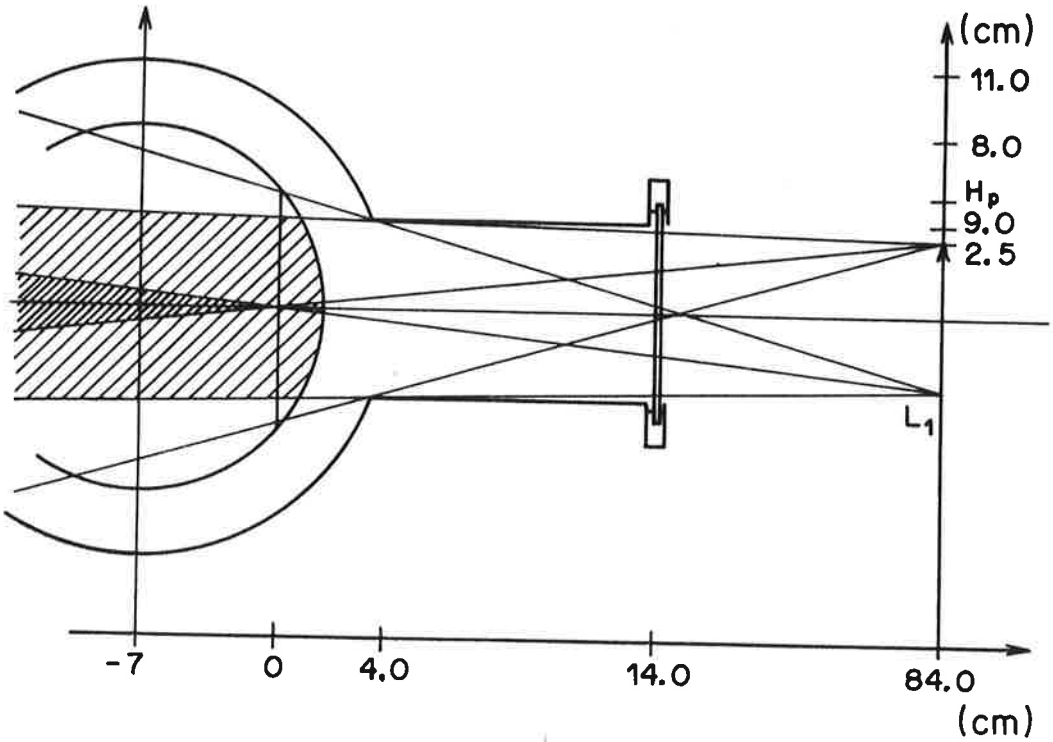


Figura 3.15. Esquema do acoplamento óptico entre o tokamak e o espectrógrafo.



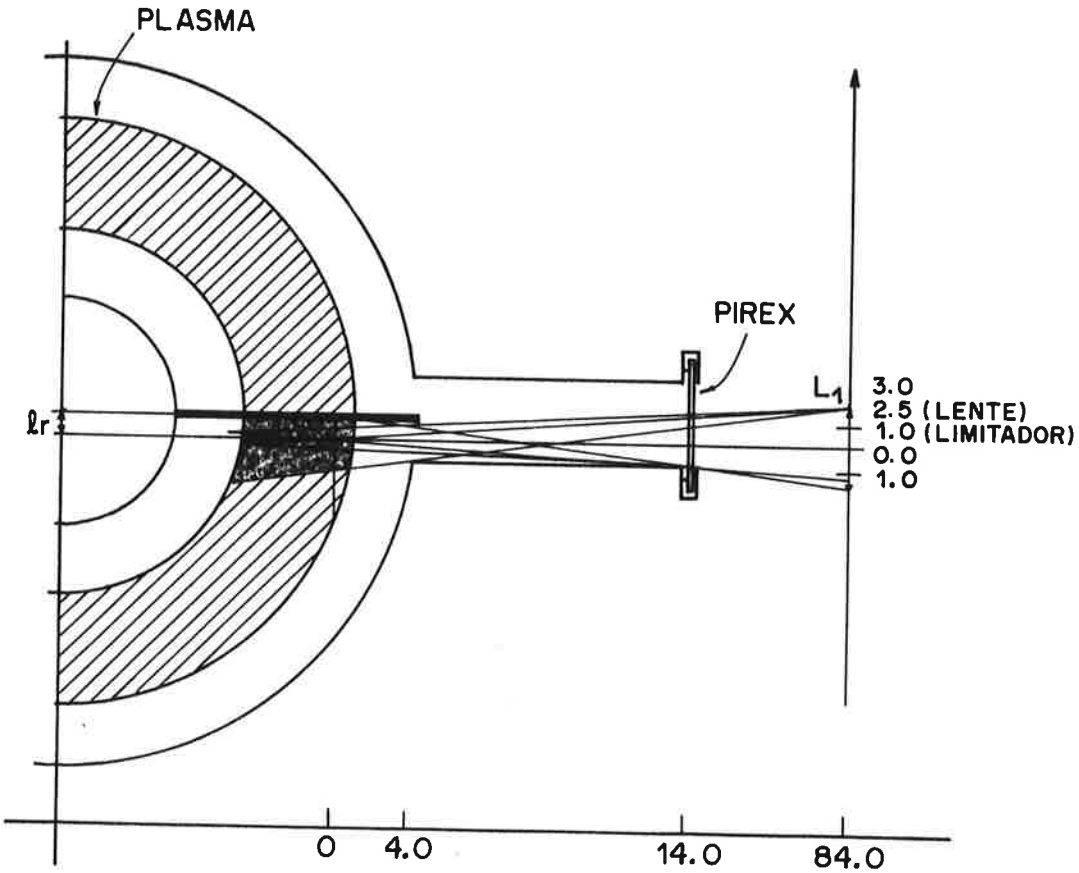


Figura 3.16. (a) Vista de perfil da focalização da coluna de plasma pela lente L_1. (b) Vista superior, envolvendo a região observada da coluna de plasma nas proximidades do limitador pela lente L_2.

CAPÍTULO IV

COLETA E ANÁLISE DE DADOS

1. INTRODUÇÃO

As intensidades das linhas espectrais emitidas pelo plasma foram medidas utilizando a montagem experimental esquematizada na fig.4.1.

Inicialmente foi feito o alinhamento do sistema de acoplamento óptico entre o tokamak e o espectrógrafo usando um LASER de He-Ne de baixa potência. Em seguida, foram realizadas as medidas para a determinação da resolução instrumental, utilizando as linhas emitidas pelo LASER de He-Ne (6328 Å) e por lâmpadas de baixa pressão de hidrogênio (6562.9 Å e 4861 Å) e mercúrio (2536 Å e 3125 Å). Desta forma, qualquer alargamento extra originário do sistema de acoplamento óptico já está incluído no alargamento instrumental.

Os perfis das linhas espectrais emitidas pelo plasma foram detetados e registrados em discos magnéticos juntamente com os parâmetros usados na aquisição. As linhas $H\alpha$(6562,9Å), $H\beta$(4961Å) e e dos íons de oxigênio OII(4514,91Å e 4416,97Å), foram detetadas ao longo da descarga do plasma em intervalos de 100μs, 500μs e 1ms respectivamente.

A análise de cada uma das linhas citadas acima envolve um tratamento numérico nos perfis observados. O tratamento numérico foi realizado utilizando um programa de computador de ajuste, fornecendo como resultado final a intensidade da linha, a posição do ponto de máxima intensidade da curva e o alargamento total á meia altura máxima.

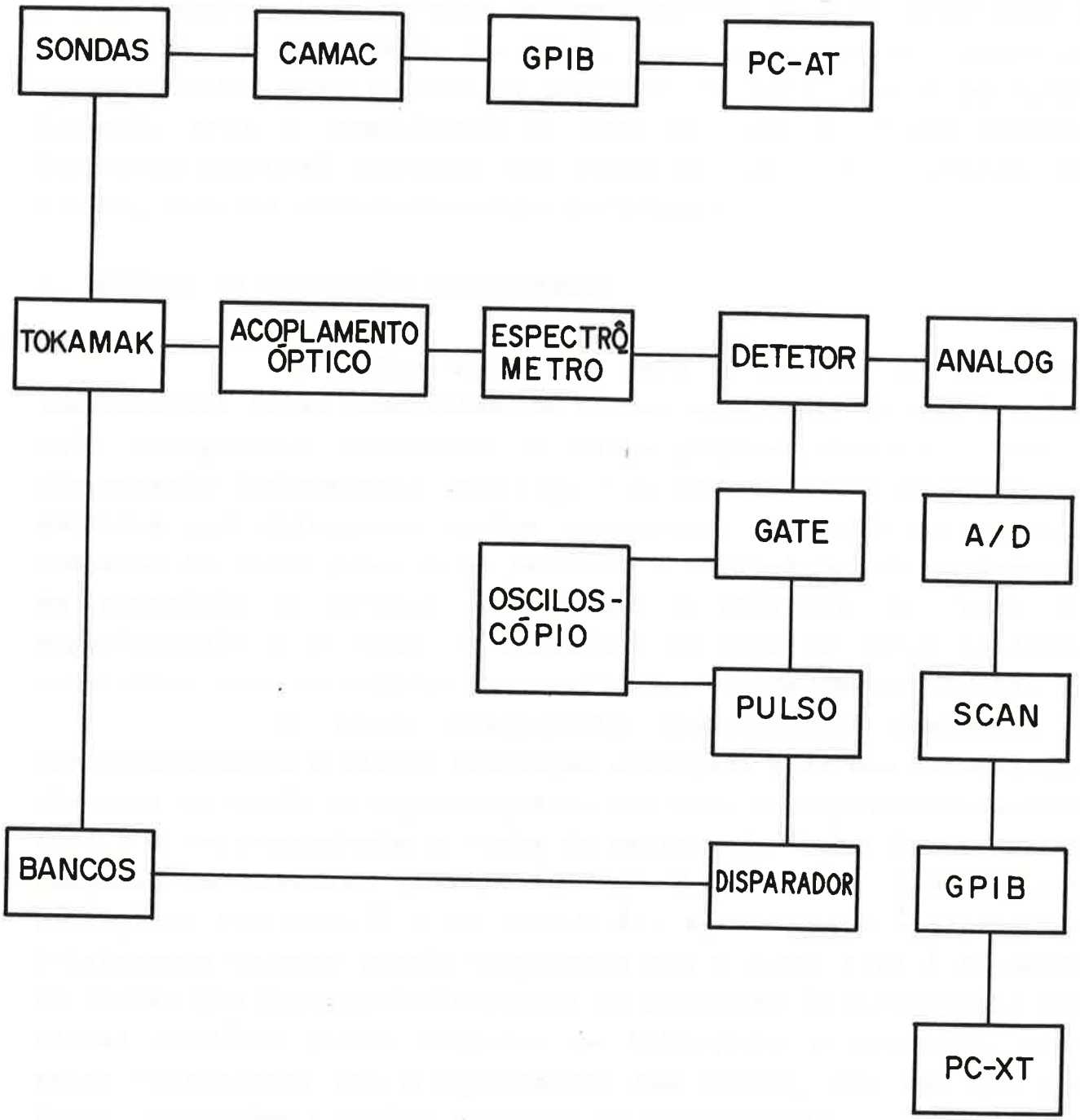


Figura 4.1. Esquema da montagem experimental

Também foi realizada uma varredura espectral do plasma compreendendo a faixa de comprimentos de onda entre 4400 Å à 6600 Å, em intervalos de 40 Å, pois a dispersão linear do espectrógrafo, para a rede de difração de 1800 l/mm é de 0,087 Å/canal, para o comprimento de onda de 4861 Å. Desta maneira tornou-se possível realizar uma busca de impurezas presentes no plasma, durante várias descargas do tokamak TBR-I.

2. MEDIDAS DE RESOLUÇÃO INSTRUMENTAL

As linhas utilizadas para as medidas de resolução instrumental foram observadas de fontes espectrais de calibração, cujo alargamento intrínseco é muito pequeno comparado com o alargamento instrumental. Nas fig. 4.2, são mostrados os espectros emitidos por diferentes fontes espectrais: um LASER de He-Ne e lâmpadas de baixa pressão de mercúrio e hidrogênio. Os parâmetros de aquisição e deteção, tais como a abertura da fenda do espectrógrafo e o tempo de exposição do detetor foram mantidos constantes para as medidas dos perfis das linhas destas fontes.

O menor alargamento instrumental observado e consequentemente a melhor resolução alcançada para uma determinada abertura da fenda do espectrógrafo, foi para o comprimento de onda 6562.9 Å correspondente a linha de emissão do LASER de He-Ne. As lâmpadas de mercúrio (2536,8 Å, 3125 Å, 4358 Å e 5789,6 Å) e hidrogênio (Hβ 4861 Å e Hα 6562,9 Å), apresentaram alargamentos intrínsecos maiores quando comparados com à linha 6328 Å do LASER de He-Ne. Uma das prováveis causas no acréscimo do alargamento das linhas emitidas pelas lâmpadas de hidrogênio e mercúrio, pode estar relacionado com o aquecimento das mesmas, uma vez que não foram submetidas a nenhum processo de resfriamento.

As barras de erros indicadas nos gráficos descrevem os erros estatísticos das contagens dos microcanais correspondentes, enquanto que, no eixo das abcissas, o maior erro cometido na leitura é dado pela distância entre dois canais vizinhos da placa multicanal (25μm).

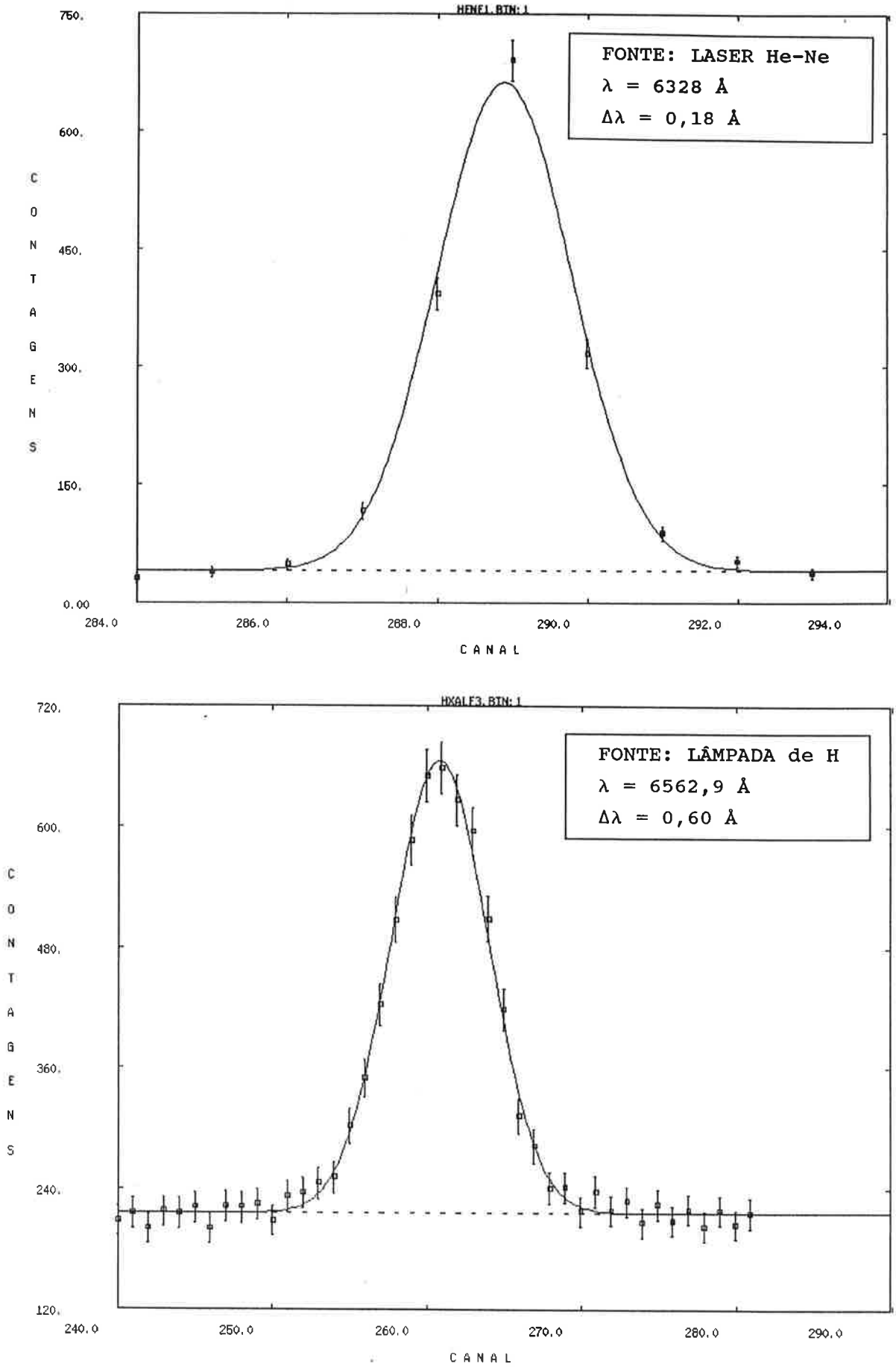
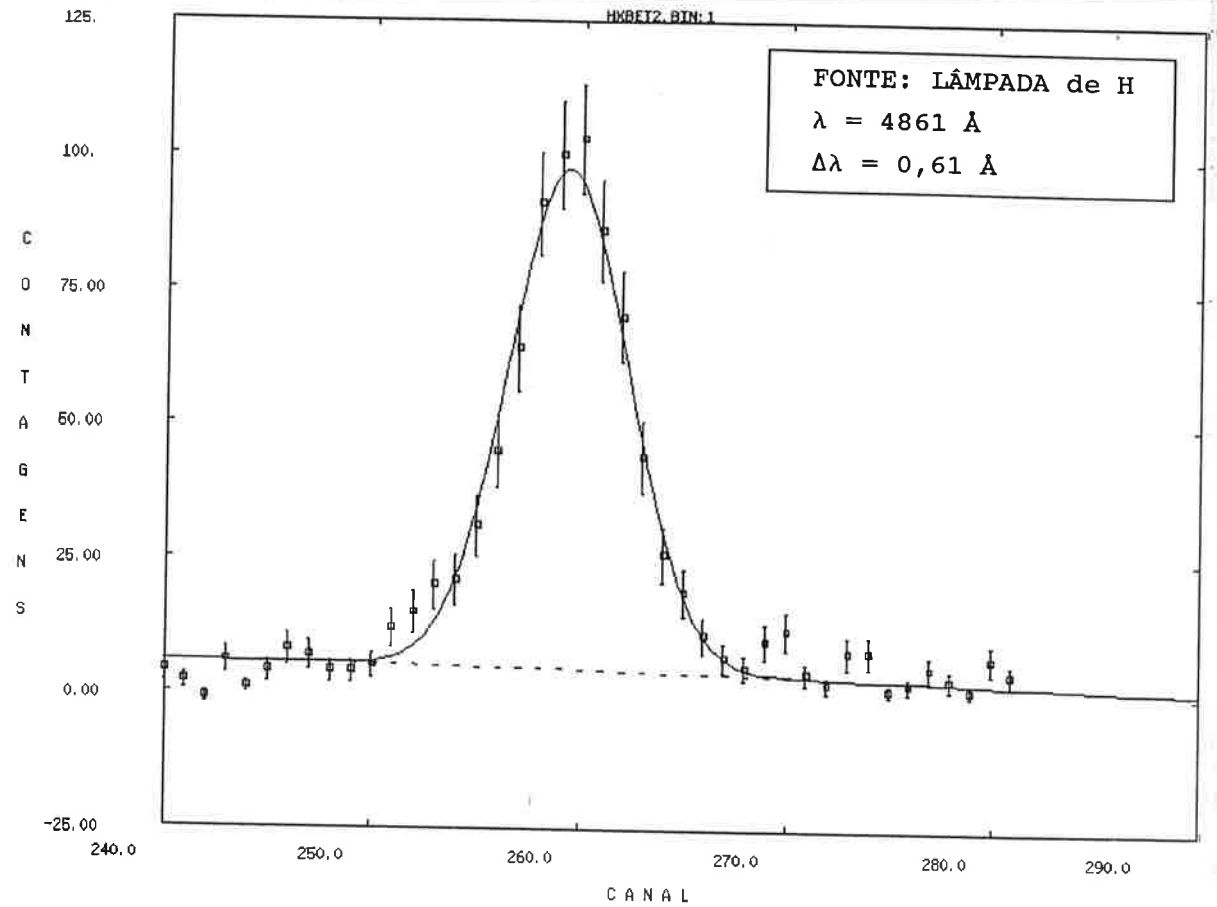


Figura 4.2 Perfis obtidos das fontes espectrais de calibração, LASER de He-Ne e lâmpadas de hidrogênio e mercúrio, usando uma abertura de fenda constante de 30 μm e tempo de deteção em 200 μs.



