Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin

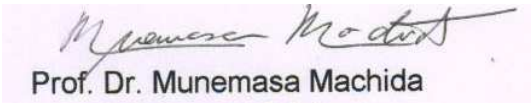
Dissertação de Mestrado

Apresentada por
Bruno Sversut Arsioli

Estudos de Plasmas em Tokamaks: Medidas de Temperatura Iônica via Espectroscopia no Ultravioleta do Vácuo, e Deposição de Potência por Feixe de Partículas Neutras

Orientador
Prof. Dr. Munemasa Machida

Este exemplar corresponde à redação final da Dissertação de Mestrado defendida pelo aluno Bruno Sversut Arsioli e aprovada pela comissão julgadora.



Campinas-SP
Março de 2011

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

Arsioli, Bruno Sversut
Ar73e Estudos de plasmas em Tokamaks : medidas de temperatura iônica via espectroscopia no ultravioleta do vácuo, e deposição de potência por feixe de partículas neutras / Bruno Sversut Arsioli. -- Campinas, SP : [s.n.], 2011.

Orientador: Munemasa Machida.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Fusão nuclear via Tokamak. 2. Espectroscopia ultravioleta no vácuo. 3. Injeção de partículas neutras. 4. Plasma. I. Machida, Munemasa. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.
(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Study of Tokamak plasmas : ion temperature measurements via vacuum ultraviolet spectroscopy, and power deposition by neutral beam injection
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  1. Nuclear fusion via Tokamak
  2. Vacuum ultraviolet spectroscopy
  3. Neutral beam injection
  4. Plasma
- **Área de Concentração:** Física de Plasmas e Descargas Elétricas
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca Examinadora:**
  Prof. Munemasa Machida
  Prof. Konstantin Georgiev Kostov
  Prof. Roberto Antonio Clemente
- **Data da Defesa:** 22-02-2011
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

.

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **BRUNO SVERSUT ARSIOLI - RA 015593** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 22 / 02 / 2011.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Munemasa Machida - Orientador do Candidato
DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov – DFQ/UNESP/Guaratinguetá-SP

Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente – DEQ/IFGW/UNICAMP

.

Ao meu Avô Reinaldo
de mim tão conhecido
pela figura de meu Pai

Agradecimentos

Quero deixar um agradecimento especial ao Prof. Dr. Munemasa Machida, por todo apoio e atenção durante a orientação do mestrado. Acima de tudo, pela oportunidade única de aprendizado, e pela grande confiança depositada durante a condução das atividades experimentais e operação do Tokamak Nova. Pelo ambiente amigável e sempre receptivo durante os trabalhos, obrigado!

Dr. Ryter François, pela orientação das atividades realizadas no ASDEX Upgrade e pelo aprendizado, obrigado! Aos Prof. Dr. Stroth Ulrich, Prof. Dr. Jose R. M. Solis, Prof. Dr. Roberto A. Clemente, Prof. Dr. Andre K. T. Assis e Prof. Dr. Konstantin G. Kostov, ao Prof. Dr. Wagner Oliveira, agradeço muito pelo aprendizado, supervisão e presença nas bancas de avaliação.

E aos amigos do Lab. de Plasmas, Douglas Cioban, Fellype Nascimento, Gilson Ronchi, Luiz Schmutzler e Rafael Zerberto e Célio Nakamoto, agradeço pelo incentivo constante. Especialmente ao Fellype e Douglas, pela ajuda indispensável na montagem da linha de vácuo, na supressão dos ruídos e picos de raio-x nos medidores, na manutenção do tokamak, e principalmente pelo grande companheirismo durante a busca pelo disparo perfeito!

Novamente ao Fellype, grande parceiro durante as aquisições de dados que muitas vezes se estenderam noite adentro. Muito obrigado!

Igualmente, aos amigos de minhas "terras natais", Primavera e Campinas, que sempre sinto vivos em mim e me acompanham. Por me fazerem sentir perto quando eu estava longe. Pelas palavras de incentivo, pelas longas conversas e momentos que dividiram comigo durante essa fase marcante. À família Alvim, ao Diego, Braulio, Renata, Leonardo, Danilo, Samuca e Luciana, Valdir, Eduardo, Hugo, Bruna, Douglas, Daniel, Polly, Lu K., Nadabe, Rodrigo e Raquel. Obrigado!

Sem os amigos do IFGW, não teria me sentido tão em casa. A Jesus, Lenilson, Jhon e Henrique, agradeço pelo companheirismo nos estudos. Aos amigos que fiz durante o programa ErasmusMundus, Michal e família, Andres, Jordan, Jonathon, Guillaume, Halim, Jan, Simon, Johanes, Felix, Gernot, Fathy, Kammal, Jenia, Mario, Mike, Philip, Zina, Ben, MKraus, DongLi, Chang e D. DelSarto, a todos que deixaram prevalecer a camaradagem, obrigado!

E a toda minha família. Aos meus avós e meus pais, meus queridos irmãos, Fe e Luri, que fazem parte de mim tão intensamente e que me movimentam. A vocês, agradeço de coração inteiro.

"as virtudes cobiçam o que há de mais alto no homem:
querem o espírito inteiro para seu arauto, toda
sua força na cólera, no ódio e no amor"
F. Nietzsche

Resumo

O desenvolvimento deste trabalho ocorreu em duas frentes distintas relacionadas à grande área de pesquisa: Fusão Termonuclear Controlada em dispositivos do tipo tokamak. A primeira fase abordou estudos de espectroscopia, tendo como principal motivação o aprimoramento dos métodos de medida e tratamento de dados na área de diagnósticos de plasmas quentes. Os trabalhos consistem no diagnóstico por espectroscopia na região do ultravioleta do vácuo (UVV), realizados nos tokamaks TCABr-USP (Lab. Plasmas USP) e Nova-Unicamp (Lab. de Plasmas IFGW-UNICAMP), e concentraram-se na utilização do detector multicanal do tipo MCP-CCD, acoplado a um espectrômetro de grade simples McPherson-225 operando na região espectral de 500 a 3200 Å, buscando ordens superiores de difração para o cálculo da temperatura iônica (T_i) via medida do alargamento Doppler ($\Delta\lambda_D$). A ideia para o cálculo da T_i é a utilização da relação entre os sinais de ordens superiores de difração (OSD), a fim de reduzir a influência do alargamento instrumental no cálculo do parâmetro $\Delta\lambda_D$, do qual depende a medida de T_i. Também foram coletados dados com fotomultiplicadora, explorando a possibilidade de registrar a evolução temporal (com resolução de 1ms) da intensidade das emissões de algumas das principais impurezas presentes no plasma.

Numa segunda fase, realizaram-se estudos do aquecimento do plasma por meio de injeção de partícula neutras (IPN) de alta energia (42-93 keV) no tokamak ASDEX Upgrade (Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik; Garching-Alemanha). Tal atividade foi desenvolvida dentro do programa de mestrado em fusão nuclear da União Europeia, ErasmusMundus Fusion-EP, que esteve sob orientação de Dr. Ryter François, e supervisão de Prof. Dr. Stroth Ulrich (Universitat Stuttgart) e Jose Ramon Martin Solis (Universidad Carlos

III de Madrid). O tokamak ASDEX Upgrade geralmente opera com plasma de Deutério, sendo a Injeção de Partículas Neutras de Deutério (IPN-D) a principal forma de aquecimento. Para este esquema de operação usual, os perfis de deposição de energia do feixe, ao longo da direção radial, foram extensivamente documentados por meio de cálculos com o código computacional FAFNER. Formulas gerais para os principais parâmetros relacionados à potência depositada e confinamento dos íons rápidos foram desenvolvidas e são rotineiramente utilizadas. No entanto, plasmas de Hélio aquecido por injeção de hidrogênio (IPN-H) e deutério (IPN-D), ocasionalmente são utilizados no ASDEX Upgrade. Uma das motivações para o estudo desse cenário reside na possibilidade de operação do ITER com plasma de hélio, ao menos na fase inicial de baixa ativação. Tal escolha permitiria comissionar os sistemas de controle e diagnóstico sem a necessidade de ativação radioativa das estruturas que compõe o reator, já que as taxas de fusão nuclear seriam mínimas. Até então, a documentação da deposição de potência por IPN em plasma de hélio no tokamak ASDEX Upgrade ainda não havia sido realizada. O objetivo do presente trabalho é a documentação das propriedades de aquecimento por IPN-H e IPN-D em plasma de hélio, utilizando o código FAFNER, sendo de grande interesse viabilizar o uso de uma nova base de dados chamada ADAS. Esta, contém tabelas com coeficientes de atenuação $\langle \sigma\nu \rangle_i$ adicionais, permitindo levar em conta a presença de átomos excitados no feixe de partículas neutras interagindo com o plasma, o que tem impacto direto sobre a deposição de potência por IPN.