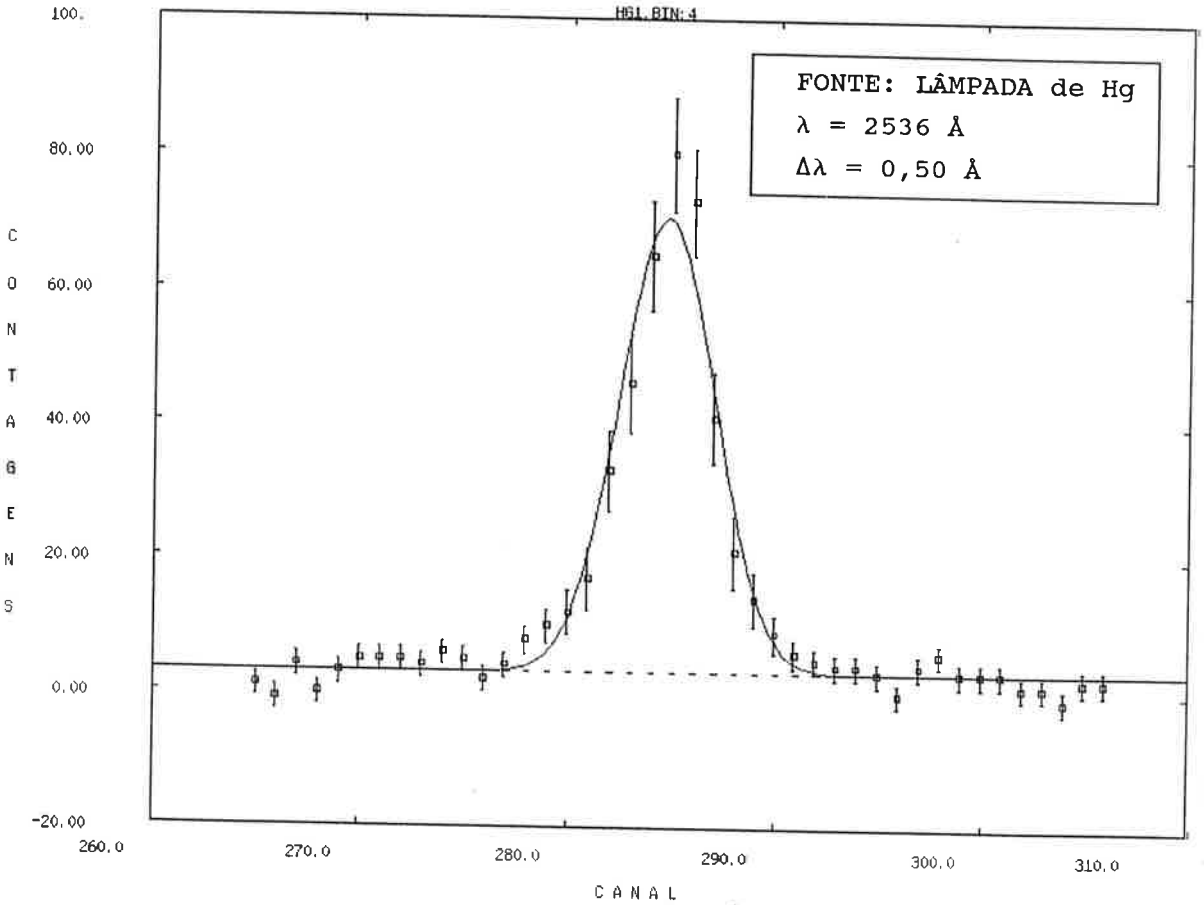
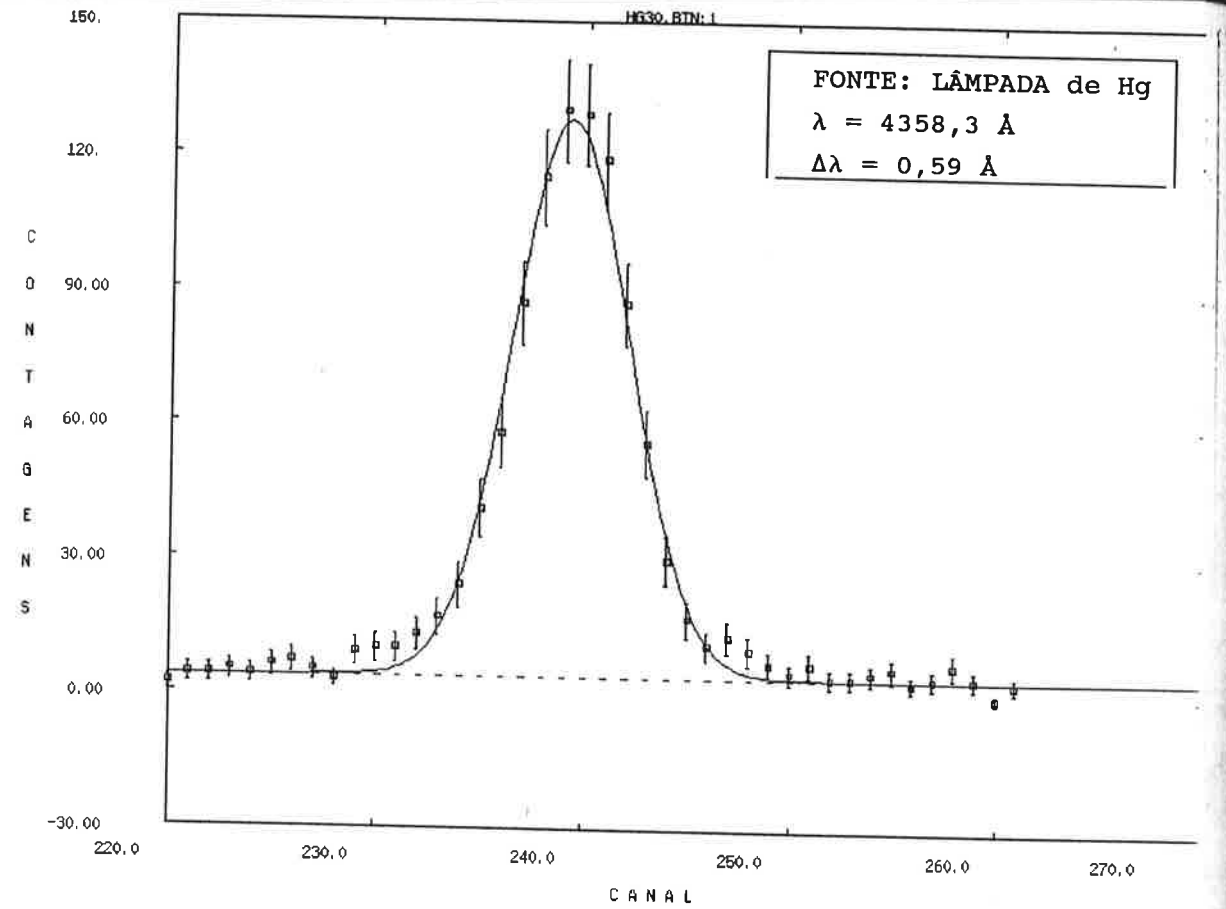


Figura 4.2 Perfis obtidos das fontes espectrais de calibração, LASER de He-Ne e lâmpadas de hidrogênio e mercúrio, usando uma abertura de fenda constante de 30 μm e tempo de deteção em 200 μs.



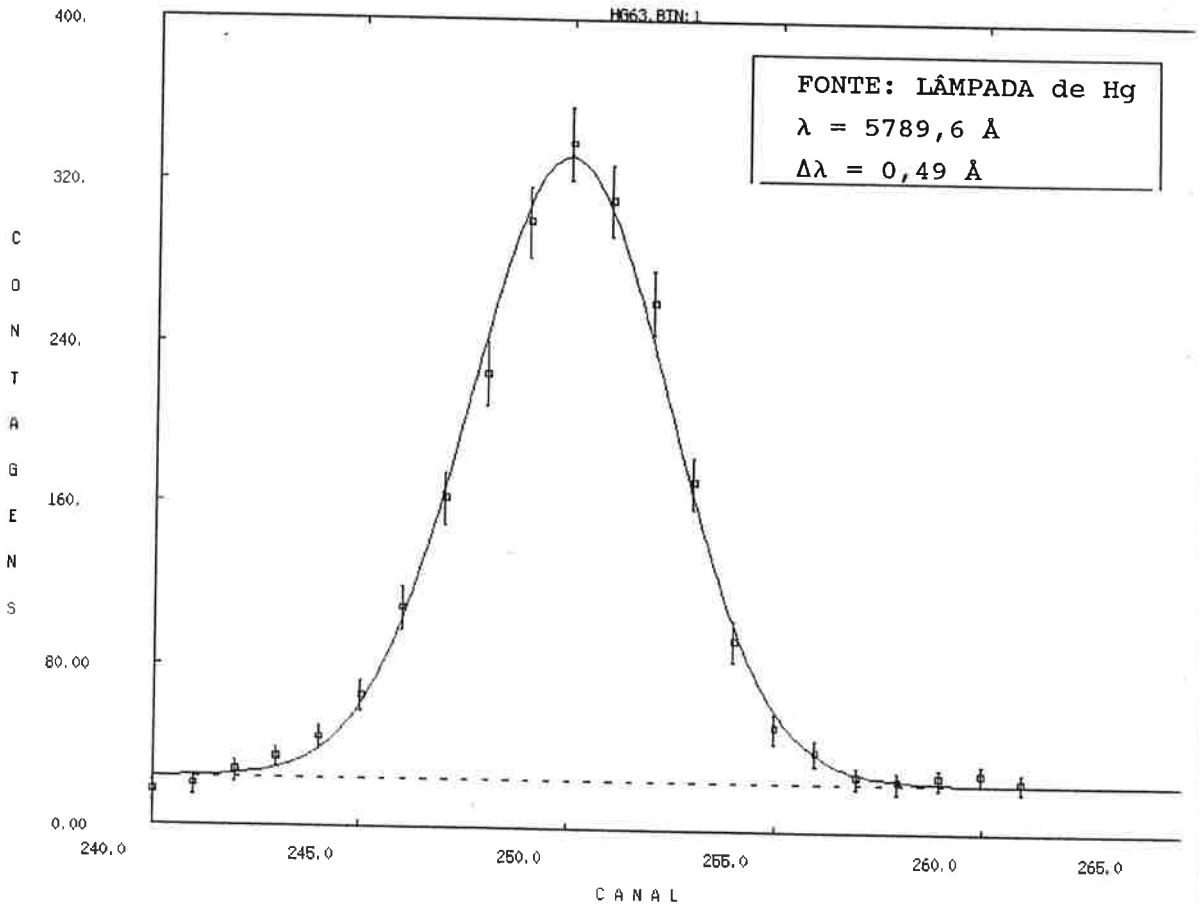


Figura 4.2 Perfis obtidos das fontes espectrais de calibração, LASER de He-Ne e lâmpadas de hidrogênio e mercúrio, usando uma abertura de fenda constante de 30 μm e tempo de deteção em 200 μs.

A dispersão linear do espectrógrafo sobre a placa multicanal, usando uma rede de difração de 1800 l/mm, escrita em Å/canal é dada por:

$$D_l = 0{,}0926 * \cos\,[\mathrm{arcsen}\,(9{,}026 * 10^{-5} * \lambda) - 6{,}74^{\circ}\,].$$

Assim sendo, o produto da dispersão linear recíproca pela largura total à meia altura ΔN, obtida do perfil das linhas observadas em número de canais, fornece o alargamento instrumental em função do comprimento de onda em Å,

$$\Delta\lambda_{ins} = D_l * \Delta N\ .$$

2.1. DETERMINAÇÃO DO PERFIL INSTRUMENTAL

O tratamento matemático dado aos perfis medidos das linhas emitidas pelas fontes de calibração para obtenção do alargamento instrumental, teve como objetivo identifica-los com alguma função conhecida e consequentemente medir o alargamento à meia altura máxima do perfil instrumental. Para este fim, foi utilizado um programa de computador de ajuste de funções, tomando como teste de qualidade da função ajustada o valor χ^2_{red} (chi quadrado reduzido) e a probabilidade deste χ^2_{red}.

Foram feitas análises preliminares, quanto à forma do perfil instrumental, utilizando funções do tipo Gaussianas e Lorentzianas puras. Os resultados obtidos para a função Gaussiana mostraram estar de melhor acordo com os pontos experimentais. Entretanto, um estudo mais detalhado da função instrumental deve ser realizado futuramente, pois foi observado uma pequena assimetria na cauda direita do perfil instrumental.

O programa de computador utilizado para este fim foi o IDEFIX[31], o qual ajusta funções Gaussianas mais um fundo (background) através de um polinômio de grau n (podendo variar o grau do polinômio). O programa fornece como resultado final, o valor de χ^2_{red} da função, a probabilidade deste χ^2_{red}, a

intensidade, a posição do pico, a largura total à meia altura máxima da curva ajustada e o valor médio ajustado para o fundo (polinômio de grau zero).

A principal contribuição para a radiação de fundo é o ruído térmico do detetor. Sendo assim, para o ajuste do fundo nos perfis correspondentes aos da resolução instrumental foi utilizado um polinômio de grau zero (constante). Os resultados obtidos através do programa de ajuste para os perfis da resolução instrumental, para diferentes aberturas da fenda do espectrógrafo, são apresentados na tabela 4.1.

Abertura da Fenda (Å)	GAUSSIANA PURA COM FUNDO CONSTANTE		
	χ^2_{red}	$P(\chi^2_{red})$	$\Delta\lambda_{ins}$ (Å)
30	1,75	8,2	0,18
* 30	1,08	37,0	0,17
40	0,28	98,6	0,18
50	0,31	97,7	0,19
* 60	0,21	99,6	0,20
70	0,31	98,0	0,21
* 80	0,41	94,4	0,22
90	2,04	3,9	0,24
* 100	1,18	30,1	0,24
* 140	5,83	0,0	0,29
160	1,53	2,0	0,28
180	3,29	0,0	0,31
* 200	2,90	0,0	0,34

Obs. Os asteriscos (*) indicam gráficos mostrados na figura 4.3.

Tabela 4.1. Os parâmetros apresentados na tabela são referentes aos ajustes realizados pelo programa de computrador "IDEFIX", para a linha 6328 Å emitida pelo LASER de He-Ne. Os espectros foram adquiridos com "gate" constante de 200μs e variando a abertura da fenda.

2.2. ANÁLISE DO PERFIL INSTRUMENTAL EM FUNÇÃO DA ABERTURA DA FENDA DO ESPECTRÓGRAFO

A largura da fenda de entrada é o fator de maior importância na formação do perfil instrumental. A resolução do espectrógrafo Czerny-Turner em função da abertura da fenda de entrada e das condições angulares é dada pela seguinte expressão:

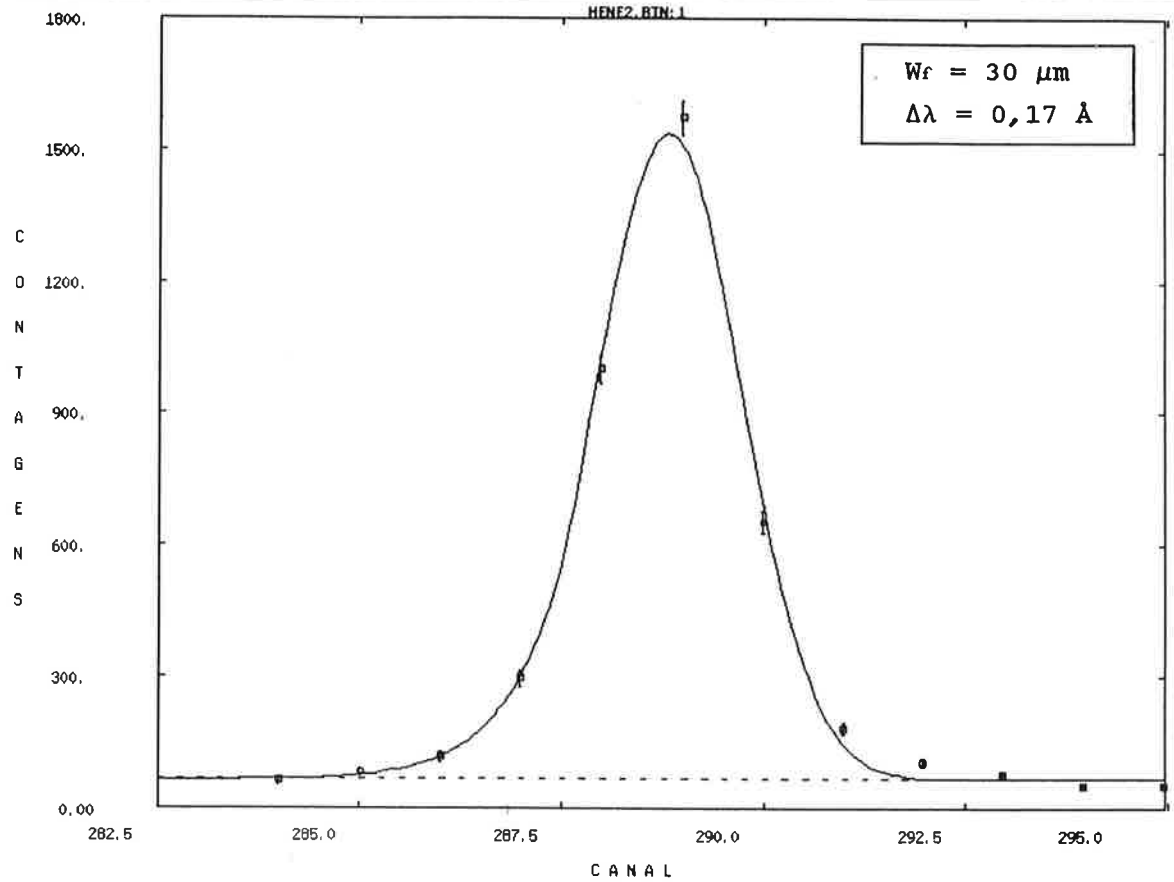
$$R = \frac{2\ f\ \cos(\omega)\ \mathrm{sen}(\beta)}{W\ \cos(i)}$$

onde W é a largura da fenda, f a distância focal do sistema óptico do espectrógrafo C-T, ω, β e i são respectivamente os ângulos de simetria da montagem C-T.

Nas fig.4.3, são mostrados os espectros ajustados pelo programa "IDEFIX" para a linha 6328 Å emitida pelo LASER de He-Ne para diferentes aberturas da fenda do espectrógrafo. O gráfico correnspondente ao alargamento instrumental, obtido da função ajustada, em função da abertura da fenda é mostrado na fig.4.4.

O comportamento teórico e experimental da resolução instrumental em função da abertura da fenda de entrada do espectrógrafo é mostrado na fig.4.5 para o comprimento de onda de 6328 Å correspondente a linha do LASER de He-Ne.

Apesar do valor da resolução instrumental experimental ser muito menor que o valor teórico para aberturas de fenda inferiores a 80 μm, ainda assim, é suficiente para a medida do alargamento Doppler das linhas espectrais emitidas pelo plasma do TBR-I.



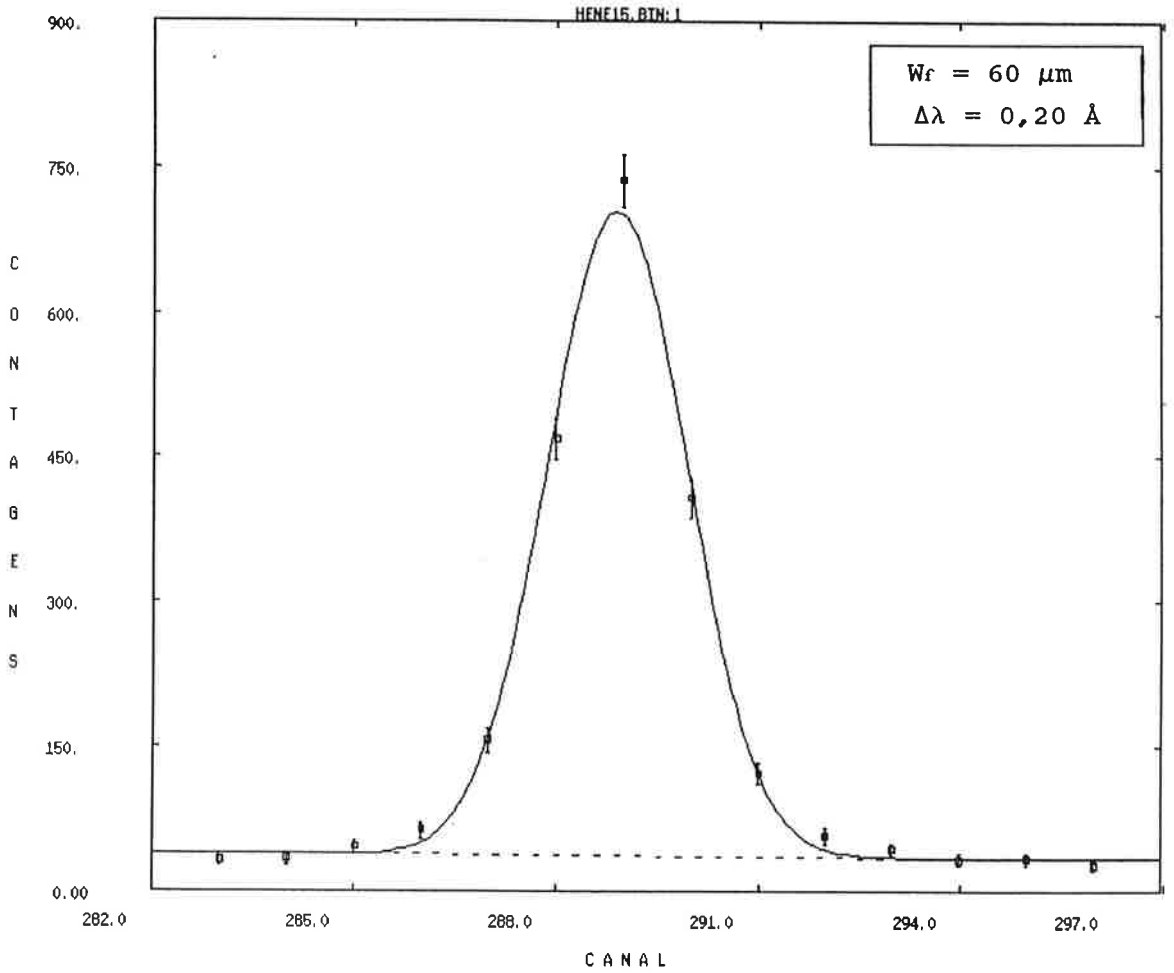
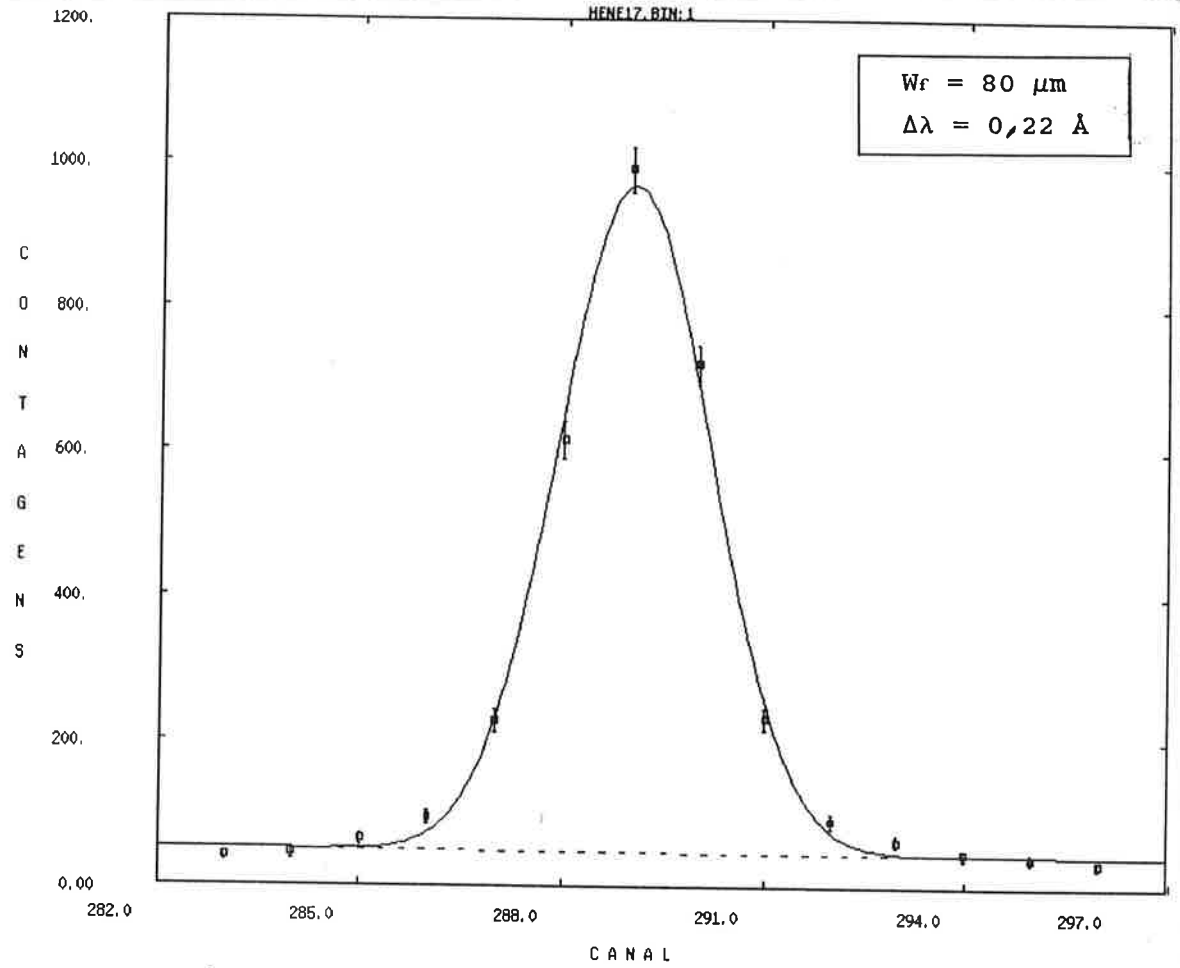


Figura 4.3. Perfis da linha 6328 Å do LASER de He-Ne para diferentes aberturas de fenda do espectrógrafo.



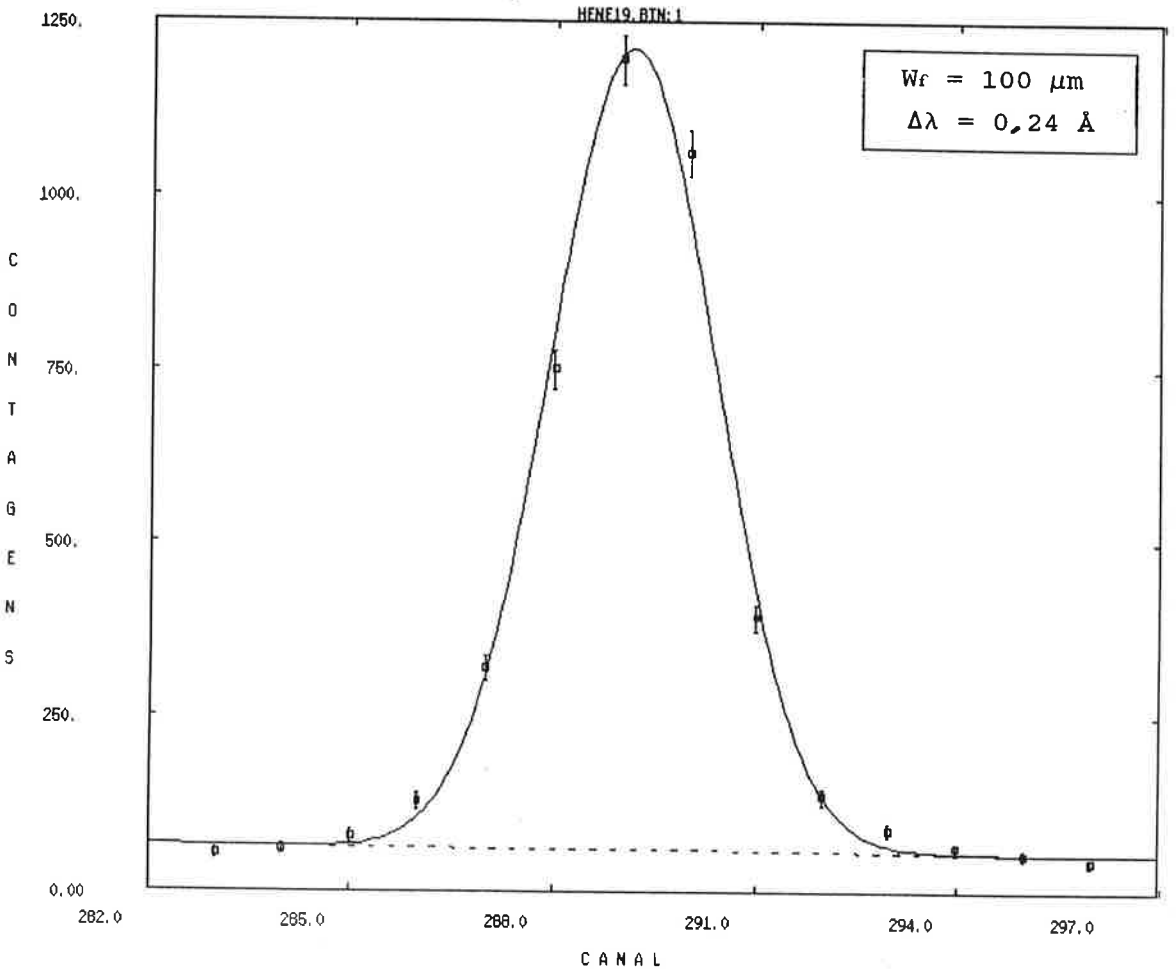
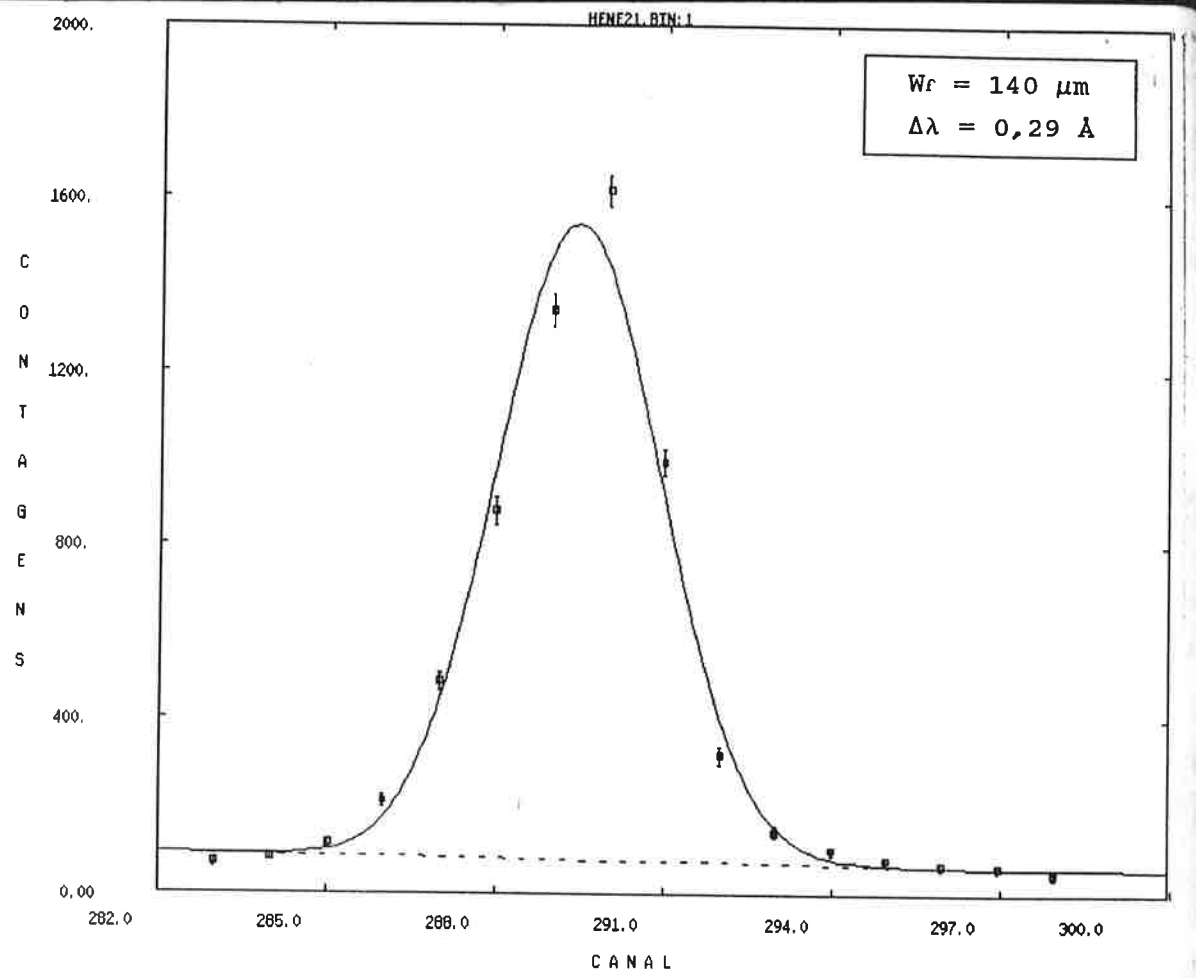


Figura 4.3. Perfis da linha 6328 Å do LASER de He-Ne para diferentes aberturas de fenda do espectrógrafo.



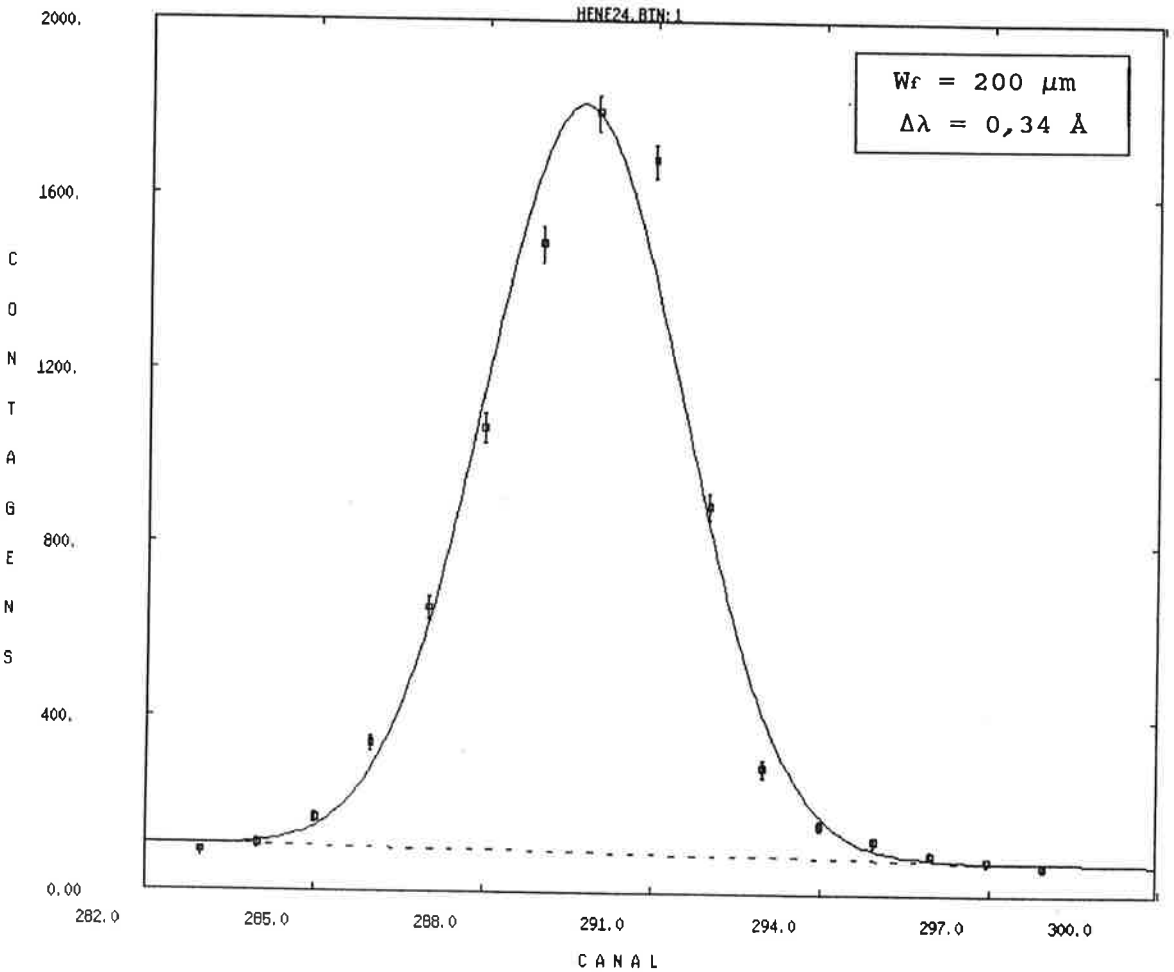


Figura 4.3. Perfis da linha 6328 Å do LASER de He-Ne para diferentes aberturas de fenda do espectrógrafo.

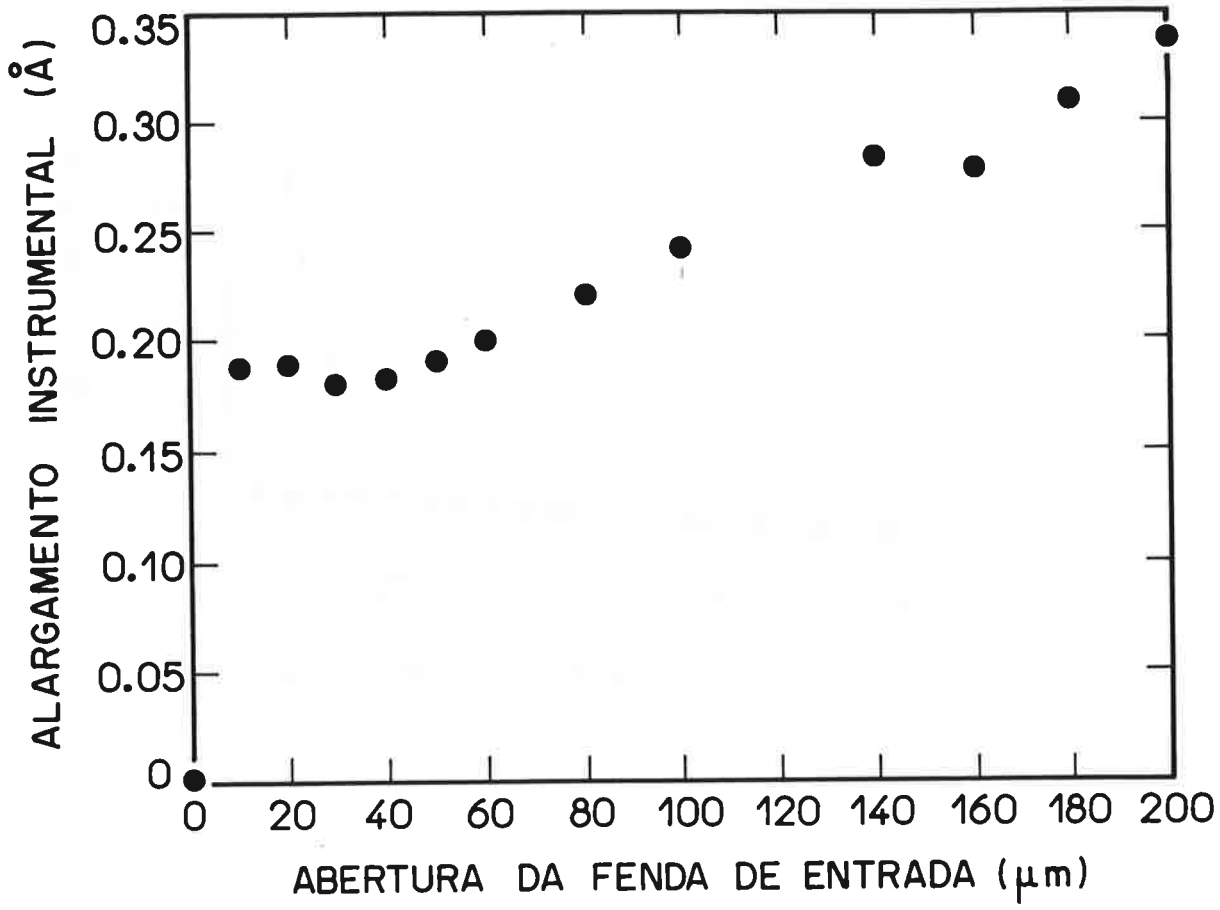


Figura 4.4. Gráfico do alargamento instrumental em função da abertura da fenda do espectrógrafo, para o comprimento de onda 6328 Å correspondente à linha do LASER de He-Ne.

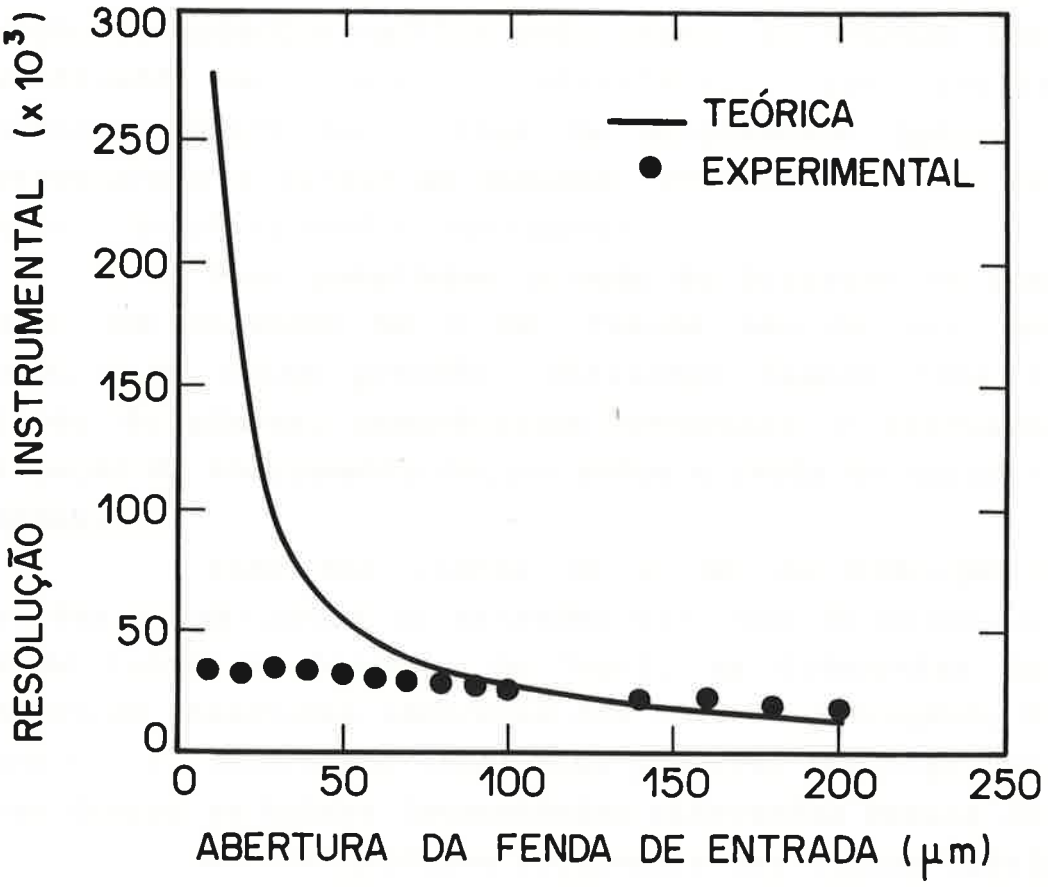


Figura 4.5. Gráfico do comportamento teórico e experimental da resolução instrumental em função da abertura da fenda do espectrógrafo para a linha 6328 Å do LASER de He-Ne.

3. MEDIDAS DAS LINHAS ESPECTRAIS EMITIDAS PELO PLASMA DO TBR-I

A montagem experimental empregada na deteção e aquisição do espectro emitido pelo plasma do tokamak TBR-I, está esquematizada na fig.4.1. Inicialmente, foi realizado um alinhamento óptico no sistema de acoplamento óptico entre o espectrógrafo e a janela do Tokamak, em seguida foram realizadas as medidas do alargamento instrumental.

Para posicionar a rede de difração no comprimento de onda das emissões Hα e Hβ, fez-se uso de uma lâmpada de hidrogênio de baixa pressão. Utilizada também como fonte de simulação do plasma, possibilitou verificar o alinhamento e a focalização do acoplamento óptico entre a fenda do espectrógrafo e o tokamak.

Além das linhas Hα e Hβ do hidrogênio, foram observadas e analisadas as emissões dos íons de oxigênio O-II ao longo do tempo de descarga do TBR-I, em diferentes descargas. Também foram observadas impurezas dos íons de nitrogênio N-II e do carbono C-III, embora não tenha sido possível realizar uma análise precisa devido as baixas intensidades observadas dessas emissões.

As intensidades observadas das linhas emitidas pelo plasma e também das fontes de calibração são dadas em unidades relativas à sensibilidade do detetor. Para a determinação da temperatura não é necessário a obtenção da intensidade absoluta da linha espectral, pois basta conhecer somente a largura a meia altura.

3.1. EMISSÃO Hα

A emissão Hα é originária da transição entre os níveis de energia n=3 para n=2, descrita pela série de Balmer.

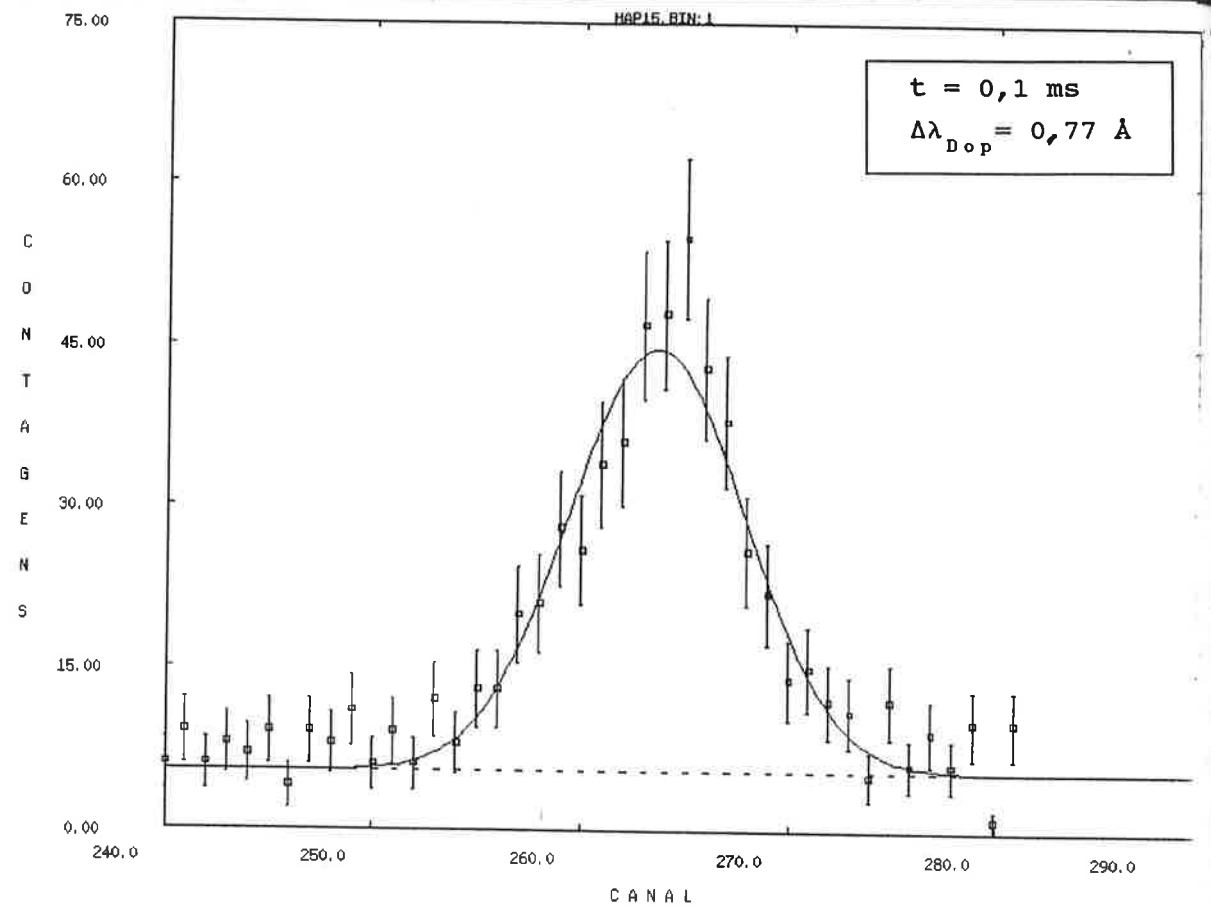
O critério na escolha dos parâmetros de aquisição, tais como abertura da fenda do espectrógrafo em 60μm e o tempo de exposição do detetor de 100μs e 200μs, são devido as intensidades

observadas das linhas espectrais emitidas pelo plasma na região de subida da corrente de plasma. Nas fig.4.6 são mostrados os perfis da linha Hα, obtidos ao longo do tempo de vida do plasma, embora sendo para diferentes descargas do tokamak. O tempo de exposição foi mantido em 100μs e 200μs, pois somente foi possível fazer as aquisições dos espectros na região de subida da corrente de plasma, cujo tempo total é de 1,5 ms. Assim foram realizadas as aquisições ao longo do tempo na região de crescimento da corrente em intervalos de 100μs para diferentes descargas.