Abstract

The development of the present work has happened in two frames strictly related with the research on Thermonuclear Fusion in tokamaks. The first phase was dedicated to studies with spectroscopy, which had as main motivation the development of measurement and data treatment methods concerning hot plasmas diagnostic. Basically, it consisted in UV spectroscopic measurements carried on at TCABr-USP (Lab. Plasmas USP - São Paulo, Brazil) and Nova-Unicamp (Lab. de Plasmas do IFGW-UNICAMP - Campinas, Brazil) tokamaks. The activities were concentrated on the use of a multichannel detector MCP-CCD type, coupled with a single grating spectrometer McPherson-225, allowing VUV spectroscopy at the 500 - 3200Å spectra. The main objective was to look for signals of high diffraction orders aiming to calculate ion temperature via Doppler broadening ($\Delta\lambda_D$). The idea for getting precise T_i measurements was to make a relation between high diffraction order (HDO) signals to reduce the influence of the instrumental broadening, which has been accomplished with success. A series of data with photomultiplier was collected at the UV region, exploring the possibility of getting the time evolution of the emission intensity of the main impurities from the plasma. All work carried out on spectroscopy in small size experiments like NOVA tokamak are of great importance.

In a second phase, studies related with plasma heating by Neutral Beam Injection (NBI) 42-93 keV were carried out in ASDEX Upgrade tokamak (at Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik; Garching-Germany). This activity was developed in the frame of European Union Master Program, ErasmusMundus Fusion-EP, oriented by Dr. Ryter François, and supervised by Prof. Dr. Stroth Ulrich (Universitat Stuttgart) and Prof. Dr.Jose Ramon Martin Solis (Uni-

versidad Carlos III de Madrid). The ASDEX Upgrade tokamak is generally operated in deuterium plasma with deuterium Neutral Beam Injection (D-NBI) as main heating. For this usual operation scheme, the heating power deposition has been extensively documented by calculations with the code FAFNER. General fit formulas for the most important parameters related to the power deposition and fast ion content have been developed and are routinely used. However, helium plasmas heated by H-NBI or D-NBI are also occasionally performed in ASDEX Upgrade. One of the motivation for using helium resides in the fact that the low activation phase of ITER might be, at least partly, carried out in helium plasmas. So far, the documentation of the NBI deposition in helium plasmas in ASDEX Upgrade has not been made. The aim of the present work was to document the heating properties of H-NBI and D-NBI for helium plasmas, using the FAFNER code, being of great interest to get FAFNER running with new libraries (ADAS) for the calculation of the stopping rate coefficients $\langle \sigma\nu \rangle_i$, allowing to evaluate the influence of excited atoms in the neutral beam. The final goal was to provide a reliable estimate of the main quantities linked to NBI heating in a set of helium discharges, in particular absorbed power, fast ion losses and fast ion energy content.

Sumário

1 Introdução **1**

1.1 Princípios Básicos em Fusão Nuclear 2

1.2 Requerimentos para a Fusão 5

2 Emissões Espectrais **9**

2.1 Emissões de Plasmas Quentes 10

2.2 Medidas da Temperatura Iônica 11

2.3 Alargamento Doppler 12

2.4 Aparato Experimental 20

2.4.1 Tokamak Nova-Unicamp 20

2.4.2 Tokamak TCABr-USP 22

2.4.3 Espectrômetro McPherson-225 23

2.4.4 Detectores: MCP-CCD e Fotomultiplicadora 24

3 Injeção de Partículas Neutras **26**

3.1 Conceito IPN 26

3.2 Penetração e Deposição do Feixe 27

3.3 Energia Depositada Pelos Íons Rápidos 30

3.4 Perdas Energéticas no Sistema de IPN 39

3.5 O Código Computacional FAFNER 43

3.5.1 Descrição do Código 43

3.6 Aparato Experimental 49

3.6.1 Tokamak ASDEX Upgrade 49

3.6.2 IPN no ASDEX Upgrade 53

3.6.3 Tempo de Confinamento; Análise TTH&TOT 56

4 Aquisição de Dados e Resultados **59**
4.1 Espectroscopia nos tokamaks TCABr-USP e NOVA UNICAMP 59
4.1.1 Aquisição de Dados no TCABr-Usp 59
4.1.2 Aquisição de Dados no NOVA-UNICAMP 64
4.1.3 Conclusões 79
4.2 Deposição de Potência por IPN no Tokamak ASDEX Upgrade . 80
4.2.1 Dados de Entrada, FAFNER 81
4.2.2 Impurezas e Varreduras em Z_{eff} 85
4.2.3 Influência dos Átomos Excitados para IPN 89
4.2.4 FAFNER vs. Análise dos Diagnósticos 99
4.2.5 Conclusões 104

5 Conclusões **106**
5.1 Trabalho no NOVA-UNICAMP e TCABr-USP 106
5.2 Trabalho no ASDEX Upgrade 109

A Sistema de IPN **113**
A.1 Produção do Feixe Neutro 113
A.2 Processos de Neutralização 115

B ADAS - Atomic Data Analises **117**

C Documentanção: ASDEX Upgrade **127**
C.1 Injeção de H/D em Plasmas de D/He 127

D Documentação: Tokamak Nova-Unicamp **133**
D.1 Espectro das Linhas de Emissão 133
D.2 Relevância para Cálculo de T_i via OSD 141

Capítulo 1

Introdução

O mundo clama por novas fontes alternativas de energia. O crescimento populacional e das economias subdesenvolvidas aumenta enormemente as necessidades de energia elétrica disponível a baixos custos. A visão atual a respeito do cenário energético em médio prazo baseia-se em uma matriz energética diversificada, que inclui fontes de energia renovável, nuclear e fóssil. Fontes de energia renovável solar, eólica e oceanos, aparentemente não têm o potencial de satisfazer a demanda energética mundial. Não devido à quantidade de energia disponível, mas sim, pois até 2050, mesmo com investimentos massivos, as fontes de energia renováveis não seriam capazes de suprir ao menos a metade da demanda total [1]. A utilização de energia fóssil vem acompanhada da indesejável emissão de gases estufa e, além disso, sofre da indisponibilidade de reservas em longo prazo. Neste contesto, o cenário energético mundial aponta para uma revitalização de todos os investimentos governamentais em energia nuclear, especialmente em novas plantas de fissão nuclear [2]. No entanto, a atual tecnologia de fissão trás consigo o problema da geração de lixo radioativo de longa vida, e além disso sofre com a quantidade limitada de combustível. Ainda há o desenvolvimento de uma nova geração de reatores de fissão, os chamados Reatores Rápidos, que seriam capazes de produzir energia gerando menor quantidade de rejeitos radioativos, e com perspectivas bem mais animadoras no tocante a quantidade de combustível disponível. No cenário da energia nuclear, aparece com grande força o sonho da Fusão Nuclear como fonte alternativa de energia. A tecnologia de fusão mostra-se como uma das

soluções mais atrativas para o problema de produção de energia a médio e longo prazo. Ela pode satisfazer os pontos mais importantes no que concerne uma fonte de energia desejável: A quantidade de combustível é praticamente ilimitada, é livre de CO_2 e, em sua primeira geração tecnológica, produziria apenas rejeitos de curta e média vida. Seu desenvolvimento encontra-se em andamento e encarando inúmeros desafios técnicos, mas não tão inesperados se chegamos a conclusão de que a fusão nuclear é uma das reações mais poderosas e eficientes conhecidas na natureza, e é baseada nos mesmos princípios que alimenta o ciclo energético em uma estrela.