O perfil observado da linha Hα é resultante da convolução dos efeitos Doppler e instrumental. Uma vez que os dois efeitos tem a forma de uma função gaussiana, torna-se fácil determinar o alargamento Doppler das linhas emitidas pelo plasma, usando-se a relação (12) dada no Cap.II. O quadrado do alargamento Doppler da linha é igual a diferença entre o quadrado do alargamento da linha observada e o quadrado do alargamento instrumental, ambos determinados experimentalmente.

$$\Delta\lambda^2_{Dop} = \Delta\lambda^2_{obs} - \Delta\lambda^2_{ins}$$

Para se obter a largura à meia altura da intensidade máxima do perfil observado com maior precisão, foi empregado novamente o tratamento matemático dos dados, semelhantemente aquele realizado nos dados de resolução para a obtenção do alargamento da linha. Também neste caso a radiação de fundo nas proximidades da linha espectral foi considerada no ajuste como uma constante, sem perda de generalidade. Os parâmetros das curvas ajustadas para a linha Hα (6562,9 Å) são mostrados na tabela 4.2.



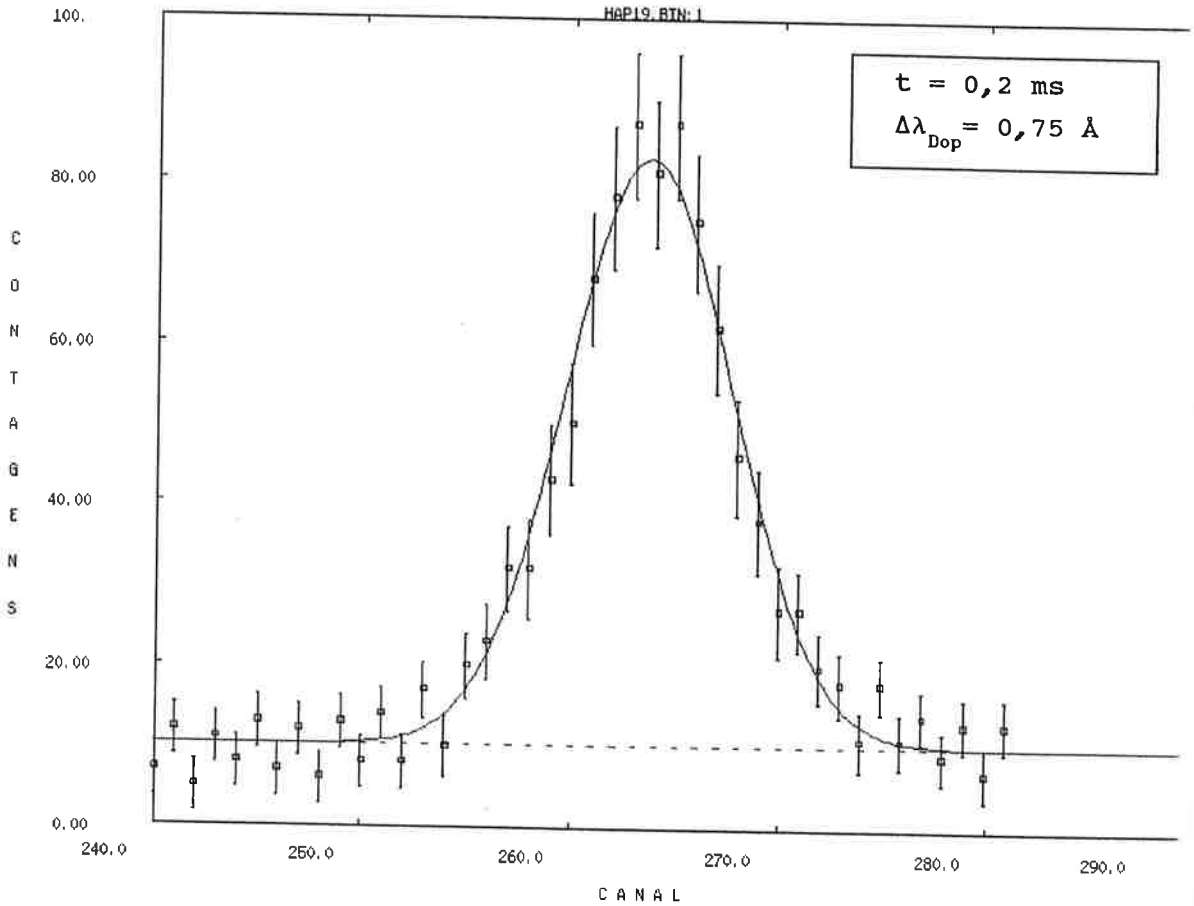
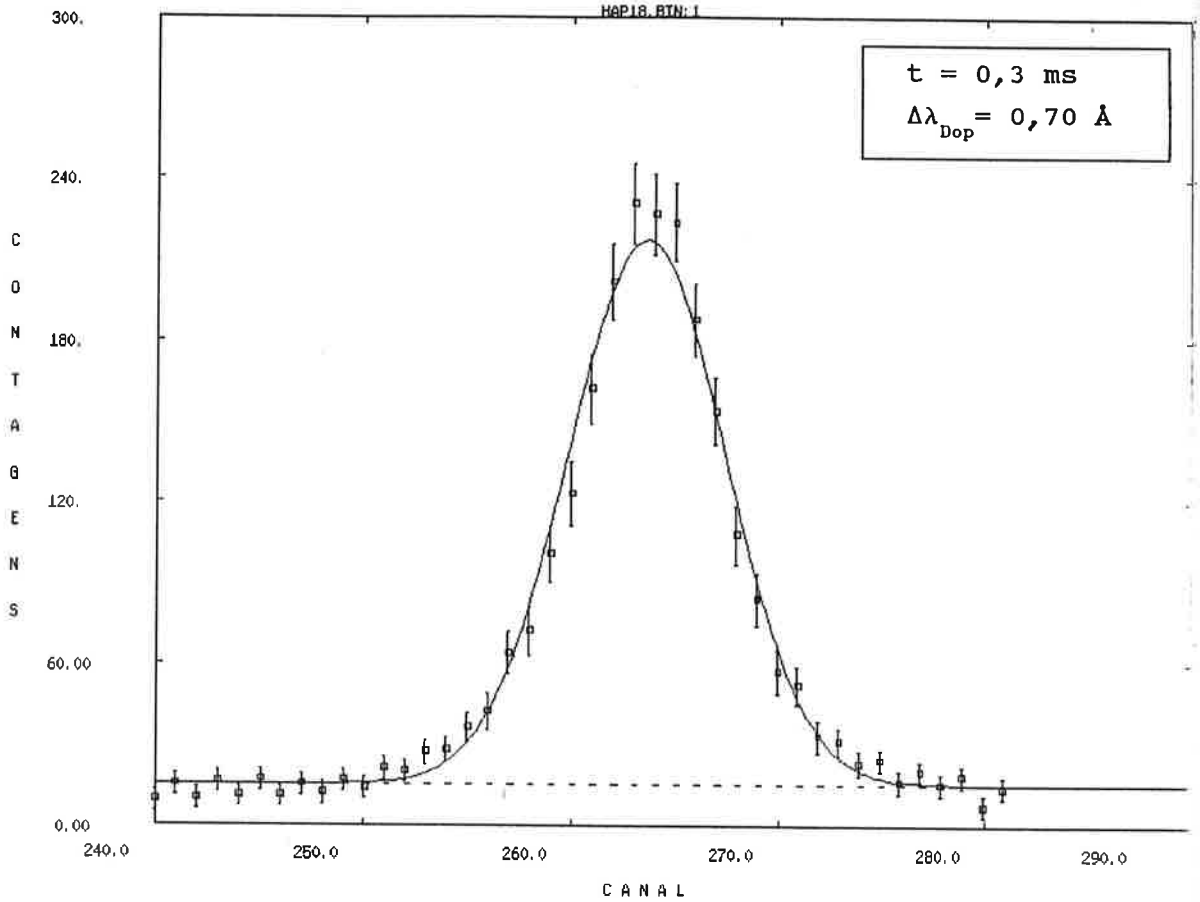


Figura 4.6. Perfis da linha Hα (6562,9 Å) obtidas com abertura da fenda do espectrógrafo de 60 μm, em intervalos de tempo de exposição do detetor de 0,1 ms ("gate"), com atrasos sucessivos ao longo do tempo na região de subida da corrente de plasma, porém em diferentes descargas do tokamak TBR-I.



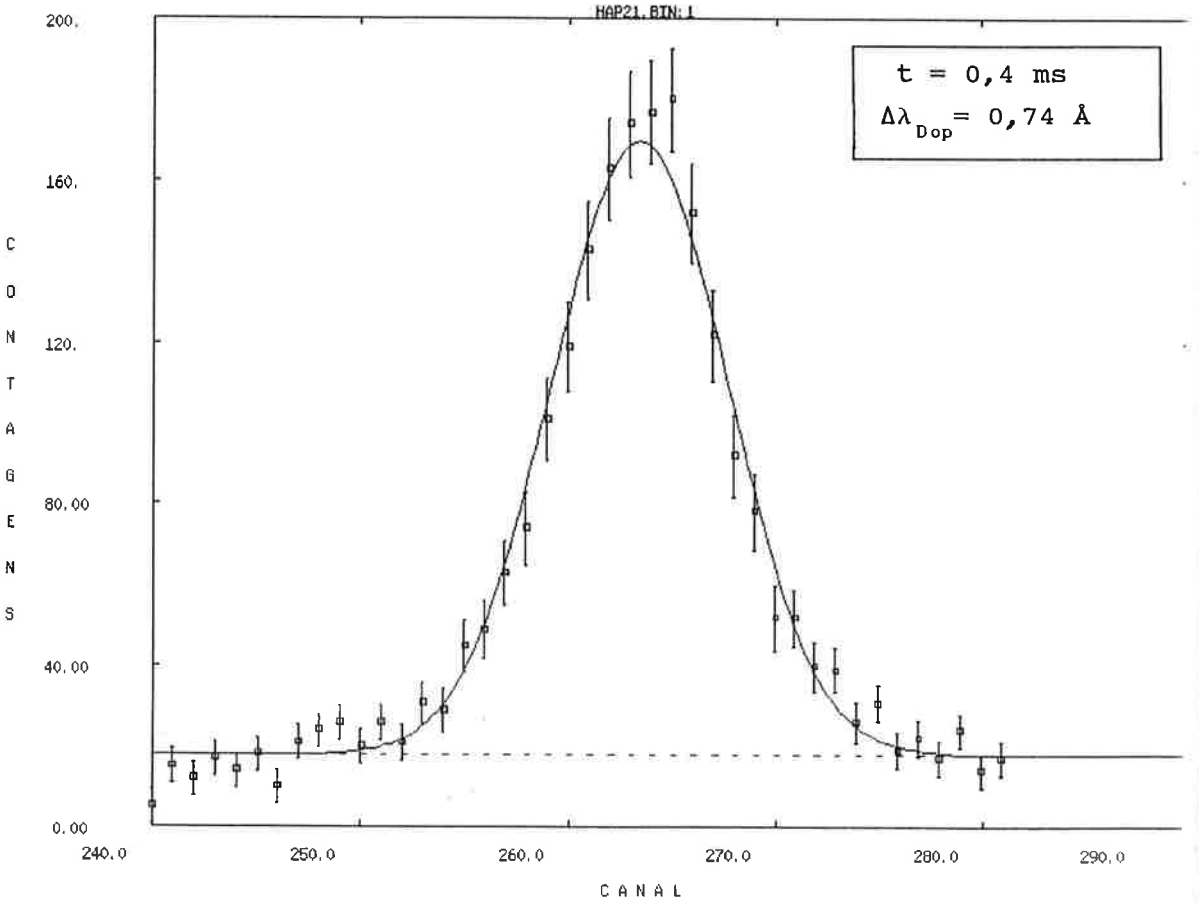
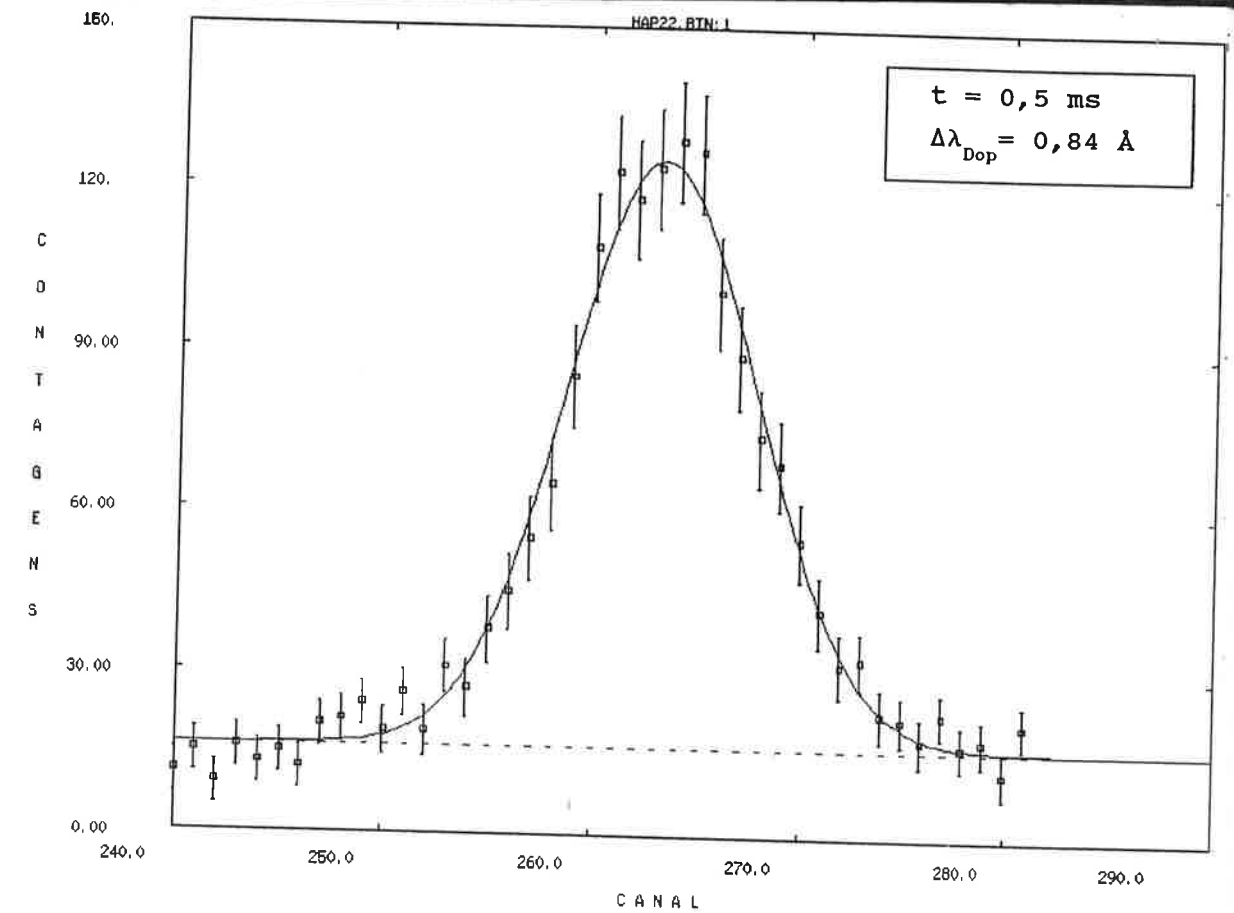


Figura 4.6. Perfis da linha Hα (6562,9 Å) obtidas com abertura da fenda do espectrógrafo de 60 μm, em intervalos de tempo de exposição do detetor de 0,1 ms ("gate"), com atrasos sucessivos ao longo do tempo na região de subida da corrente de plasma, porém em diferentes descargas do tokamak TBR-I.



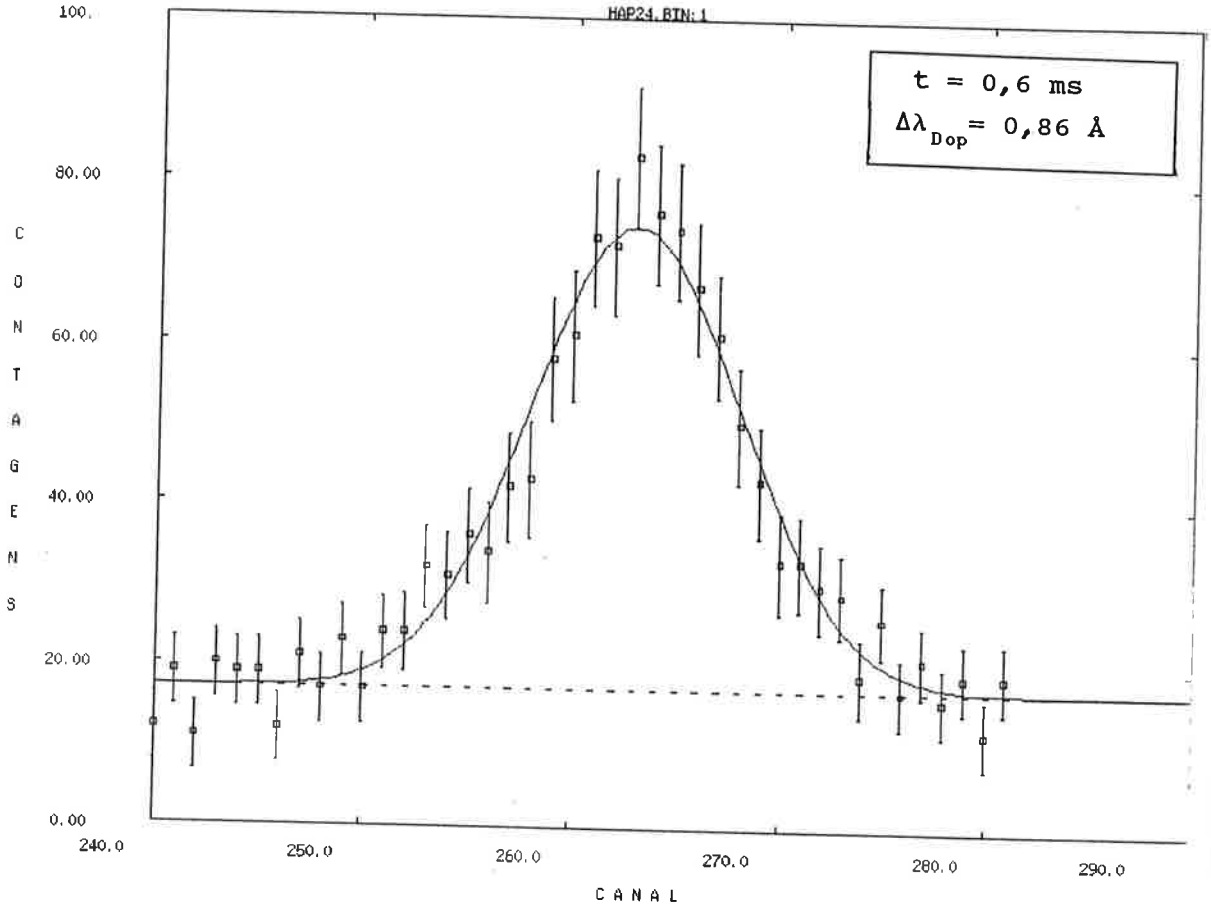
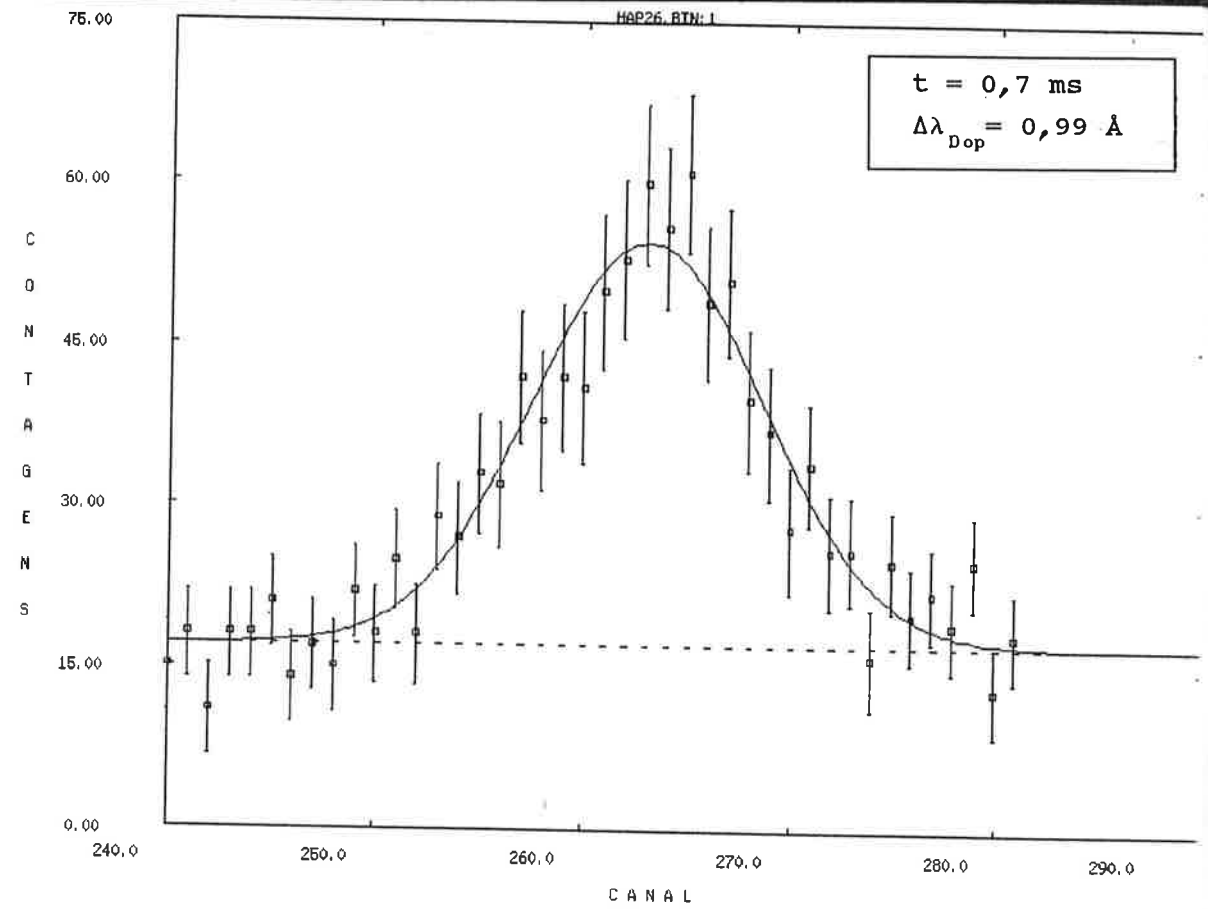


Figura 4.6. Perfis da linha Hα (6562,9 Å) obtidas com abertura da fenda do espectrógrafo de 60 μm, em intervalos de tempo de exposição do detetor de 0,1 ms ("gate"), com atrasos sucessivos ao longo do tempo na região de subida da corrente de plasma, porém em diferentes descargas do tokamak TBR-I.



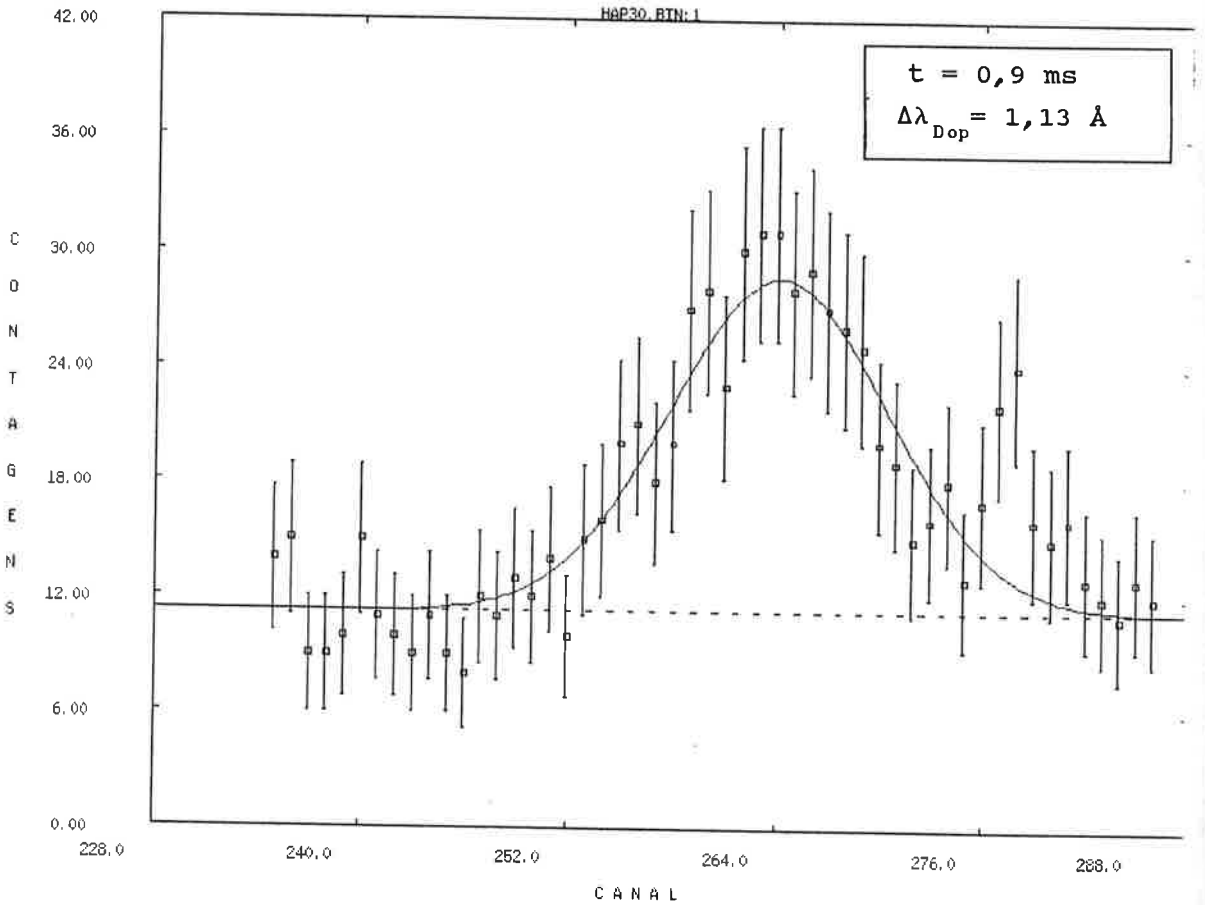
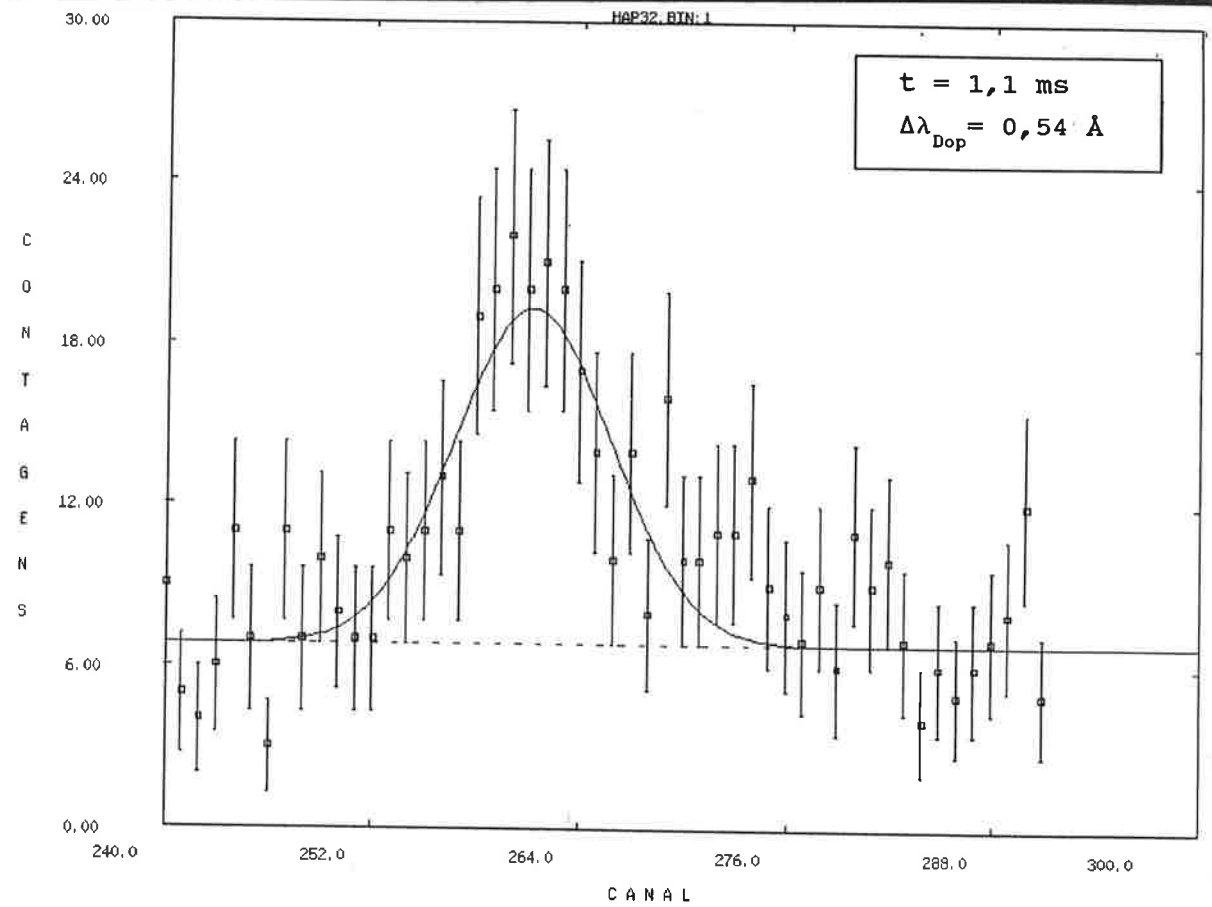


Figura 4.6. Perfis da linha Hα (6562,9 Å) obtidas com abertura da fenda do espectrógrafo de 60 μm, em intervalos de tempo de exposição do detetor de 0,1 ms ("gate"), com atrasos sucessivos ao longo do tempo na região de subida da corrente de plasma, porém em diferentes descargas do tokamak TBR-I.



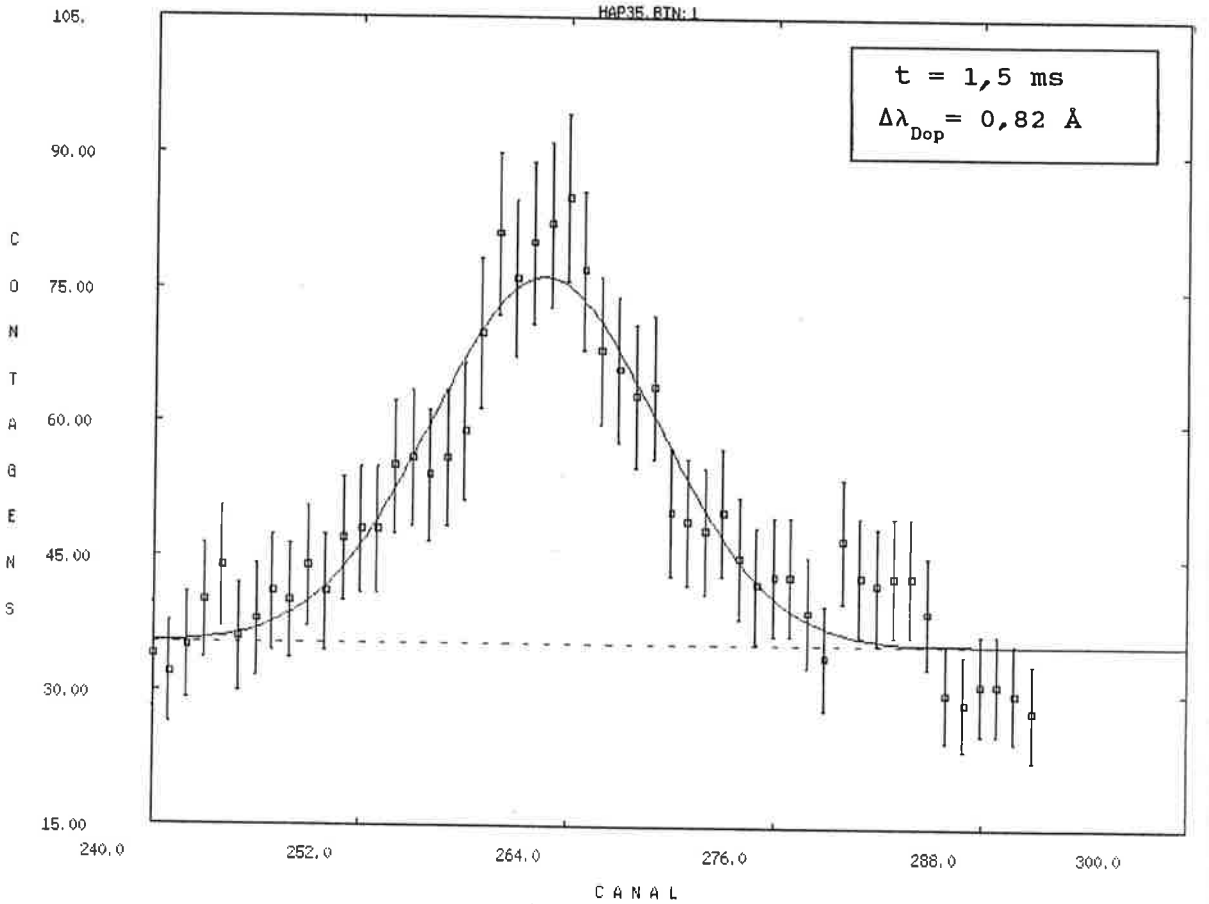


Figura 4.6. Perfis da linha Hα (6562,9 Å) obtidas com abertura da fenda do espectrógrafo de 60 μm, em intervalos de tempo de exposição do detetor de 0,1 ms ("gate"), com atrasos sucessivos ao longo do tempo na região de subida da corrente de plasma, porém em diferentes descargas do tokamak TBR-I.

Intervalo de tempo observado ao longo das descargas (ms)	ΔN (canal)	$\Delta\lambda_{Dop}$ (Å)	Temperatura (eV)
0,1 *	8,97	0,77	2,24
0,2	8,91	0,75	2,28 ± 0,07
0,3	8,33	0,70	2,10 ± 0,19
0,4	8,76	0,74	2,14 ± 0,01
0,5	9,84	0,84	2,72 ± 0,01
0,6	10,11	0,86	3,31 ± 0,42
0,7	11,55	0,99	3,91 ± 0,10
0,9	13,14	1,13	3,66 ± 1,32
1,1	6,58	0,54	4,81 ± 3,68
1,5	9,62	0,82	3,46 ± 0,99

(*) não foi calculado o erro pois este valor corresponde a apenas uma medida.

Tabela 4.2. Parâmetros da linha Hα (6562,9 Å) obtidos com abertura de 60 μm para a fenda do espectrógrafo com $\Delta\lambda_{ins}$ = 0,20 Å e 100μs para o tempo de exposição do detetor ("gate"). As medidas foram realizadas na janela do limitador, ao longo do tempo de descarga do tokamak, para diferentes descargas.

A temperatura do hidrogênio do plasma foi calculada através do alargamento Doppler da linha de Hα, dada pela expressão (8) do cap.II, isto é,

$$T = 1.68 \cdot 10^{8} \left(\frac{\Delta\lambda_{Dop}}{\lambda} \right)^{2} \text{ eV}$$

O gráfico da temperatura do hidrogênio em função do tempo, medidas realizadas no início da corrente de plasma, é mostrado na fig.4.7. As medidas das intensidades das linhas espectrais foram realizadas nas proximidades do limitador.

As barras de erros indicadas no gráfico da temperatura de Hα representam o desvío padrão sobre uma média de três de medidas feitas na mesma região temporal da descarga.

Devido ás limitações do sistema de acoplamento óptico torna-se difícil determinar com precisão a região do plasma observada, pois todas as emissões que se dão dentro do ângulo sólido de observação atingem a rede de difração. Assim, a temperatura observada do hidrogênio é uma média sobre todos os emissores compreendidos no ângulo sólido de observação.

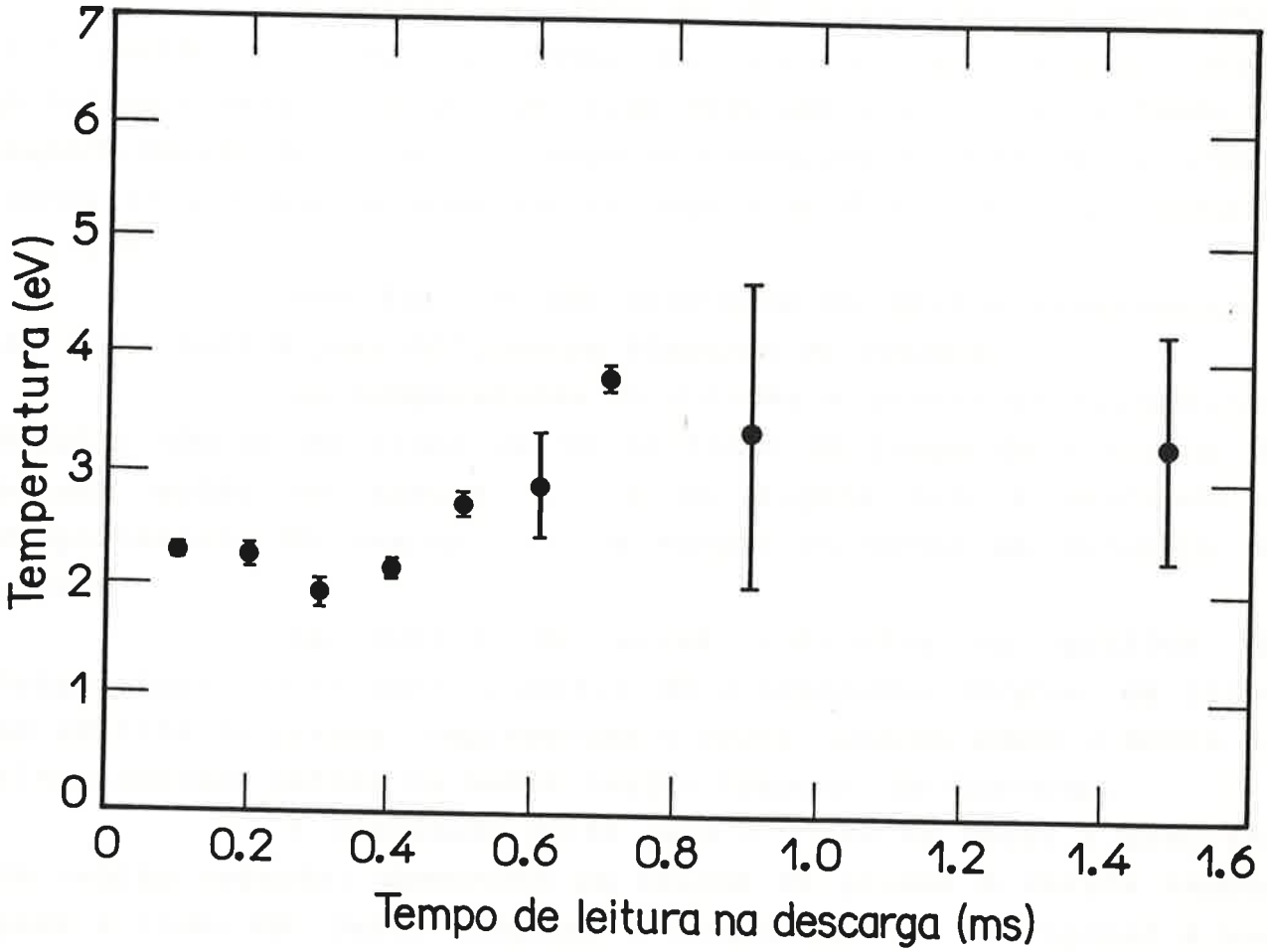


Figura 4.7. Gráfico da temperatura do hidrogênio a partir da medida da emissão Hα (6562,9 Å) em função do tempo de descarga, na região de subida da corrente de plasma.

3.1. EMISSÃO Hβ

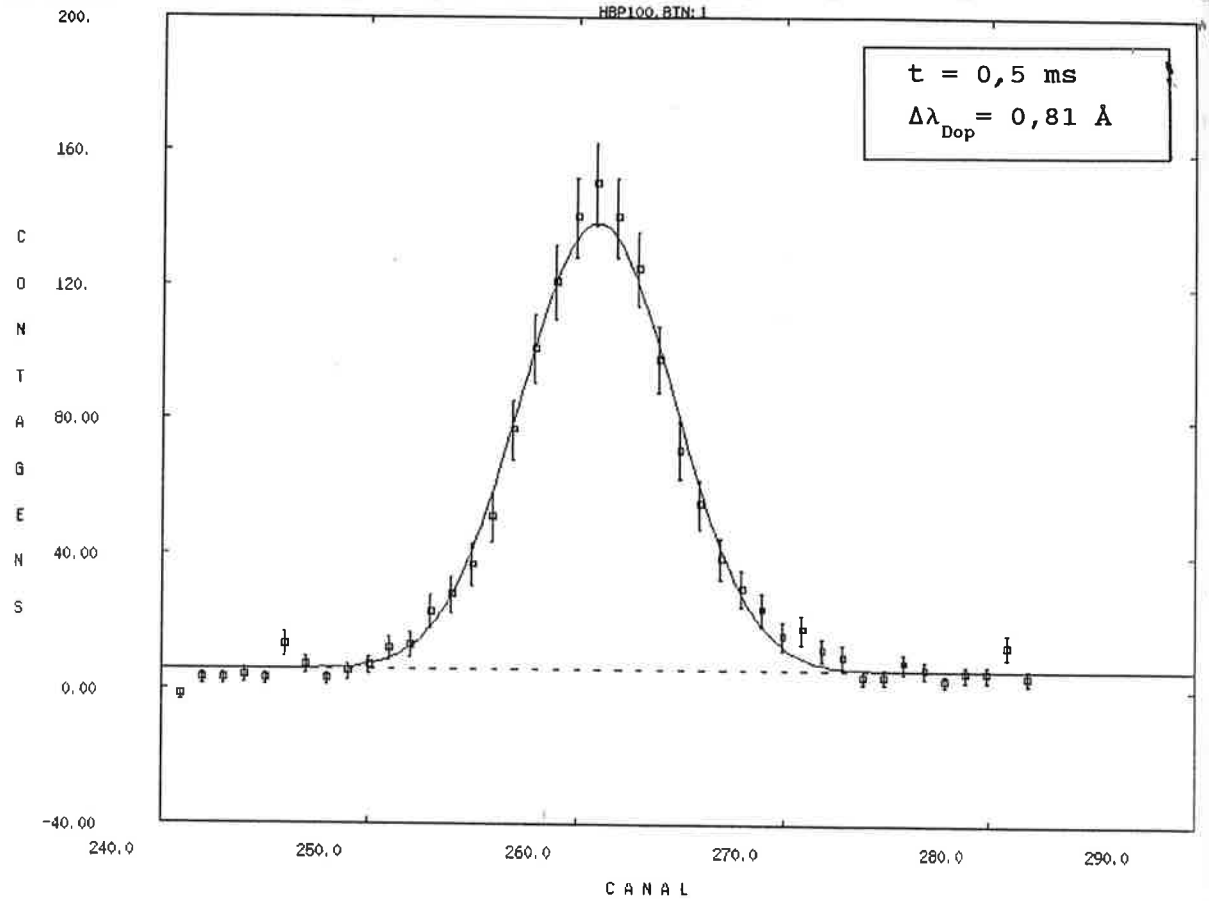
O perfil da linha de Hβ (transição n=4 para n=2) foi medido ao longo do tempo de descarga do tokamak, cujos principais parâmetros de aquisição tais como, abertura da fenda do espectrógrafo de 30 μm e o tempo de exposição do detetor de 500μs, foram escolhidos de maneira análoga a análise realizada para a linha de Hα.

Nas fig.4.8 são mostrados os perfis experimentais da linha 4861 Å para diferentes disparos do Tokamak.

As temperaturas calculadas a partir do alargamento Doppler medido da linha de Hβ ao longo do tempo da corrente de plasma estão na tabela 4.3 e na figura 4.9 é mostrado o comportamento da temperatura em função do tempo da corrente de plasma.

As barras de erros indicadas no gráfico da temperatura, calculadas a partir do alargamento Doppler da linha Hβ emitida do plasma, representam o desvio padrão sobre a média de cinco medidas feitas na mesma região temporal da descarga.

A discussão feita para a linha Hα sobre a precisão da região espacial observada da coluna de plasma é válida também para a linha Hβ. Desta maneira, a temperatura do hidrogênio é uma média sobre todos emissores compreendidos no ângulo sólido de observação.