1.1 Princípios Básicos em Fusão Nuclear

A fusão nuclear ocorre quando dois núcleos reagem, dando origem a elementos com maior número atômico. Usualmente, quando se fundem elementos leves como H, D, T ou ^{3}He (e qualquer outro mais leve que o ferro), a soma da massa dos reagentes é maior que a soma da massa dos produtos. Isso ocorre, pois a espécie produzida tem maior energia de ligação entre seus núcleons constituintes, e o $\triangle m$ é liberado em forma de energia cinética dos produtos, de acordo com $E = \triangle m\, c^2$. Uma única reação de fusão nuclear é capaz de produzir até dez vezes mais energia/núcleon que uma reação de fissão (veja fig. 1.1a), desta maneira, mais eficiente com respeito à energia disponível por átomo. A princípio, inúmeras reações de fusão distintas poderiam ser utilizadas para alcançar o objetivo de desenvolvimento de uma nova fonte energética. Porém, algumas reações são mais relevantes que outras, principalmente devido a sua alta taxa de reação e requerimentos de temperatura e densidade para operação, que são relativamente mais brandos:

$$D + T \longrightarrow {}^4He_{(3.517MeV)} + n_{(14.069MeV)} \tag{1.1}$$

$$D + D \longrightarrow T_{(1.008MeV)} + H_{(3.024MeV)} \tag{1.2}$$

$$D + D \longrightarrow {}^3He_{(0.817MeV)} + n_{(2.45MeV)} \tag{1.3}$$

$$D + {}^{3}He \longrightarrow {}^{4}He_{(3.67MeV)} + H_{(14.681MeV)} \tag{1.4}$$

Para que a reação de fusão ocorra, as espécies reagentes tem de superar a repulsão coulombiana dos núcleos, o que pode ser alcançado por meio de colisões bastante energéticas (da ordem de dezenas de keV). A figura 1.1b mostra as taxas de reação de cada uma das reações apresentadas, e suas dependências de acordo com a energia cinética das partículas.

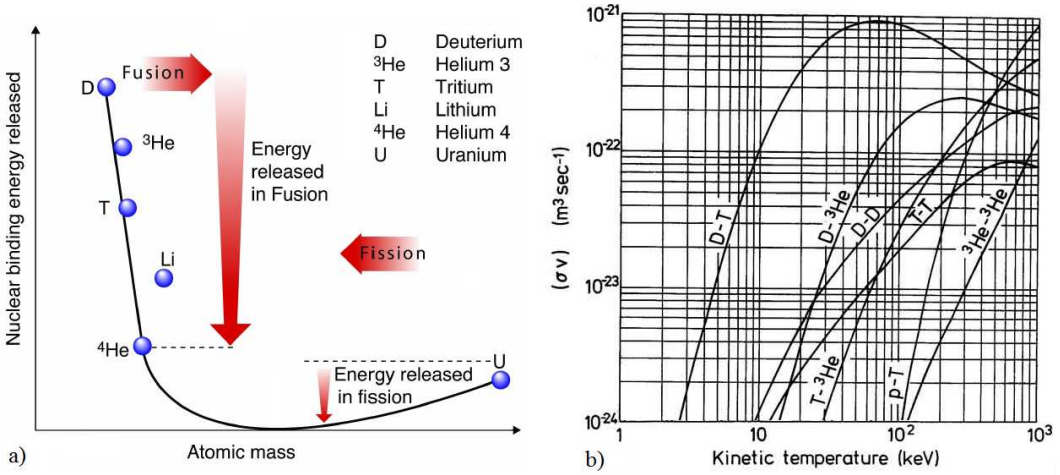


FIGURA 1.1: a) Energia de ligação por núcleon, liberada por reação. b) Taxa de reação em função da energia das partículas, para as reações de fusão nuclear mais atrativas [3].

Do ponto de vista tecnológico atual, a via D+T é a mais atrativa, pois possui a maior taxa de reação $\langle\sigma\nu\rangle$. Além disso, o máximo de $\langle\sigma\nu\rangle$ ocorre a menor energia quando comparada às vias 1.2, 1.3, 1.4; indicando que as condições necessárias para a fusão podem ser atingidas mais facilmente. Uma das abordagens na tentativa de explorar o potencial da via de reação D+T, é por meio da fusão termonuclear controlada. Consiste na criação de um ambiente que confina as partículas dos combustíveis, em condições de densidade e temperatura que permitam um número significativamente grande de reações de fusão. Até o momento, o tokamak é uma das tecnologias mais desenvolvidas e com a maior promessa de sucesso. Ela é baseada no conceito de confinamento de plasmas quentes, cujas partículas possuem energia térmica da ondem de

dezenas de keV. Como já se conhece, o plasma é um estado da matéria onde os átomos estão ionizados, uma mistura de íons e elétrons sensível à presença de campos eletromagnéticos. Dessa maneira, uma configuração adequada de campos é capaz de confinar e controlar plasmas quentes (10-20 keV), tempo suficiente para que suas partículas reajam e liberem grandes quantidades de energia. Basicamente, o tokamak é constituído de um vaso de vácuo, envolvido por um conjunto de bobinas posicionadas toroidalmente (fig. 1.2) que geram um campo magnético toroidal B_T.

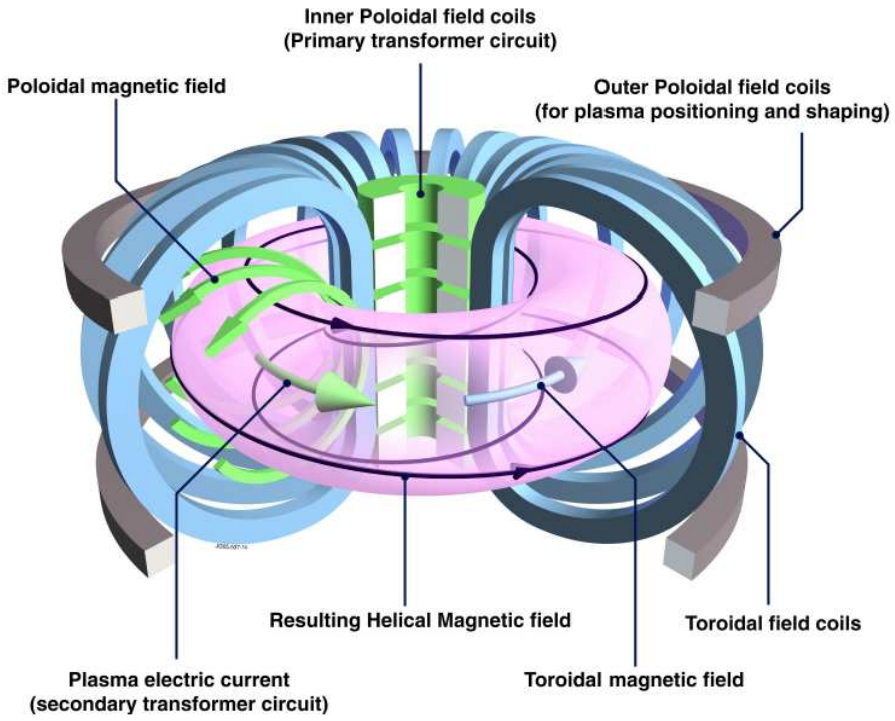


FIGURA 1.2: Tokamak. Em roxo, a coluna de plasma. Em verde, o conjunto de bobinas primárias que induzem I_P e permitem o aquecimento ohmico do plasma. Em azul, as bobinas de campo toroidal, responsáveis pela componente B_T. Em cinza, as bobinas poloidais que geram componente vertical de campo, para controlar a forma e posição da coluna de plasma [4].