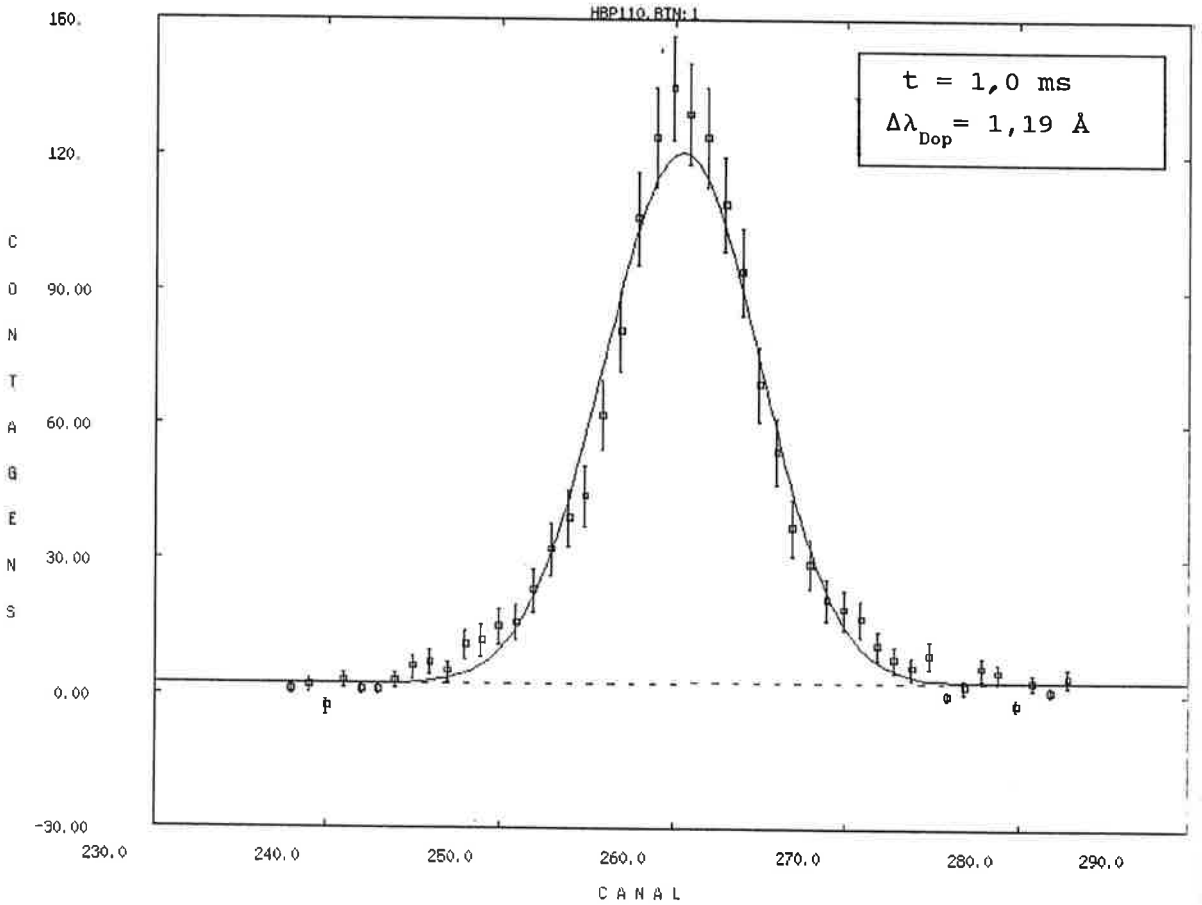
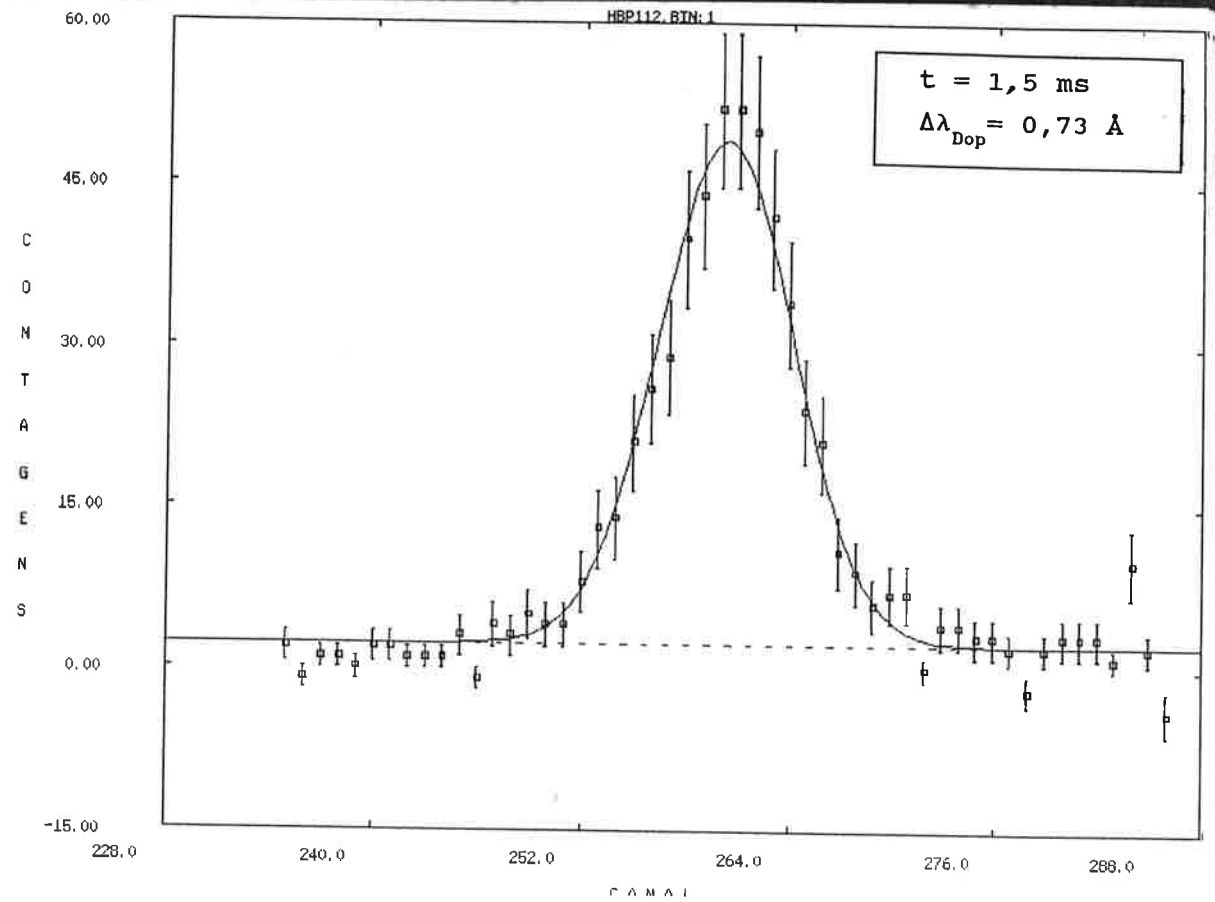


Figura 4.8. Perfis da emissão Hβ (4861 Å) obtidas com abertura de fenda do espectrógrafo de 30 μm, em intervalos de tempo do detetor de 0,5 ms e com atrasos sucessivos de 0,5 ms ao longo de uma descarga típica do tokamak, para diferentes descargas do TBR-I.



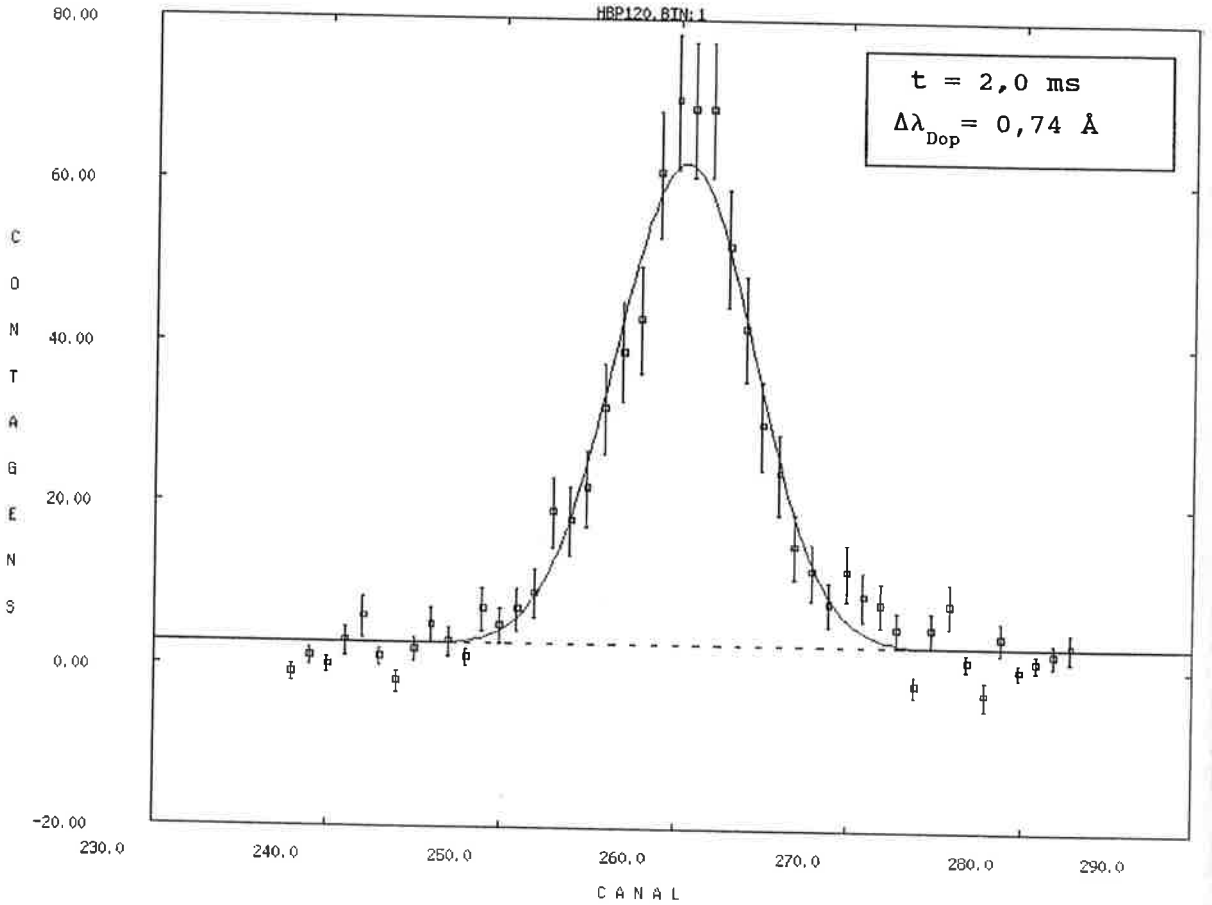
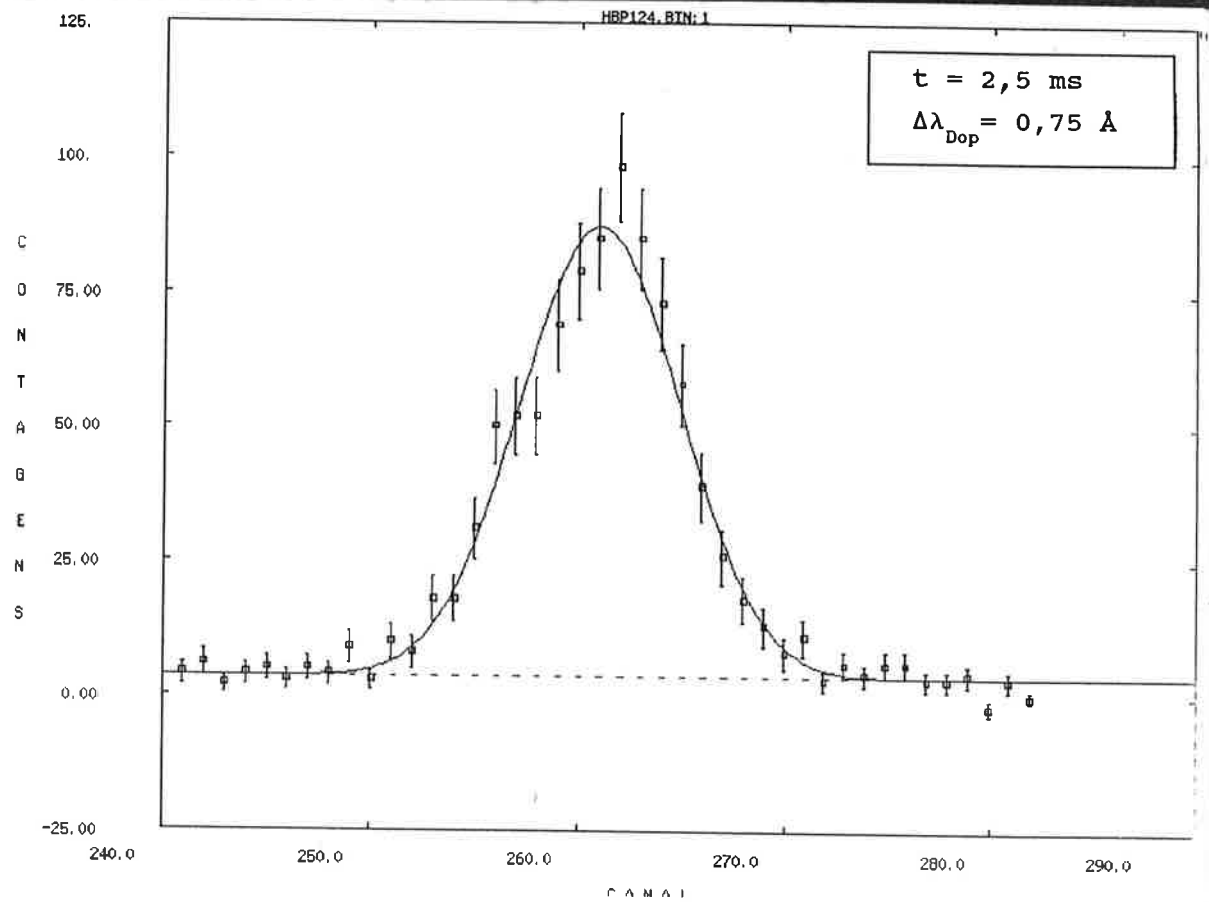


Figura 4.8. Perfis da emissão Hβ (4861 Å) obtidas com abertura de fenda do espectrógrafo de 30 μm, em intervalos de tempo do detetor de 0,5 ms e com atrasos sucessivos de 0,5 ms ao longo de uma descarga típica do tokamak, para diferentes descargas do TBR-I.



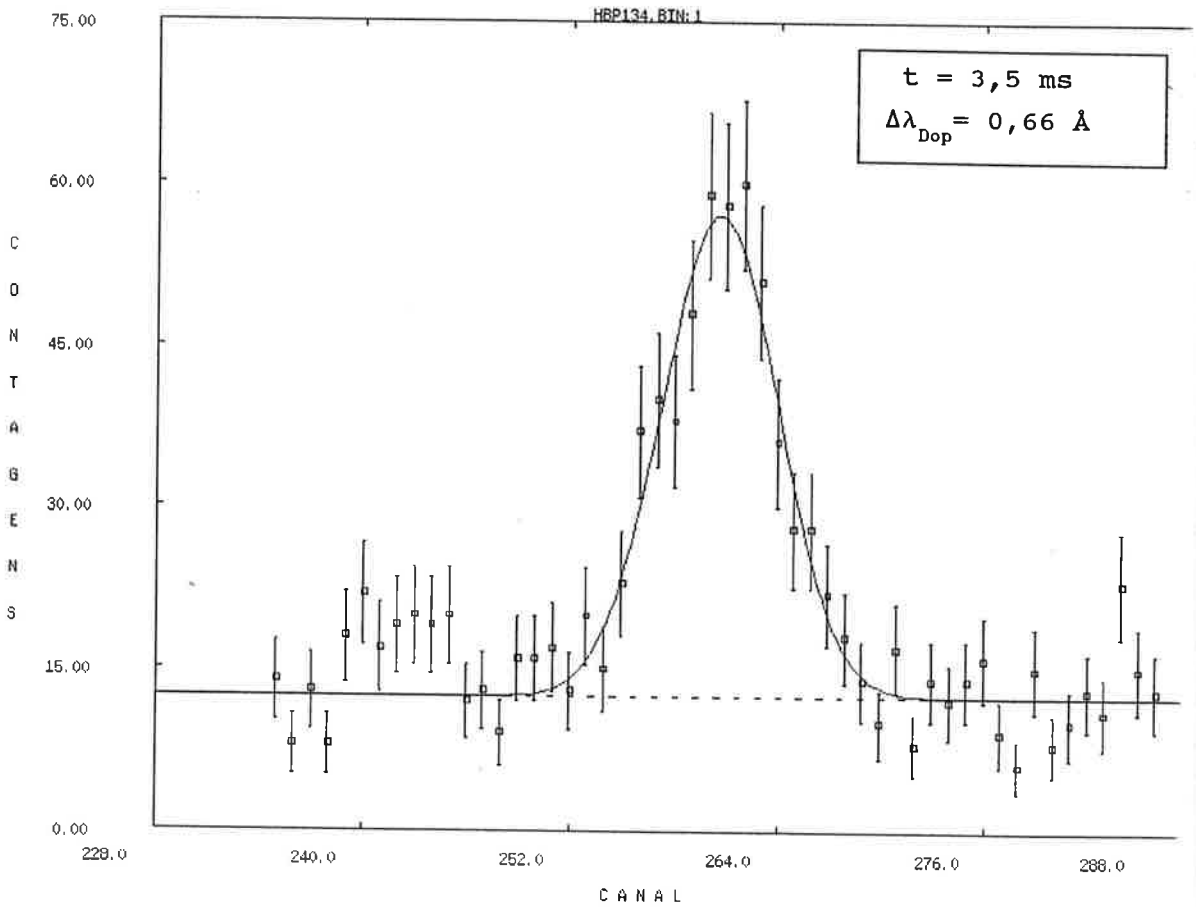


Figura 4.8. Perfis da emissão Hβ (4861 Å) obtidas com abertura de fenda do espectrógrafo de 30 μm, em intervalos de tempo do detetor de 0,5 ms e com atrasos sucessivos de 0,5 ms ao longo de uma descarga típica do tokamak, para diferentes descargas do TBR-I.

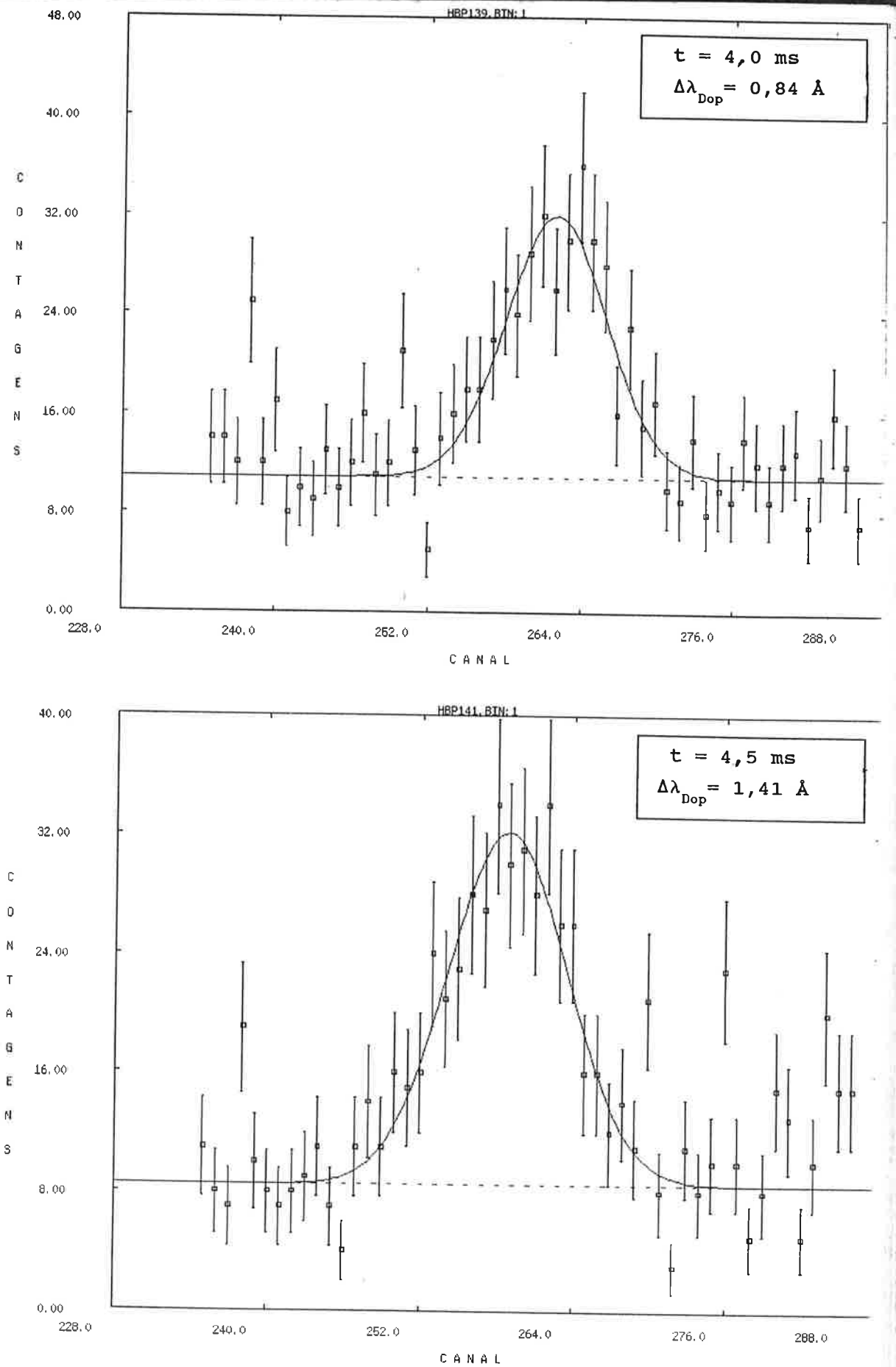


Figura 4.8. Perfis da emissão Hβ (4861 Å) obtidas com abertura de fenda do espectrógrafo de 30 μm, em intervalos de tempo do detetor de 0,5 ms e com atrasos sucessivos de 0,5 ms ao longo de uma descarga típica do tokamak, para diferentes descargas do TBR-I.

Intervalo de iempo observado na Corrente de Plasma* (ms)	ΔN (canal)	$\Delta\lambda_{Dop}$ (Å)	Temperatura (eV)
0,5	9,45	0,81	3,81 ± 0,51
1,0	13,80	1,19	3,85 ± 0,12
1,5	8,66	0,73	4,06 ± 0,45
2,0	8,75	0,74	5,09 ± 1,15
2,5	8,79	0,75	3,94 ± 0,05
3,0	8,86	0,76	4,69 ± 0,20
3,5	7,86	0,66	3,11 ± 1,69
4,0	10,10	0,84	3,62 ± 1,62
4,5	13,47	1,41	9,61

(*) A partir do início da descarga

Tabela 4.3. Parâmetros obtidos para a emissão Hβ (4861 Å) na janela do limitador, ao longo do tempo de descarga do tokamak e em diferentes descargas, adquiridos utilizando uma abertura de fenda do espectrógrafo de 30 μm com $\Delta\lambda_{ins}$ = 0,17 Å e com tempo de exposição do detetor de 0,5 ms ("gate").

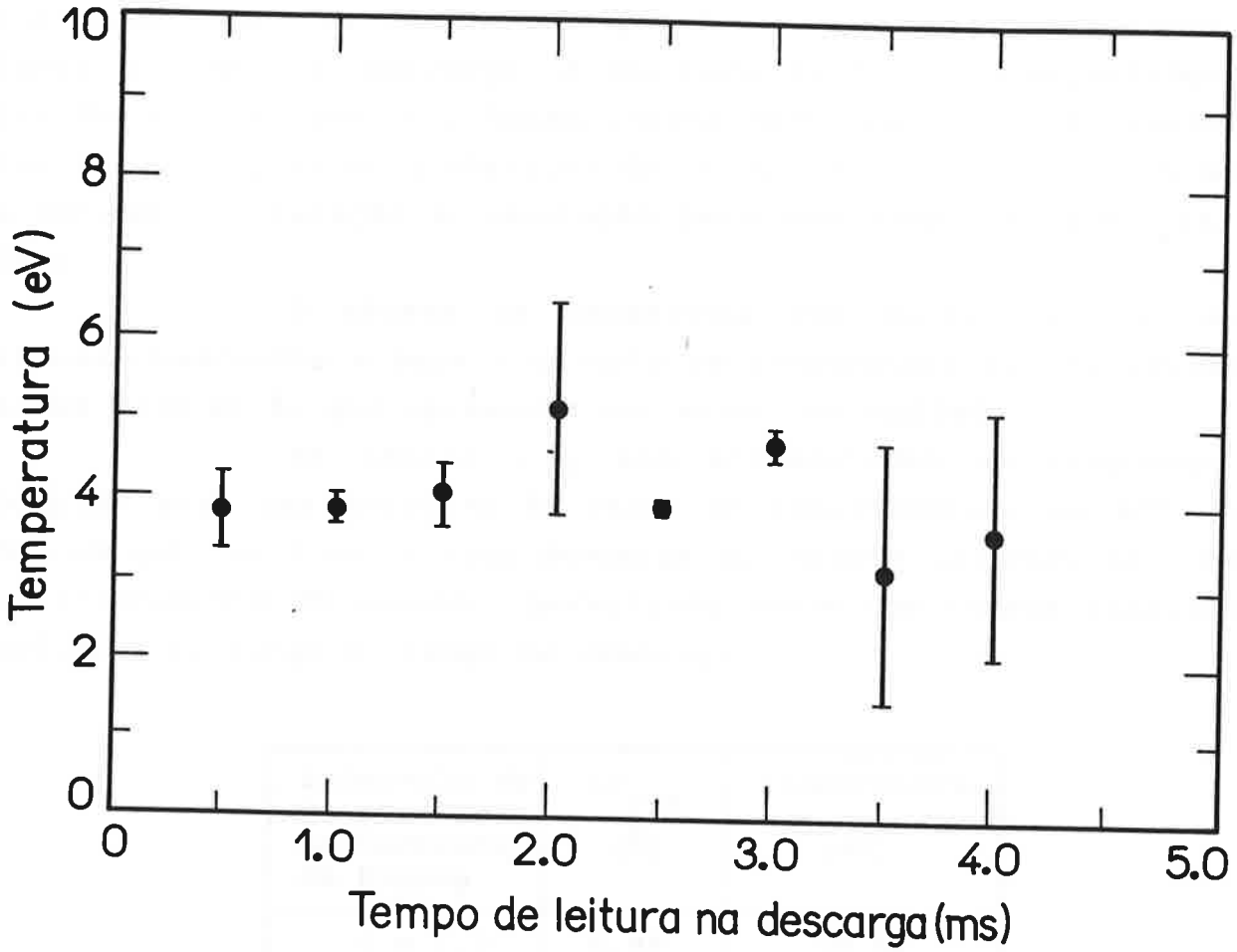


Figura 4.9. Gráfico da temperatura do hidrogênio a partir da medida da emissão Hβ (4861 Å) em função do tempo de descarga do plasma.

3.3. EMISSÃO DOS ÍONS DE OXIGÊNIO O-II

Os perfis medidos das linhas espectrais emitidas pelos íons de oxigênio O-II (4414,91 Å e 4416,97 Å) ao longo do tempo da corrente de plasma são mostrados nas fig.4.10, obtidas em diferentes descargas do tokamak. O tempo de exposição do detetor foi fixado em 1 ms, permitindo que fossem adquiridos espectros ao longo do tempo da descarga. A abertura da fenda do espectrógrafo foi de 200 μm, devido a baixa intensidade observada. A resolução instrumental para esta abertura de fenda, decai de aproximadamente a metade, em relação á resolução para uma fenda de abertura de 50μm.

O ajuste de gaussianas foi feito para as duas linhas observadas e para o cálculo da temperatura foi escolhida a linha 4416,91 Å, que apresenta uma maior intensidade.

Na tabela 4.4, são apresentados os alargamentos Doppler para uma abertura de fenda do espectrógrafo de 200 μm e com um gate de 1 ms. A cada descarga do tokamak foi dado um atraso no acionamento do detetor, permitindo assim que fossem realizadas medições ao longo do tempo na descarga.

Intervalo de Tempo Observ na Corrente de Plasma (ms)	$\Delta\lambda_{Dop}$ (Å)	Temperatura (eV)
0 a 1,0	0,86	50,52
1,0 a 2,0	1,04	75,25
2,0 a 3,0	0,86	51,41
3,0 a 4,0	1,00	68,90

Tabela 4.4. Temperaturas calculadas para os íons de oxigênio O-II para o comprimento de onda de 4414,91 Å, obtidas na janela do limitador. As medidas foram realizadas com abertura de fenda do espectrógrafo de 200 μm com $\Delta\lambda_{ins}$= 0,34 Å e para um tempo de exposição de 1,0 ms.

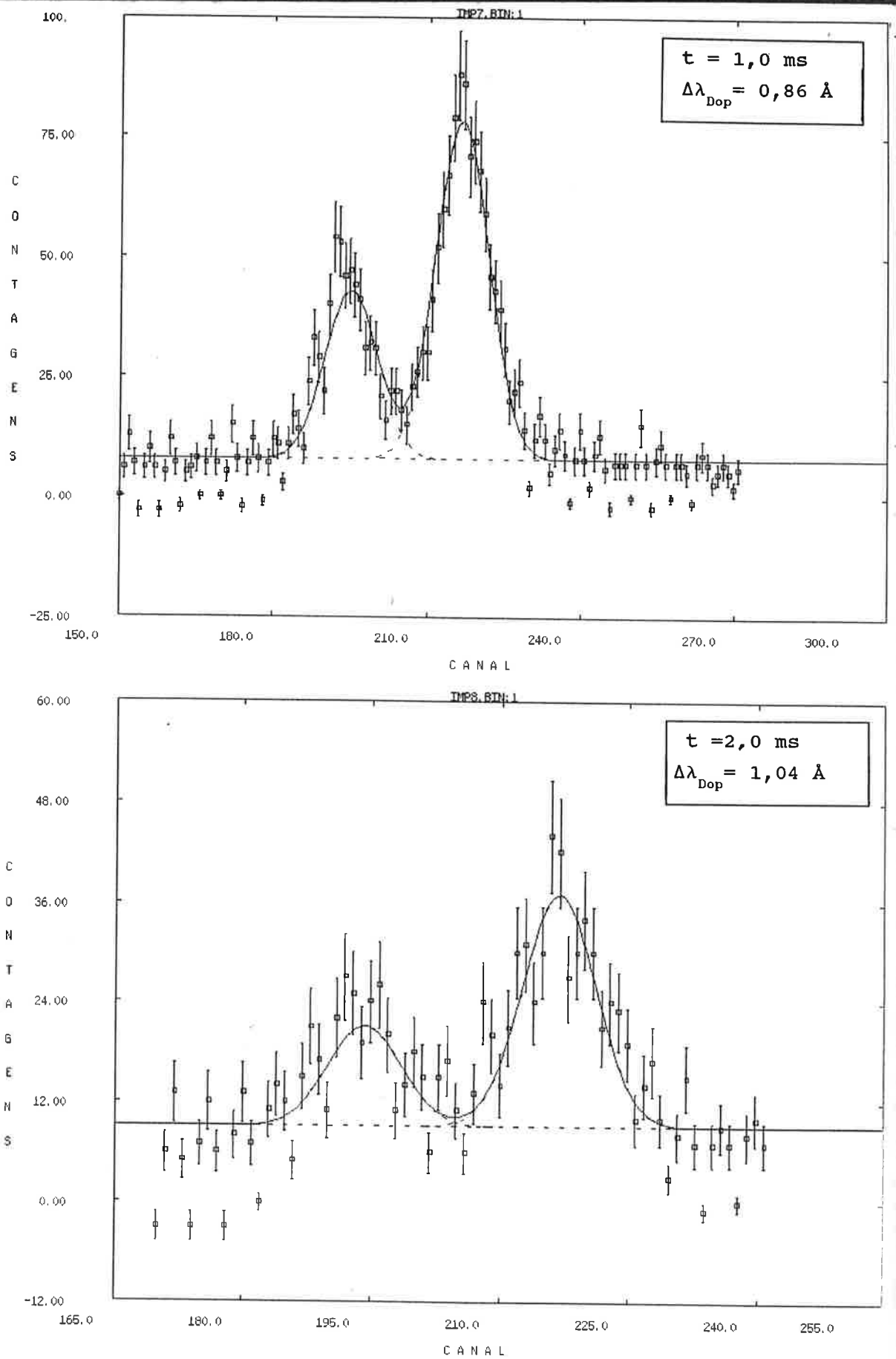


Figura 4.10. As intensidades das emissões dos íons de oxigênio O-II (4414,91 Å e 4416,97 Å), foram observadas nas proximidades do limitador físico do tokamak, em intervalos de 1 ms ao longo da descarga, em diferentes descargas. A abertura da fenda do espectrógrafo foi de 200 μm.

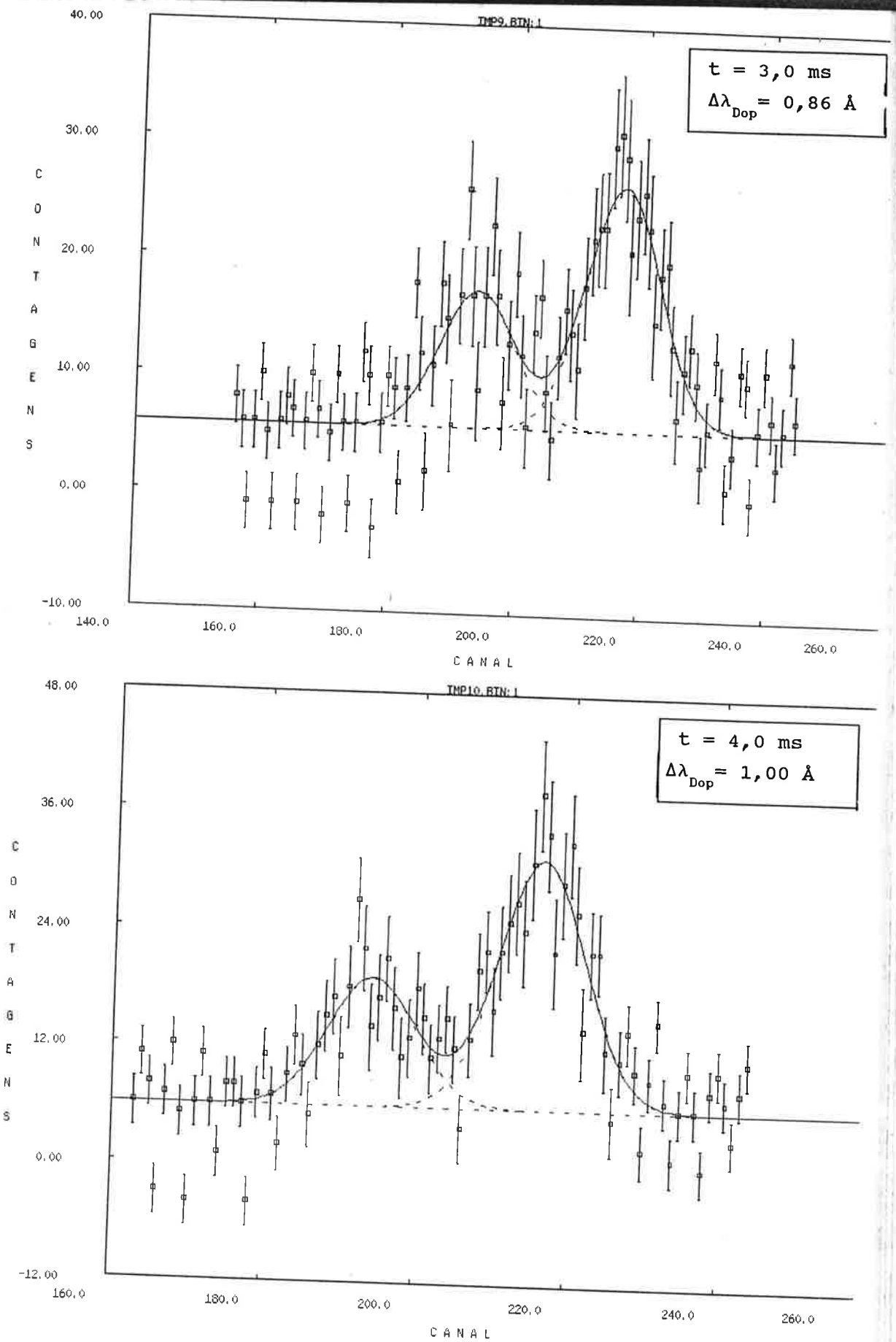


Figura 4.10. As intensidades das emissões dos íons de oxigênio O-II (4414,91 Å e 4416,97 Å), foram observadas nas proximidades do limitador físico do tokamak, em intervalos de 1 ms ao longo da descarga, em diferentes descargas. A abertura da fenda do espectrógrafo foi de 200 μm.

As temperaturas obtidas ao longo do tempo da descarga do tokamak são mostradas no gráfico da fig.4.11.

As temperaturas dos íons de O-II são consideradas temperaturas estimadas, pois foi realizada somente uma medida em cada intervalo de tempo da descarga do tokamak e em diferentes descargas. Além disto, houve uma perda de resolução instrumental pois a abertura da fenda do espectrógrafo foi mantida em 200μm, devido as baixissimas intensidades observadas.

Quanto a precisão da região observada da coluna de plasma é válida a mesma discussão realizada anteriormente para Hα.

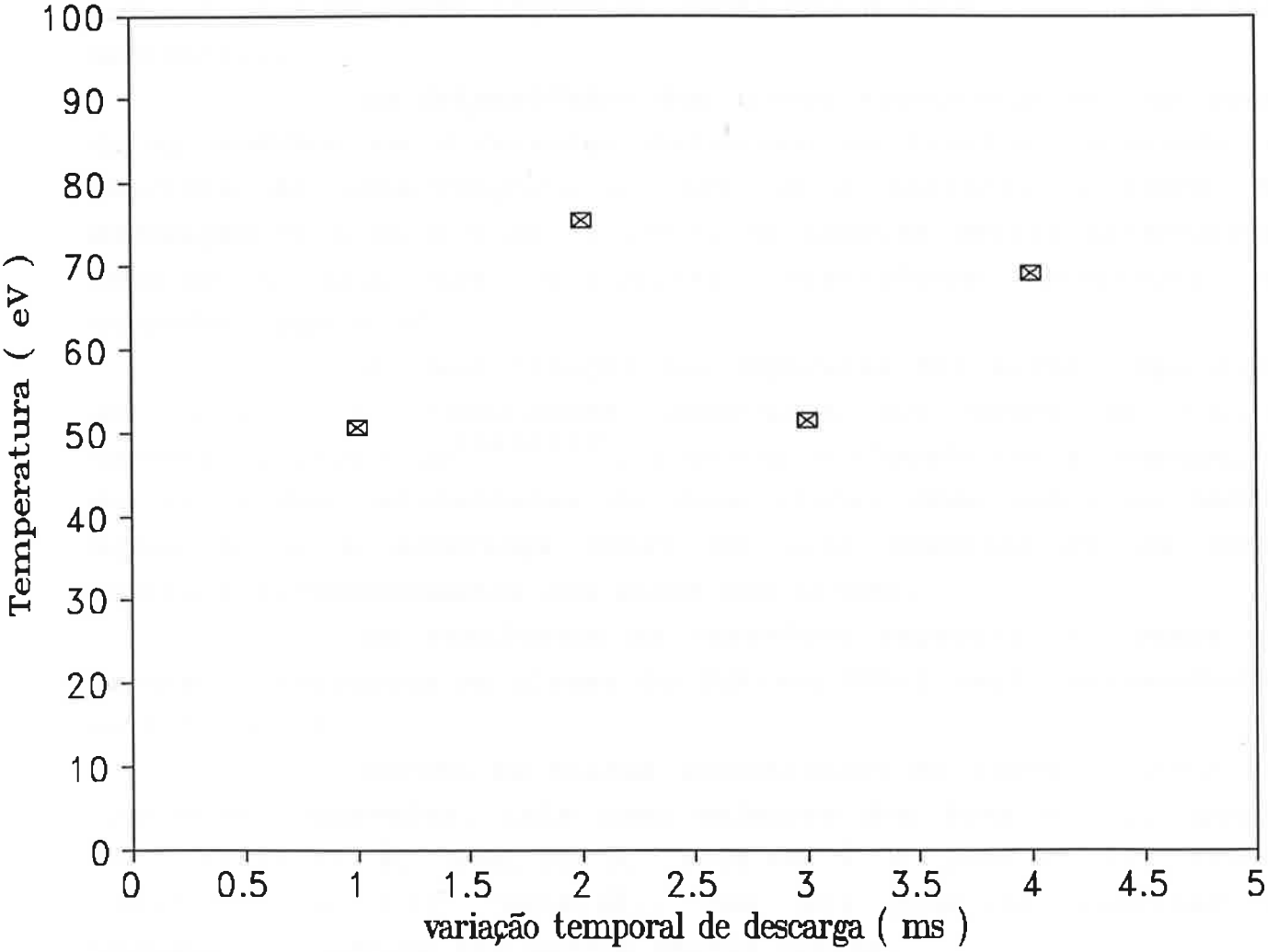


Figura 4.11. Gráfico da temperatura em função do tempo de descarga do plasma, para os íons de oxigênio O II. As medidas foram realizadas nas proximidades do limitador físico do tokamak, com abertura da fenda do espectrógrafo de 200 μm e com "gate" 1.0 ms.

3.4. MEDIDAS DA EMISSÃO DE IMPUREZAS

A varredura espectral feita através do espectrógrafo teve como objetivos detetar e analisar as impurezas presentes no plasma do TBR-I. O intervalo observado do espectro em comprimentos de ondas compreende a faixa de 4000 Å a 6600 Å, para diferentes descargas do tokamak. O intervalo em comprimentos de ondas observado por descarga corresponde a aproximadamente 40 Å.

Os espectros são mostrados nas fig.4.12, e são apresentados na forma adquirida, contagens X canal, sem tratamento matemático.

As intensidades das linhas espectrais de impurezas foram medidas em diferentes descargas do tokamak, mantendo a abertura do espectrógrafo em 200 μm e variando o tempo de exposição de 1 ms a 5 ms. O motivo da escolha destes parâmentros deve-se a fato das baixíssimas intensidades observadas na varredura espectral.

A identificação das impurezas foi feita comparando as posições e intensidades observadas com dados de linhas espectrais tabeladas[32]e[33]. O critério adotado foi a comparação da razão das intensidades de duas linhas observadas na mesma aquisição e a diferença entre os dois comprimentos de onda centrais correspondentes aos picos das linhas.

Os resultados da varredura espectral na busca de impurezas presentes no plasma do Tokamak TBR-I estão apresentados na tabela 4.5.

Devido ás baixas intensidades de algumas linhas de impurezas observadas, tais como emissões dos íons de nitrogênio N-II (5001.15 Å, 5001.33 Å, 5001.48 Å e 5005.15 Å), C-III (4647.42Å) e O-II (4638.4Å), não foi possível realizar o tratamento numérico nos perfis destas linhas.

As temperaturas calculadas através do alargamento Doppler das linhas de impurezas presentes no plasma, não correspondem a mesma situação de equilíbrio, pois além das descargas do tokamak não terem sido reprodutíveis foram também

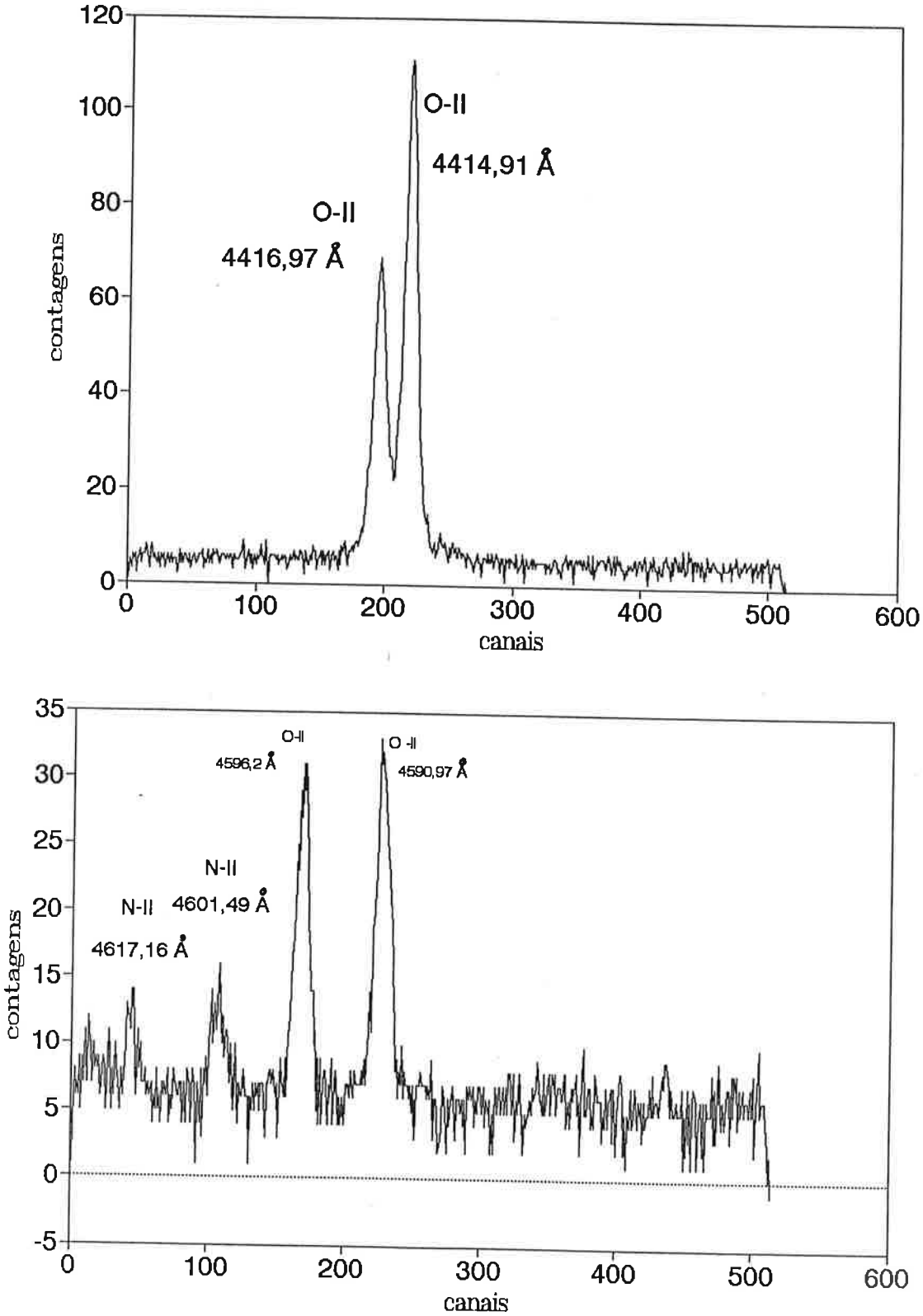


Figura 4.12. Linhas da emissão de impurezas observadas nas proximidades do limitador físico do tokamak em várias descargas, com tempo de exposição do detetor de 5 ms e abertura da fenda do espectrógrafo de 200 μm.