Uma alta corrente é induzida dentro do vaso por efeito transformador, onde a própria câmara toroidal atua como o circuito do secundário. A corrente de plasma I_P dá origem a um campo magnético poloidal B_θ, que em conjunto com B_T gera o que é chamado de campo helicoidal $\overrightarrow{B}_\varphi = \overrightarrow{B}_T + \overrightarrow{B}_\theta$. O campo B_φ

é a chave para o confinamento eficiente do plasma. As partículas movem-se em trajetórias circulares ao longo das linhas de campo (movimento do tipo Larmor) com raio característico de $r_g = m\,v_\perp / e\,B$. Tal movimento somado ao deslocamento helicoidal ao longo do tórus, evita a separação de cargas (movimento preferencial, para cima ou para baixo, de íons e elétrons) garantindo um poderoso confinamento magnético do plasma neutro. Um outro conjunto de bobinas chamadas bobinas de campo poloidal atuam gerando uma componente vertical de campo com o objetivo de controlar a posição e a forma da coluna de plasma. Como é descrito, um tokamak de tamanho suficientemente grande é capaz de confinar partículas de alta energia (dezenas de keV), mas ainda há alguns requerimentos com respeito às condições do plasma e do confinamento de energia, que precisam ser satisfeitos para que a fusão torne-se economicamente viável como fonte de energia.

1.2 Requerimentos para a Fusão

Com o objetivo de produzir um ambiente de alta energia, o plasma precisa ser aquecido a temperaturas da ordem de dezenas de keV, o que torna as perdas energéticas durante o processo de aquecimento uma questão de grande importância com relação a operação do tokamak. Para uma dada condição, se a potência de aquecimento proveniente das partículas α ($^4\mathrm{He}_{(3.51MeV)}$ produzidas pela reação de fusão D+T) for suficientemente grande e sobrepor todas as perdas energéticas, o plasma seria capaz de queimar combustível sem a necessidade de aquecimento externo. Assim, a energia fornecida pelas partículas α deve compensar todas as perdas de calor por condução e convecção, o que geralmente é descrito por um parâmetro conhecido como 'tempo de confinamento de energia' τ_E. A meta a ser atingida em um reator de fusão nuclear é a capacidade de confinar alta densidade de partículas (n), com alta energia (T), durante tempo suficiente (τ_E), permitindo grande número de reações de fusão; Somente assim pode-se atingir a condição de ignição do plasma, onde o processo de queima do combustível é auto-sustentável.

Este requerimento é condensado em uma relação conhecida como *critério de ignição*, e para a faixa de temperatura 5 keV $< T_e <$ 30 keV pode ser aproximado por [5]:

$$n\tau_E T > 5.10^{21} \quad m^{-3}\, s\, keV \tag{1.5}$$

Para que tal condição seja atingida, além dos requerimentos de densidade, a mistura de D+T precisa ser aquecida até que a quantidade de partículas α produzidas seja capaz de sustentar a temperatura do plasma. A primeira abordagem quando se procura um sistema de aquecimento compatível com o tokamak, é explorar a resistividade η do plasma. Ele pode ser aquecido por efeito Ohmico, bastando a indução de uma corrente de plasma I_P suficientemente grande, sendo que a potência transferida é proporcional à densidade de corrente e a resistividade: $P_\Omega \propto j^2\eta$. Porém , o aquecimento Ohmico não é suficiente para atingir a temperatura alvo de operação do reator (aproximadamente 10 keV), pois a resistividade do plasma decresce segundo $\eta \propto T_e^{-3/2}$. Assim, conforme a temperatura aproxima-se do patamar desejado, o aquecimento torna-se cada vez mais ineficiente. Por esta razão, métodos alternativos são utilizados com intuito de promover o aquecimento desejado. É possível explorar efeitos de ressonância devido ao giro das partículas em torno das linhas de campo, transferindo potência para o plasma por meio de ondas RF em frequências características: Aquecimento Elétron-Ciclotron (AEC; 100 - 140 GHz) e Aquecimento Íon-Ciclotron (AIC; 30 - 120 MHz). Uma alternativa é a injeção de partículas de alta energia, método conhecido como IPN.

Além disso, o plasma confinado toroidalmente está sujeito a inúmeras instabilidades, principalmente devido ao fato da eficiência de confinamento estar diretamente ligada à necessidade da corrente de plasma I_P. Para que o requerimento quanto ao tempo de confinamento de energia τ_E seja atingido, é necessário que o reator esteja sob controle ativo do campo gerado pelas bobinas, da potência de aquecimento, etc, o que só pode ser atingido caso esteja presente um sistema de diagnósticos eficiente. Tal sistema deve ser capaz de aferir e processar dados em tempo real, e fornecer os principais parâmetros que descrevam o plasma. O conhecimento dos perfis radiais de temperatura e densidade, iônica e eletrônica, os perfis de densidade de potência transferida

para o plasma, entre outros, são algumas das principais grandezas da qual dependem, não só o controle, mas o estudo e desenvolvimento tecnológico da fusão termonuclear controlada.

No referido contexto o presente trabalho aborda o desenvolvimento e refinamento de técnicas de diagnóstico por espectroscopia. Visa o cálculo da temperatura iônica baseado nas emissões no UV das principais impurezas do plasma (Trabalho realizado no tokamak NOVA-UNICAMP e TCABr-USP). Além disso, lida com alguns aspectos da tecnologia de injeção de partículas neutras (IPN) com finalidade de aquecimento do plasma (Trabalho realizado no tokamak ASDEX Upgrade); Os princípios básicos envolvendo ambos os temas serão tratados em detalhes.

Primeiramente, apresenta-se uma visão geral sobre os princípios físicos relacionados às emissões espectrais das espécies que compõem o plasma. Discuti-se a técnica de espectroscopia no UVV aplicada ao cálculo da temperatura iônica, baseada no método de relação entre os sinais provenientes de ordens superiores de difração (OSD). As principais vantagens de tal método, que visa diminuir a influência dos erros instrumentais, serão fundamentadas. O aparato experimental descrito envolve os tokamak NOVA-UNICAMP e TCABr-USP, o espectrômetro, a fotomultiplicadora e o dispositivo MCP-CCD utilizados. Dados obtidos com o MCP-CCD serão apresentados, e constituem o trabalho de identificação e documentação das emissões do tokamak NOVA e TCABr na região do UV, assim como o cálculo da T_i via relação entre OSD. Métodos para determinação do alargamento instrumental ($\Delta\lambda_{INST}$) são apresentados e discutidos. Dados obtidos com fotomultiplicadora, referentes á evolução temporal da intensidade das emissões de algumas impurezas do plasma no tokamak NOVA, também são apresentados.

No tocante à tecnologia de IPN, serão descritos os mecanismos de deposição de potência no plasma, assim como o código computacional FAFNER utilizado para os cálculos. É dedicada atenção especial à recém implementada versão do código, que utiliza a base de dados ADAS (apêndice B), a fim de levar em conta a presença de átomos excitados no feixe. Dessa maneira, é efetuado cálculo mais realista dos coeficientes de atenuação do feixe, e assim, da deposição de energia por meio da IPN. O principal objetivo neste caso, é a comparação dos

perfis radiais de deposição de densidade potência em plasmas de D e He no tokamak ASDEX Upgrade. O aparato experimental envolvendo o tokamak e o sistema de IPN está descrito. Segue-se uma discussão a respeito da deposição de potência (W/m^3) em diferentes cenários de injeção, e além disso, uma comparação entre resultados dos cálculos com FAFNER e das análises realizadas por diagnósticos instalados do ASDEX Upgrade. Majoritariamente as unidades utilizadas são S.I. (caso contrário será devidamente indicado).

Capítulo 2

Emissões Espectrais

As técnicas de espectroscopia permitem acessar informação a respeito das propriedades físico-químicas de um sistema. Consistem na aquisição de sinais luminosos provenientes do objeto em estudo, e sua decomposição por meio de grades de difração. Tais emissões podem ser de origem natural, ou induzidas artificialmente por meios externos como a excitação por laser. No caso das pesquisas em fusão nuclear via tokamak, a espectroscopia é uma poderosa ferramenta, pois permite acessar informações sobre o plasma de modo não intrusivo, já que ele é uma intensa fonte emissora. Em espectroscopia, os problemas encontrados nos experimentos de bancada são similares aos enfrentados durante a interpretação de espectros astrofísicos. A teoria desenvolvida para tratamento dos plasmas laboratoriais depende fortemente de desenvolvimento de modelos teóricos e técnicas experimentais em física atômica e astrofísica. Dessa maneira, qualquer contribuição associada a plasmas laboratoriais acaba contribuindo para ambas as áreas do conhecimento. É conveniente dividir o tratamento de aspectos teóricos de espectroscopia de plasmas, considerando separadamente os fenômenos ligados à intensidade, e o perfil do sinal observado. O presente trabalho está diretamente ligado ao perfil de uma emissão espectral, que pode fornecer importantes parâmetros como a temperatura da fonte emissora.

2.1 Emissões de Plasmas Quentes

Existem três processos básicos de emissão de radiação no interior de um plasma quente: a transições eletrônicas entre estados ligados de um átomo ou íon, a recombinação de um elétron livre do plasma com um íon, e o espalhamento dos elétrons livres pelos íons do plasma. Quando se utiliza um espectrômetro para analisar a radiação proveniente do plasma, o primeiro tipo de emissão se torna o mais interessante, uma vez que são radiações discretas, quantizadas, que fornecem informações sobre a temperatura do íon emissor, e sobre a densidade iônica dos vários elementos emissores que compõem o plasma (no caso da informação sobre densidade, é necessário conhecer as probabilidades de excitação de cada estado, e a densidade das espécies neutras que se ionizaram).

Na região de espectro visível, onde grande parte dos detectores opera, o espectro de emissão dos plasmas quentes fornece pouca informação, pois a maioria das linhas de emissão é mais energética, situando-se na região do ultra-violeta (UV). A espectroscopia na região do UV é relativamente mais complexa, pois a radiação UV é facilmente absorvida pelo ar e por interfaces vítrias, que geralmente compõe os elementos ópticos. Dessa maneira, para acessar as emissões espectrais das espécies que compõem o plasma, é necessário trabalhar com todo o caminho óptico no vácuo, e sem a presença de janelas ou lentes. Para o caso das emissões em UV, atividades como: a calibração absoluta da intensidade do sinal (que permite medidas de densidade iônica n_i), ou a determinação do alargamento instrumental $\Delta\lambda_{INST}$, não podem ser realizada de maneira simples, pois não existem lampadas padrão operando nesta região. No caso da calibração absoluta, um método mais rebuscado precisa ser aplicado, e baseia-se na comparações de espectros no visível e ultravioleta do vácuo. Tal método é denominado branching ratio (razão entre brilhos). A aplicação deste método depende do conhecimento das probabilidades de transição entre os subníveis orbitais de energia, e nem sempre tais parâmetros são conhecidos. Já no caso da determinação de $\Delta\lambda_{INST}$, pode-se obtê-lo através da observação de plasma frio.

Um fator limitante na espectroscopia de emissão é a resolução óptica do aparato experimental. Quanto maior o braço óptico e maior o número de ranhuras/mm na grade de difração do espectrômetro, maior será a capacidade de resolver o sinal que deseja-se medir. Transições do tipo dupletos e tripletos nem sempre estão cobertas pela capacidade de detecção do espectrômetro, sendo que as linhas de emissão aparecem sobrepostas. Todas as dificuldades enunciadas anteriormente são inerentes a qualquer trabalho que envolva espectroscopia UVV (Ultravioleta no Vácuo), e encontrar um caminho que solucione tais problemas, mesmo que parcialmente, constituem trabalhos de relevante importância e que podem ser desenvolvidos em experimentos de pequeno porte como o tokamak NOVA-UNICAMP e TCABr-USP.

2.2 Medidas da Temperatura Iônica

A princípio, poderia-se intuir que as emissões espectrais do hidrogênio (L_α, L_β e L_γ) e de seus isotopos (D, T) seriam as mais relevantes para o caso da determinação da temperatura iônica em plasmas de fusão. Porém, tais emissões caracterizam transições atômicas de um átomo excitado e sem carga, que não está confinado pela configuração magnética do tokamak. Este tipo de emissão está associado à região da borda do plasma, mais fria, sendo utilizado efetivamento para estudos de rotação do plasma, temperatura iônica na região de borda, interação plasma-parede, etc. Efetivamente, o hidrogênio na região central da coluna de plasma está completamente ionizado, o que torna fundamental a consideração do estudo das impurezas que compõe o plasma. Para a determinação da temperatura iônica, pode-se utilizar o alargamento Doppler das emissões espectrais de espécies massivas, como o Carbono e Oxigênio.

O princípio de tal técnica está no fato de que espécies mais massivas possuem elétrons com maior energia de ionização, e demandam colisões mais energéticas para que sejam ionizados em maiores graus. Dessa maneira, átomos com cargas distintas povoam diferentes regiões do plasma com diferentes temperaturas. Por não estarem completamente ionizados, estão sujeitos a transições eletrônicas quantizadas (discretas), cuja emissão pode facilmente ser identificada com aparato espectroscópico adequado. Uma das características da linha

de emissão, o alargamento doppler, fornece a possibilidade do cálculo da temperatura iônica com resolução radial, caso a distribuição da população de íons na coluna de plasma seja conhecida [6]. Em particular, o presente estudo tem com objetivo acessar as emissões no UV geradas pelo plasma do tokamak NOVA-UNICAMP, utilizou-se um espectrômetro McPherson 225 operando no ultravioleta do vácuo com detectores de canal simples (fotomultiplicadora) e multicanal (MCP-CCD).

2.3 Alargamento Doppler

Uma emissão espectral possui comprimento de onde definido λ_0, cuja melhor representação *Intensidade vs. Comprimento de onda* do sinal emitido, seria uma função delta, $\delta_{(\lambda-\lambda_0)}$. Porém, o movimento relativo entre o observador e uma partícula emissora de radiação provoca um deslocamento no comprimento de onda da linha espectral observada, devido ao efeito Doppler. O alargamento Doppler é resultado da observação da emissão de linhas atômicas (ou iônicas), cujos elementos emissores possuem uma distribuição de velocidade em relação ao aparato de medida. Um fóton emitido por um íon com velocidade paralela v_i em relação ao aparelho de medida, será detectado com um comprimento de onda diferente do esperado, devido ao efeito Doppler. O comprimento de onda observado será dado por λ:

$$\lambda = \lambda_0\Big(1 \pm \frac{v_i}{c}\Big) \tag{2.1}$$

em que λ_0 é o comprimento de onda emitido do ponto de vista de um observador inercial, e c é a velocidade da luz. As espécies emissoras que compões o plasma apresentam uma certa distribuição de velocidades. Desta maneira, o perfil de intensidade $I_{(\lambda)}$ do sinal observado dependerá diretamente da função de distribuição de velocidade $f_{(v_i)}$ das partículas. Sendo assim, a função $I_{(\lambda)}$ pode ser escrita como [7]:

$$I_{(\lambda)}d\lambda = c_1 f_{(v_i)}dv_i \tag{2.2}$$

onde $f_{(v_i)}dv_i$ corresponde ao número de emissores com velocidade entre v_i e $v_i + dv_i$, $I_{(\lambda)}$ corresponde à intensidade da emissão numa certa faixa espectral

$d\lambda$, e c_1 é uma constante de proporcionalidade entre o numero de emissores e a intensidade da emissão.

Os tempos característicos de colisão para íons τ_i e elétrons τ_e, podem ser interpretados como a ordem de grandeza (t) para que uma distribuição de velocidades de íons e elétrons, inicialmente não maxwelliana, tenda a tornar-se maxwelliana (termalização), [7] pg. 44. Segundo análise de τ_i e τ_e, pode-se afirmar que, no caso do tokamak NOVA-UNICAMP, é possível assumir que a distribuição de velocidade dos emissores é maxwelliana. Segue-se tal dedução: Os tempos de termalização τ_e e τ_i, podem ser escritos como:

$$\tau_e = 7,5.10^{15} T_e^{3/2} \frac{1}{nL}$$

$$\tau_i = 7,5.10^{15} T_i^{3/2} \Big(\frac{m_i}{m_e}\Big)^{1/2} \frac{1}{z^4 nL}$$

onde T é dada em keV, n em m^{-3}, z é a número atômico, L é o logaritmo coulombiano; $L = 31 - 1/2ln(n) + ln(T_e)$ para os elétrons, e $L = 30 - 1/2ln(n) + 1/5ln(T_i)$ para os íons. No caso do tokamak NOVA-UNICAMP, operando com densidade eletrônica $n_e \approx 1.10^{19}$ m^{-3} e $T_e \approx 50$ eV, e considerando-se as espécies iônicas C e O, tem-se $\tau_e \approx 2,1\mu s$ e $\tau_i \approx 50ns$. Usualmente, o tempo de duração de um disparo está em torno de 10ms, sendo que a corrente de plasma estabelece seu platô já no primeiro ms do disparo. Assim, assumi-se que desde o início do disparo as espécies que compõe o plasma possuem distribuição maxwelliana de velocidades; proporcional a $\exp(-E/kT)$. Dessa maneira pode-se escrever:

$$f_{(v_i)} dv_i = n(\beta/\pi)^{1/2} exp(-\beta v_i^2) \tag{2.3}$$

$$\beta = \frac{m_i}{2kT_i} \tag{2.4}$$

e sendo $v_i^2 = (\lambda - \lambda_0)^2 c^2/\lambda_0^2$, temos:

$$f_{(v_i)} = exp\left(\frac{m_i c^2 (\lambda - \lambda_0)^2}{2kT_i} \frac{1}{\lambda_0^2}\right) \tag{2.5}$$

que corresponde a uma distribuição Gaussiana centrada em λ_0. Assim, o alar-

gamento introduzido no sinal devido ao efeito Doppler é Gaussiano. Um dos principais parâmetros que caracterizam uma distribuição Gaussiana é a largura a meia altura, $\Delta\lambda_{LMA}$. Tal parâmetro está diretamente ligado a agitação térmica das partículas emissoras, e permite a determinação da temperatura iônica T_i. O procedimento numérico de tratamento dos sinais medidos para cálculo de T_i é apresentado a seguir (sistema de unidades MKS).

Se os íons emissores apresentam distribuição de velocidades maxwelliana (sendo k a constante de Boltzmann) e possuem densidade n_i, temperatura T_i (em Kelvin) e massa m_i, o número de partículas por unidade de volume com velocidade paralela entre v_i e $v_i + dv_i$ é [8]:

$$dN_i = n_i\Big(\frac{m_i}{2\pi kT_i}\Big)^{1/2} exp\Big(\frac{-m_i v_i^2}{2kT_i}\Big)dv_i \tag{2.6}$$

Definindo a largura Doppler λ_D por:

$$\Delta\lambda_D = \Big(\frac{2kT_i}{m_i}\Big)^{1/2}.\frac{\lambda_0}{c} \tag{2.7}$$

reescreve-se a equação anterior como:

$$dN_i = \frac{n_i}{\pi^{1/2}\Delta\lambda_D} exp\Big[-\Big(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\Big)^2\Big]d(\Delta\lambda) \tag{2.8}$$

A intensidade da linha espectral medida, para um certo deslocamento $\Delta\lambda$, é proporcional ao número de partículas com velocidade paralela v_i que causam este deslocamento no comprimento de onda. Portanto, a intensidade para um dado comprimento de onda deslocado $\Delta\lambda$ é proporcional a dN_i:

$$I_{\Delta\lambda} = I_{máx} exp\Big[-\Big(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\Big)^2\Big] \tag{2.9}$$

em que $I_{máx}$ é a máxima intensidade da linha. Seja $\Delta\lambda_{LMA}$ a largura total a meia altura da curva descrita pela equação 2.9, um cálculo simples revela que o seu valor é dado por:

$$\Delta\lambda_{LMA} = 2(ln2)^{1/2}\Delta\lambda_D \tag{2.10}$$

Assim, através da equação 2.7, obtém-se:

$$T = \Big(\frac{\Delta\lambda_{LMA}}{\lambda_0}\Big)\frac{m_i c^2}{8kln2} \tag{2.11}$$

Substituindo os valores das constantes c e k por seus respectivos valores numéricos, e multiplicando a massa m_i dos íons por: $1{,}67.10^{-27}$ kg, representa-se o número de massa atômica A_i do íon emissor; Assim, pode-se re-escrever o valor da temperatura iônica (em eV) em função do alargamento Doppler:

$$T = 1,69.10^8.A_i\Big(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0}\Big)^2 \tag{2.12}$$

em que, A_i é o número de massa atômica da espécie observada, λ_0 é o comprimento de onda da emissão de primeira ordem e "$\Delta\lambda_D$"é o alargamento Doppler, ambos em angstrons (Å). Outro fato com relação ao alargamento da linha de emissão é que, ao utilizarmos um espectrômetro, a radiação com comprimento de onda bem próximo do selecionado também consegue passar pela fenda de saída, influindo assim no sinal observado pelo detector. Desse modo, mesmo se fosse utilizada uma fonte monocromática, de comprimento de onda λ_0, um sinal não nulo seria detectado numa faixa $\Delta\lambda$ ao redor de λ_0, o que torna a aplicação da equação 2.10 para determinação do $\Delta\lambda_D$, não tão simples. O alargamento da linha de emissão ($\Delta\lambda_{LMA}$) medido experimentalmente pode ser influenciado por uma combinação de efeitos que se somam ao alargamento Doppler, como: efeito Stark, Van der Waals, Zeemann e alargamento instrumental. No caso das medidas realizadas neste trabalho, todos os efeitos citados são desprezíveis em relação ao alargamento instrumental [8]. Considerando que as duas contribuições para o alargamento observado ($\Delta\lambda_{LMA}$) são gaussianas, pode-se descrever sua relação com o alargamento Doppler (λ_D) e alargamento instrumental ($\Delta\lambda_{INST}$) da seguinte maneira:

$$\Delta\lambda^2_{LMA} = \Delta\lambda^2_D + \Delta\lambda^2_{INST} \tag{2.13}$$

Sabe-se que um certo λ_0 incidindo com ângulo α sobre uma grade de difração, é espalhado em distintas ordens de difração n, satisfazendo a equação da grade $n\lambda = d(sen\alpha + sen\beta)$, onde β é o ângulo da luz difratada e d a distancia entre as ranhuras da grade. A chamada ordem zero (n=0), corresponde

á reflexão total de todas emissões incidentes, sendo um ângulo de observação para o qual a grade atua como um espelho. Em ordens superiores, $n \geq 1$, temos a luz incidente λ_0 difratada em diferente ângulos. O ângulo correspondente a ordem n=1 é o que apresenta sinal de maior intensidade, sendo que ela é atenuada nas ordens superiores $n > 1$. A figura 2.1 ilustra o fenômeno de difração que ocorre na grade:

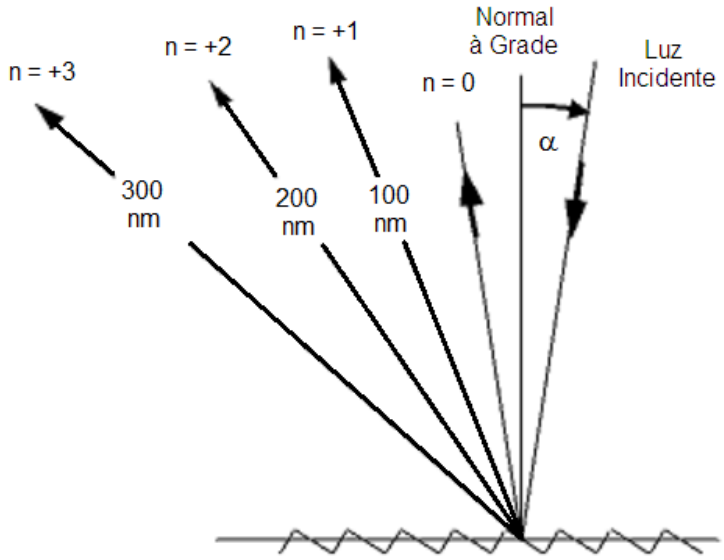


FIGURA 2.1: Grade de difração. Supondo λ_0=100 nm, o sinal é espalhado em diferentes ordens de difração, que correspondem a comprimentos de onda maiores (200 nm, 300 nm ...), o que pode gerar sobreposição de sinais distintos dependendo da região do espectro observada.

Para n=2, um mesmo sinal λ_0 será observado em um comprimento de onda correspondente a $2 \times \lambda_0$. Desta maneira, o alargamento Doppler também estará mais pronunciado em torno de λ_0; e a equação 2.13, passa a ser reescrita como:

$$\Delta\lambda^2_{LMA,n} = (n\Delta\lambda_D)^2 + \Delta\lambda^2_{INST} \tag{2.14}$$

onde n representa a ordem de difração do sinal observado. Esta relação contém um conceito essencial para o desenvolvimento do presente trabalho; A influência do alargamento Doppler λ_D no alargamento total aumenta, enquanto que o parâmetro λ_{INST} depende somente do aparato instrumental, e é constante durante todas as medidas. Porém, dependendo da ordem de difração e de

λ_0, o erro associado à determinação do alargamento instrumental (λ_{INST}) pode ser da ordem de grandeza do alargamento Doppler (λ_D), inviabilizando a determinação de $\Delta\lambda_D$. Caso o alargamento instrumental possa ser determinado com boa precisão, a contribuição do efeito Doppler $\Delta\lambda_D$ para o alargamento espectral da linha de emissão observada pode ser isolado, equação 2.14, e a T_i pode ser determinada pela relação: eq. 2.12.

O alargamento Doppler da linha espectral, de acordo com a equação 2.12, é uma grandeza que não depende apenas da temperatura, mas também do comprimento de onda λ_0, e da massa m_i do íon emissor. O alargamento Doppler será mais pronunciado para emissões de maior λ_o, e íon emissor de menor menor massa, como mostrado na relação a seguir:

$$\Delta\lambda_D = \left(\frac{2kT_i}{m_i}\right)^{1/2} . \frac{\lambda_0}{c} \tag{2.15}$$

Assim com o intuito de minimizar a influência do alargamento instrumental sobre as medidas, é conveniente buscar espécies de menor numero atômico, com maior λ_0 possível. Além disso, o cálculo da temperatura iônica pode ser realizado baseado na relação entre uma emissões da mesma espécie, mas de ordens de difração diferentes. Por exemplo, basta rearranjar a equação 2.14 para diferentes ordens de difração, de maneira que o alargamento instrumental (λ_{INST}) seja eliminado, e o alargamento Doppler ($\Delta\lambda_D$) seja isolado:

$$(\Delta\lambda_{LMA,n_1})^2 = (n_1\Delta\lambda_D)^2 + \Delta\lambda_{INST}^2 \tag{2.16}$$

$$(\Delta\lambda_{LMA,n_2})^2 = (n_2\Delta\lambda_D)^2 + \Delta\lambda_{INST}^2 \tag{2.17}$$

onde n_1 e n_2 são referentes a uma certa ordem de difração n_j. Assim, o alargamento Doppler é dado por:

$$\Delta\lambda_D^2 = \frac{(\Delta\lambda_{LMA,n_2})^2 - (\Delta\lambda_{LMA,n_1})^2}{(n_2^2 - n_1^2)} \tag{2.18}$$

Por questão de clareza, durante as discussões presentes neste trabalho, denotamos as ordens de difração por um asterisco * na representação do λ_{LMA}, isto é, λ^*_{LMA}, λ^{**}_{LMA}... correspondendo a difração de primeira ordem, segunda

ordem... respectivamente. A difração de primeira ordem, n=1, é a medida mais comumente utilizada para determinação da T_i. Porém, para determinação mais precisa da temperatura iônica, a escolha de uma linha espectral com maior comprimento de onda e, principalmente, maior ordem de difração, será essencial, pois favorece o alargamento Doppler, equações 2.15 e 2.18. É conveniente a escolha de linhas de maior ordem de difração, pois quanto maior é o alargamento Doppler menor é a influência do alargamento instrumental sobre as medidas, tornando-as mais confiáveis [9].

Alargamento Instrumental

Usualmente, a determinação do alargamento instrumental é realizado através das medidas de emissões espectrais de fontes frias, como por exemplo das lampadas de calibração. Neste caso, o alargamento da linha observada é majoritariamente devido a influência do aparato instrumental, já que a magnitude do efeito doppler não é significativa em fontes emissoras de baixa temperatura. Por não dispor de lâmpadas com emissão na região do UV, a determinação do alargamento instrumental deve ser realizada por outro método, já que é um parâmetro chave caso seja desejável calcular diretamente a temperatura iônica a partir de sinais isolados, eq. 2.14 e eq. 2.12, sem que se realize a relação entre emissões de ordens de difração distintas.

Para uma determinada abertura da fenda do espectrômetro, o alargamento instrumental λ_{INST} pode ser estimado com grande precisão caso seja efetuada a relação entre duas linhas de ordens superiores distintas, bastando rearranjar eq. 2.17 de maneira a isolar o alargamento instrumental segundo as equações a seguir:

$$\left(\frac{n_1}{n_2}\Delta\lambda_{LMA,n_2}\right)^2 - (\Delta\lambda_{LMA,n_1})^2 = \left[\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 - 1\right]\Delta\lambda_{INST}^2 \tag{2.19}$$

$$\Delta\lambda_{INST} = \left[\frac{1}{[(\frac{n_1}{n_2})^2 - 1]}\left(\frac{n_1}{n_2}\Delta\lambda_{LMA,n_2}\right)^2 - (\Delta\lambda_{LMA,n_1})^2\right]^{1/2} \tag{2.20}$$

É nesse presente cenário que foram desenvolvidas todas as atividades referentes aos estudos de diagnóstico por espectroscopia no tokamak Nova-Unicamp,

visando refinamento das medida de T_i através do método de relação entre as ordens superiores de difração OSD. Os resultados e discussões referentes à aplicação das técnicas de espectroscopia estão presentes na seção 4.1, e constituem trabalhos realizados nos tokamaks TCABr-USP (fase inicial de medidas) e NOVA-UNICAMP (medidas e refinamento do método).

A seguir, descreve-se os principais aparatos experimentais disponíveis no Laboratório de Plasmas da UNICAMP, e que foram essenciais para o desenvolvimento do presente trabalho.

2.4 Aparato Experimental

Neste seção será apresentada uma visão geral do aparato experimental mais diretamente relacionado ao desenvolvimento dos estudos de espectroscopia. Segue-se uma descrição do tokamak NOVA UNICAMP, do tokamak TCABr-USP, do espectrômetro Mc Pherson 225, e dos detectores MCP-CCD e foto-multiplicadora.

2.4.1 Tokamak Nova-Unicamp

A máquina NOVA-UNICAMP é um tokamak de pequeno porte, baseada no esquema de aquecimento Ôhmico, doada pela Universidade de Kyoto-Japão. Está em operação no Laboratório de Plasmas da Unicamp desde 1996. Utiliza-se um núcleo de ferro para transformador ôhmico, parede de aço inox fino com camada condutora de alumínio, e tratamento superficial da parede interna com titânio. Suas principais características geométricas e parâmetros do plasma são:

Parâmetros Típicos	
Raio Maior R_0	300 mm
Raio Menor a	60 mm
Casca (Shell) Condutora	Al
Campo Magnético Toroidal B_T	1 T
Densidade Eletrônica	até 2.10^{19} m^{-3}
Corrente de Plasma	4 - 12 kA
Temperatura do Plasma	100 eV

Os principais objetivos do uso desta máquina consistem no estudo da interação plasma parede, tempo de confinamento e no desenvolvimento de técnicas de diagnóstico, como a espectrometria de emissão.

Operação do Tokamak Nova-Unicamp

Modo de Limpeza Neste modo de operação, utiliza-se apenas as cargas dos bancos de capacitores rápidos, sendo que o plasma formado perde confinamento

(devido a baixa carga nos bancos responsáveis por B_T e B vertical) e choca-se com as paredes do vaso de vácuo. Neste caso, o principal objetivo é a limpeza do vaso por colisão plasma/parede, sendo que uma das principais impurezas no NOVA-UNICAMP é a umidade aderida à parede do vaso. O plasma neste modo geralmente não dura mais que 3 ms, com $I_p \approx 3$ kA, e ao tocar as paredes, seu resfriamento é acompanhado de emissões de raios x duros.

Modo Tokamak Neste modo de operação, é ajustado o carregamento nos bancos de capacitores gerando um pulso da ordem de 10 ms, $I_p \approx$10 kA. Os valores de carregamento nos bancos de capacitores não são definidas e dependem de ajustes diários, já que as condições iniciais externas como umidade do ar, interferem no sistema de bombeamento/vácuo. Importante frisar que neste modo de operação o plasma atinge maior temperatura, pois as melhores condições de confinamento permitem o estabelecimento de maior I_p. A figura 2.2 apresenta um disparo típico no tokamak NOVA-UNICAMP:

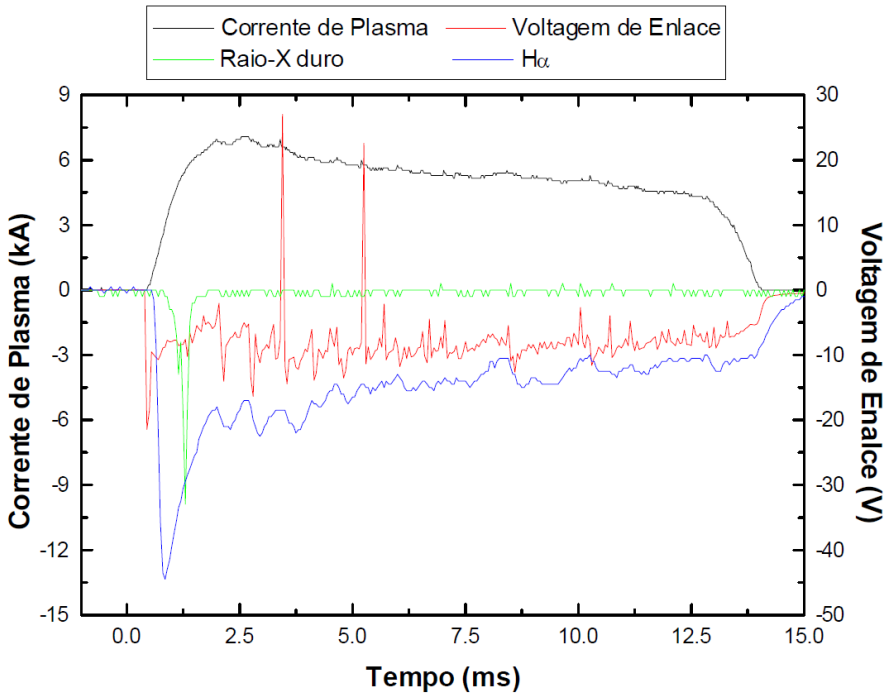


FIGURA 2.2: Disparo típico no Tokamak NOVA, com representação da evolução temporal de I_p, da Voltagem de Enlace, Raio-X duro e sinal de H_α, [8].

2.4.2 Tokamak TCABr-USP

A máquina TCABr-USP (Tokamak Brasileiro de Aquecimento Alfvén) é um tokamak de médio porte, e opera no Laboratório de Plasmas da USP. Suas características geométricas e elétricas são:

Parâmetros Típicos	
Raio maior R_0	0,61 m
Raio Menor a	0,18 m
Campo Magnético B_T	1,2 T
Densidade Eletrônica	6.10^{19} m^{-3}
Corrente de Plasma	120 kA
Temperatura eletrônica (T_e)	600 eV
Temperatura Iônica (T_i)	200 eV
Duração do Disparo	120 ms

A figura 2.3 [10] mostra um disparo tipico no TCABr-USP:

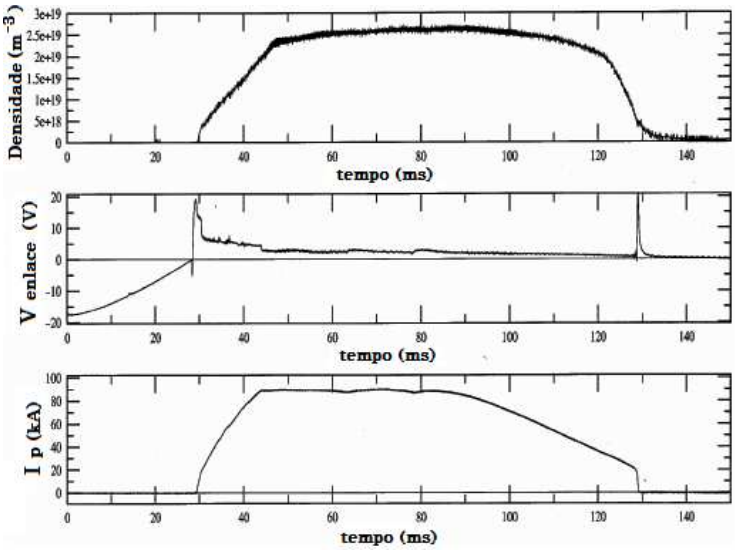


FIGURA 2.3: Disparo tipico no Tokamak TCABr-USP, De cima para baixo temos: Densidade eletrônican_e, Voltagem de Enlace, e corrente de plasma I_P [10].

2.4.3 Espectrômetro McPherson-225

O espectrômetro utilizado durante o desenvolvimento do presente trabalho foi o McPherson-225. Possui uma geometria diferenciada (McPherson 15^0) onde sua grade de difração está 15^o rotacionada em relação a seu eixo vertical, e transladada em direção à fenda de saída (fig. 2.4 c)) para melhor foco e redução de aberrações de sinal. Sua longa distancia focal de 1,0 m, permite grande resolução e reduz astigmatismo, ideal para operação acoplada a dispositivos CCD. Na montagem utilizada, a grade de difração possui 1200 ranhuras/mm, com coating de Al e MgF_2 e blaze em 2000Å, permitindo operação na faixa espectral de 500 - 3200Å (maiores detalhes na Ref. [8] e Ref. [11]). O espectrômetro possui um sistema de bombeamento próprio, composto de bomba mecânica e turbomolecular, 500 l/s. A figura 2.4 mostra o arranjo do conjunto tokamak/espectrômetro que foi montada no Lab. de Plasma da UNICAMP.