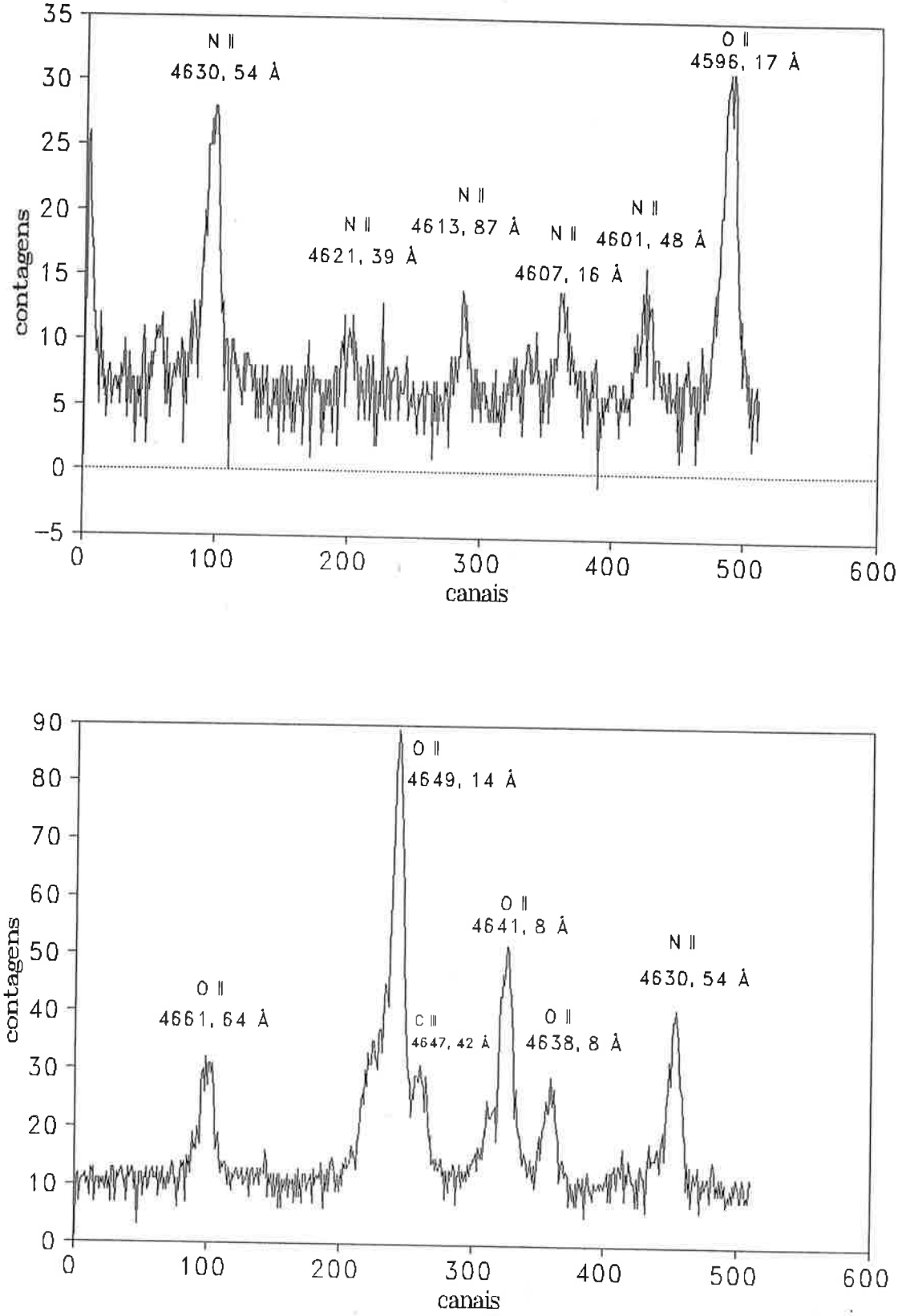


Figura 4.12. Linhas da emissão de impurezas observadas nas proximidades do limitador físico do tokamak em várias descargas, com tempo de exposição do detetor de 5 ms e abertura da fenda do espectrógrafo de 200 μm.

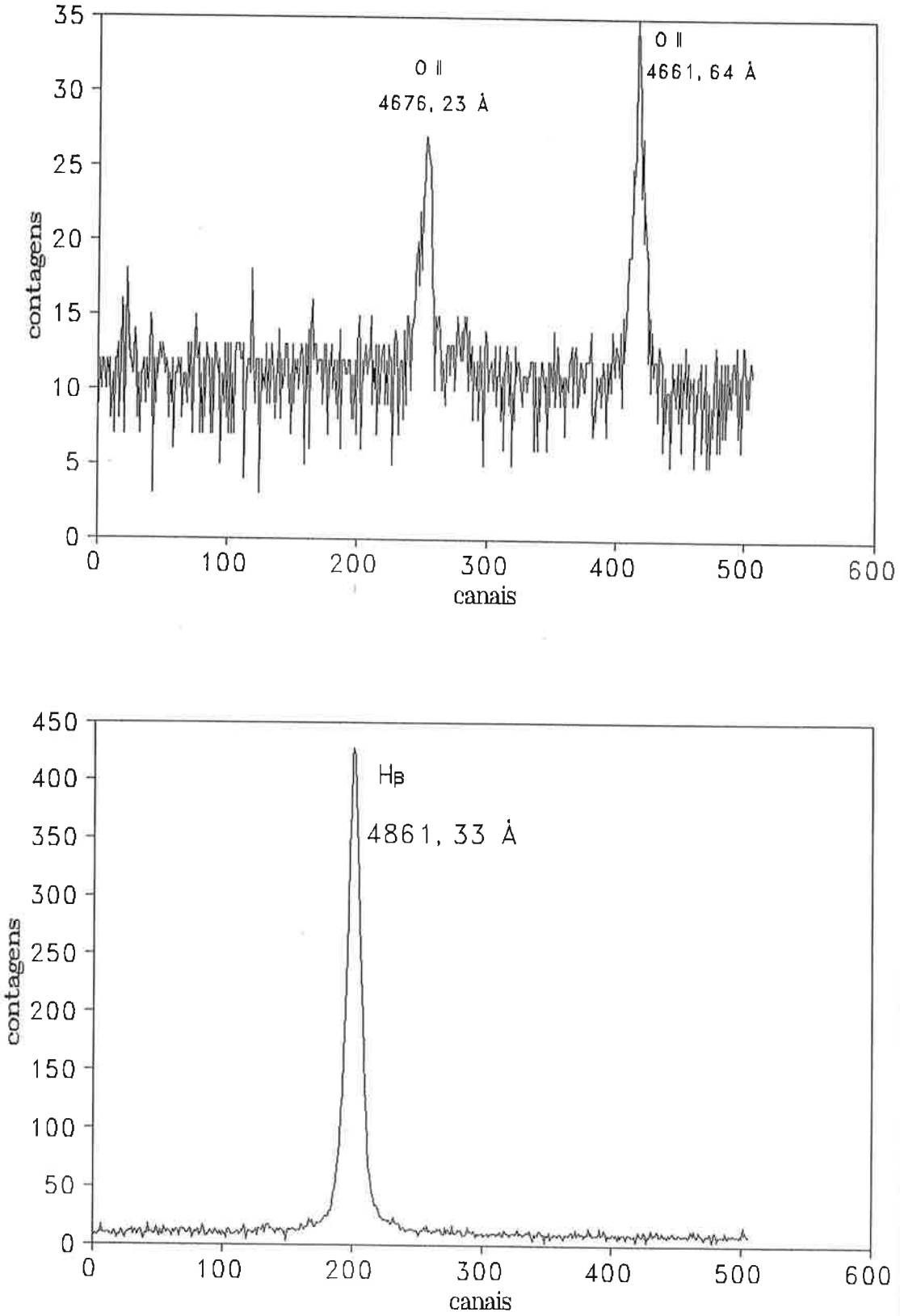
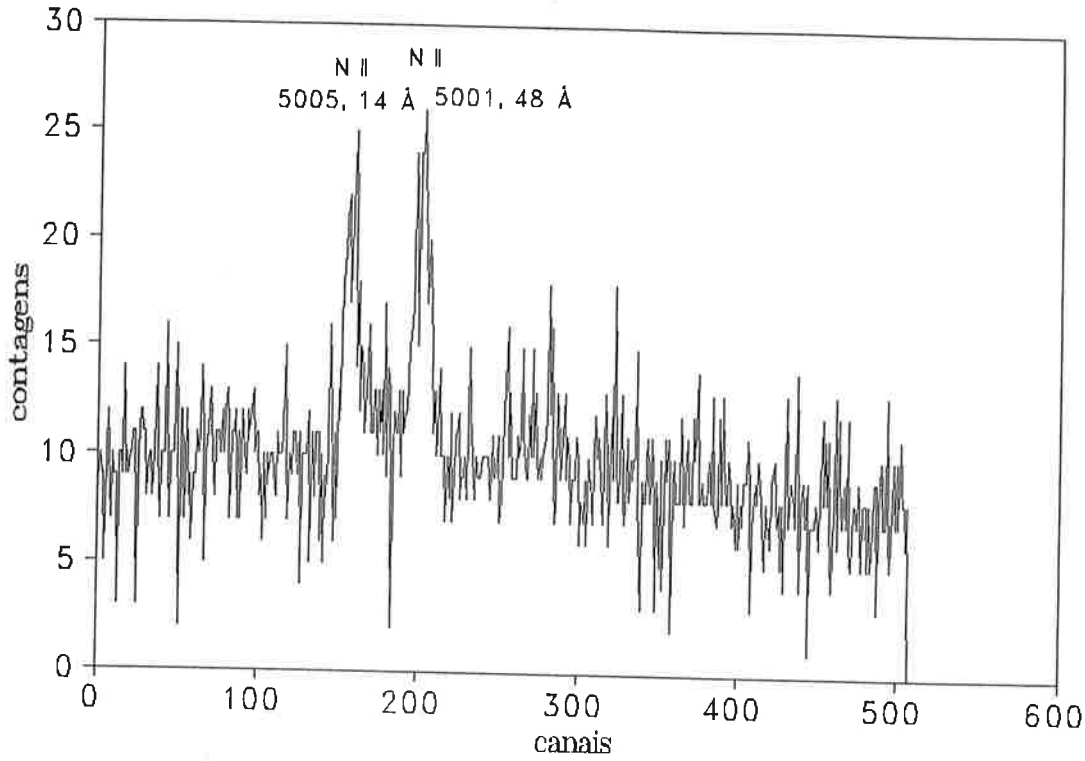


Figura 4.12. Linhas da emissão de impurezas observadas nas proximidades do limitador físico do tokamak em várias descargas, com tempo de exposição do detetor de 5 ms e abertura da fenda do espectrógrafo de 200 μm.



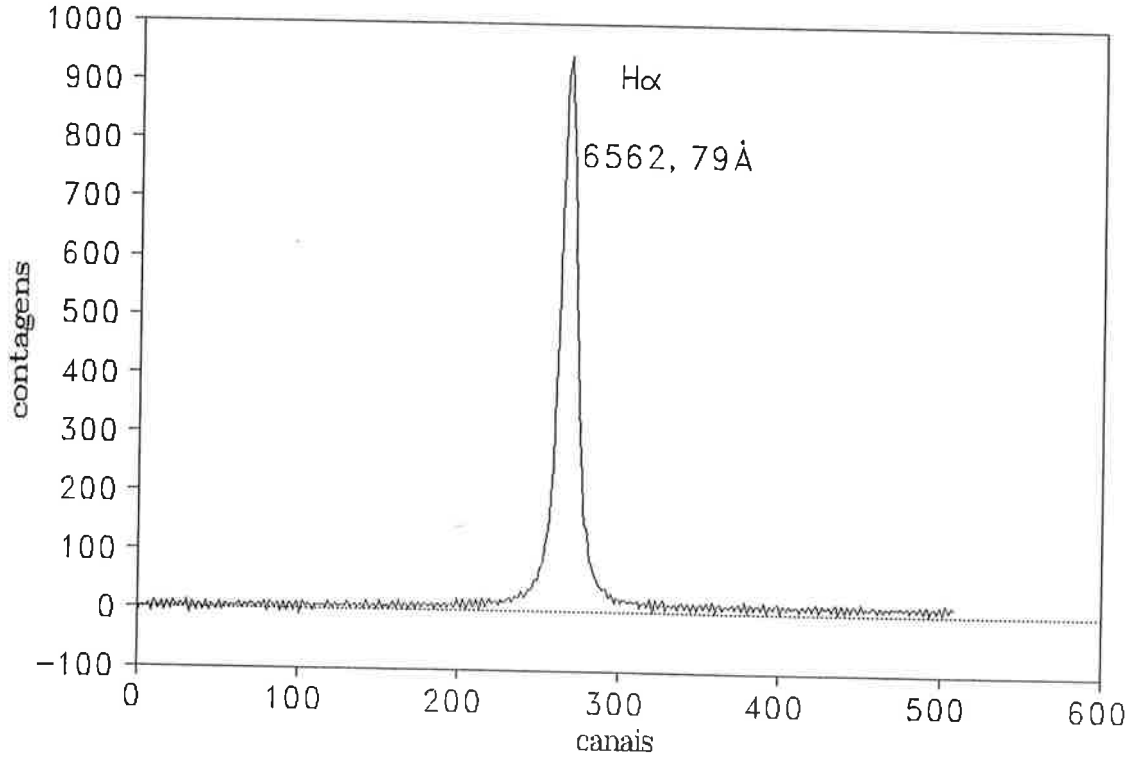


Figura 4.12. Linhas da emissão de impurezas observadas nas proximidades do limitador físico do tokamak em várias descargas, com tempo de exposição do detetor de 5 ms e abertura da fenda do espectrógrafo de 200 μm.

curtas, isto é, em torno de 4 ms a 5 ms. O tempo de exposição do detetor ("gate") foi mantido em torno de 5 ms, da ordem do tempo de duração da corrente de plasma.

Portanto, a temperatura observada pode ser considerada uma temperatura iônica média estimada do plasma.

íons	Comprimento de onda (Å)	$\Delta\lambda_{Dop}$ (Å)	Temperatura (eV)
O II	4414,91	1,03	73,45
O II	4416,97	1,03	73,45
O II	4590,97	1,06	71,23
O II	4596,17	0,78	38,64
N II	4601,48	1,27	89,85
N II	4607,16	0,83	38,61
N II	4621,39	1,12	68,95
N II	4630,54	1,09	64,96
O II	4638,4	.*.	.*.
O II	4641,81	0,97	59,35
C III	4647,42	.*.	.*.
O II	4649,14	0,81	41,29
O II	4661,64	1,11	75,57
O II	4676,23	1,02	64,68
N II	5001,33	.*.	.*.
N II	5001,15	.*.	.*.
N II	5001.48	.*.	.*.
N II	5005.15	.*.	.*.

Tabela 4.5 Impurezas e linhas correspondentes observadas, alargamento Doppler e temperaturas calculadas para os respectivos íons emissores, para uma abertura de fenda de 200μm cujo alargamento instrumental é de 0,34Å.

CAPÍTULO V

CONCLUSÃO

O diagnóstico espectroscópico, um dos objetivos deste trabalho, foi implantado no tokamak TBR-I conforme a descrição apresentada nos capítulos anteriores, apresentando desempenho satisfatório dentro de certos limites: compromisso entre resolução e luminosidade das linhas observadas, precisão da região focalizada na coluna de plasma e tempo do sistema de aquisição comparado com o tempo de descarga do tokamak.

A resolução instrumental medida experimentalmente em função da abertura da fenda do espectrógrafo é ainda inferior ao valor teórico da resolução calculado para o comprimento de onda 6328 Å, correspondente à linha de emissão do LASER de He-Ne (ver fig.4.5 pag.64). Mesmo assim o resultado foi satisfatório para realização das medidas do alargamento Doppler das linhas espectrais, pois os alargamentos Doppler típicos observados são maiores que 0,7 Å e o alargamento instrumental máximo usado foi de 0,34 Å.

Após a análise da forma do perfil instrumental verificou-se que a função Gaussiana era aquela que melhor se ajustava ao mesmo.

A temperatura do hidrogênio foi determinada a partir da obtenção do alargamento Doppler das linhas $H\alpha$ e $H\beta$.

Na ocasião das medidas para a linha $H\alpha$, não foi possível obter descargas reprodutíveis da máquina, embora seu comportamento na região de crescimento da corrente de plasma se mantivesse uniforme (reprodutível). Assim, a deteção da linha $H\alpha$ foi feita na região de subida da corrente de plasma em intervalos de tempos de 100 e 200μs. Na ocasião das medidas da linha $H\beta$ a reprodutibilidade do plasma melhorou e foi possível deteta-la

também para correntes de plasma acima de 1,5 ms (região do plateau).

Desta maneira foi obtido o perfil da temperatura do hidrogênio ao longo da descarga do TBR-I, apresentando valores que variaram de 2 eV a 5 eV.

Para as impurezas, somente foi possível observar as linhas em diferentes tempos da descarga no caso do oxigênio O-II no intervalo de 0 a 4 ms. Neste intervalo a temperatura variou entre aproximadamente 50 a 75 eV.

No caso das outras impurezas observadas e identificadas durante a varredura espectral foi possível estimar a temperatura média durante a descarga apresentando valores na faixa de 38 eV a 90 eV conforme resultados apresentados na tabela 4.5 do capítulo IV.

No plasma em equilibrio térmico, a temperatura deve ser a mesma para íons e átomos neutros, para uma dada região pequena do mesmo. Entretanto as temperaturas iônicas calculadas para as impurezas, a partir do alargamento Doppler das linhas espectrais do plasma, são maiores que as temperaturas calculadas para o hidrogênio através das linhas $H\alpha$ e $H\beta$, medidas feitas na mesma região da coluna de plasma r/a=0,8 nas proximidades do limitador.

Uma hipótese sobre esta discrepância nas temperaturas é que apesar do sistema óptico estar focalizado no plano definido por r/a=0,8, também são detetadas todas as emissões que ocorrem no interior do plasma, dentro do ângulo sólido visto pelo acoplamento óptico na direção de observação, onde a energia térmica é maior quando comparada com a da borda.

Consequentemente, as emissões observadas dos íons de impurezas (O-II e N-II), que tem um potencial de ionização em torno de 35eV, devem ocorrer mais intensamente na região central da coluna de plasma, enquanto que as emissões $H\alpha$ e $H\beta$ ocorrem predominantemente na borda do plasma.

Para otimizar o desempenho deste diagnóstico algumas melhorias deverão ser feitas, como por exemplo:

a) realizar um estudo mais detalhado da forma do perfil instrumental, incluindo as assimetrias observadas;

b) explorar melhor o sistema de aquisição de dados para permitir várias leituras de um mesmo perfil em uma única descarga;

c) ampliar a região de observação na direção do ultravioleta melhorando a qualidade de alguns componentes do sistema óptico;

d) desenvolver programas de computador para análise de dados, acoplados ao sistema OMA de deteção e aquisição, para possibilitar a obtenção de vários parâmetros do plasma obtidos por espectroscopia.

A seguir indica-se alguns dos possíveis trabalhos que poderiam dar continuidade ao do plasma por espectroscopia:

a) Calibração do sistema de deteção através de uma fonte padrão de tungstênio, tendo como objetivo adquirir as intensidades das linhas espectrais em unidades absolutas. Desta maneira é possível obter alguns parâmetros relevantes do estado de equilibrio do plasma, tal como a densidade e temperatura dos elétrons com a utilização de modelos estatísticos apropriados;

b) determinar o perfil radial da temperatura iônica por meio da medida da intensidade emitida por diferentes faixas da coluna de plasma pelo método da transformada de Abel;

c) medida da velocidade rotacional do plasma por meio do deslocamento Doppler de uma linha espectral.

BIBLIOGRAFIA

(1) Silva, Rui Pepe da. " Transporte de Partículas e Energia no Plasma do Tokamak TBR-I: Diagnósticos e Estudo Experimental", Tese de Doutoramento apresentada no IFUSP em 1989.

(2) Sanada, Edson Kenzo. "Estudo de Parâmetros do Plasma no TBR-I a partir de Medidas Espectroscópicas na Região Óptica", Dissertação de Mestrado apresentada no IFUSP em 1983.

(3) Ribeiro, J.A.C.L. "Espectrômetro Óptico para Estudo de Perfis de Linhas Espectrais", Dissertação de Mestrado apresentada no IFUSP em 1986.

(4) Griem, H.R. "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill Book Company, 1964.

(5) Travin, G. "Line Broadening and Line Shift" Cap.2 in Lochte-Holtreven (ed.) "Plasma Diagnostics", North-Holland. Amsterdan (1968).

(6) W.L.Wiese, "PLASMA DIAGNOSTIC TECHNIQUES", Cap.6, Edited by Richard H.Huddlestone and Stanley L.Leonard, (Academic Press, New York, London - 1965).

(7) D.C.Paese, Ph.D. Dissertation, The University of Texas, At Austin, 1982.

(8) H.C.Van de Hulst and J.J.M.Reesinck, Astrophy. 106, 121, (1947).

(9) A.B.Rodrigo, "Colisional-Radiative Process in Plasmas and Plasma Spectroscopy", 1991 Spring School on Plasma Physics, INTERNATIONAL CENTRE FOR THEORETICAL PHYSICS, Trieste-ITALY.

(10) R.W.P.Mcwrhirter, "PLASMA DIAGNOSTICS TECHNIQUES", Cap5, Edited by Richard H.Huddlestone and Stanley L.Leonard, (ACADEMIC PRESS NEW YORK LONDON 1965)

(11) W.Lochte-Holtgreven, "PLASMA DIAGNÓSTIC", Cap.3, Edited by W.Lochte-Holtgreven (NORTH-HOLLAND PUBLSHING COMPANY AMSTERDAN - 1968).

(12) A. Burgess, Mén. Soc. Roy. Sci. Liége, [5] 4, 299 (1961).

(13) M. J. Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 119, 81 (1959).

(14) A.N.Zaidel, G.V.Ostrovskaya, Y.U.I.Ostrvski, "TECNICA Y PRACTICA DE ESPECTROSCOPIA", pag 71, (EDITORIAL MIR MOSCU - 1979).

(15) Baush & Lomb, INc."DIFFRACTION GRATING HANDBOOK", Bausch & Lomb, Rochester (1970), pag.23.

(16) M.V.R.K. Murty, "Theory and Principles of Monochromators, Spectrometers and Spectrographs", Optical Enginnering, 13, 23, (1974).

(17) M.A.Gil and J.M.Simon, " Aberrations in plane grating spectrometers", Optica Acta, 1983, vol 30, No. 6, 777-806.

(18) HAMAMATSU CATALOG, "PHOTOMULTIPLIER TUBES", 1983.

(19) Manual do detetor 1420B da EG&G PARC.

(20) Manual dos módulos 1463, (Controlador do detetor).

(21) Manual do módulo 1303, (interface do pulso).

(22) Manual do módulo 1304, (amplificador de pulso).

(23) Manual do módulo 1461, (interface do detetor).

(24) Manual da interface GPIB.

(25) Manual do software. (OMAIII.EXE).

(26) Manual de operações do OMA.

(27) Simpson, S.W.; Nascimento, I.C.; Galvão, R.M.O.; Silva, R.P.da; Drozak, R.M.P.; Fagundes, A.N. e Vuolo, J.H. Publicação IFUSP/P-155, LFP-2, IFUSP São Paulo (1978).

(28) Nascimento, I.C.; Galvão, R.M.O.; Fagundes, A.N.; Vuolo J.H. e Prates, R.M.P. "Projeto TBR", Relatório interno LFP-1, IFUSP, São Paulo (1977).

(29) Fagundes, A.N. "Sistema de Aquisição de Dados do TBR-I", LPF, IFUSP/P-794, julho/1989.

(30) Y.D.Meng, M.Machida, E.K.Sanada, C.R.M.Rincoski, "Experimental Study on Recycling Source Profiles in TBR-I", a ser submetida a Revista Brasileira de Física.

(31) IDEFIX, P.Gouffon, Manual do Usuário do programa IDEFIX.

(32) W.L.Wiese, M.W.Smith, and B.M.G.Glennon, "Atomic Transition Probabilities", National Standard Reference Data Series.

(33) A.R.Striganov, "Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms.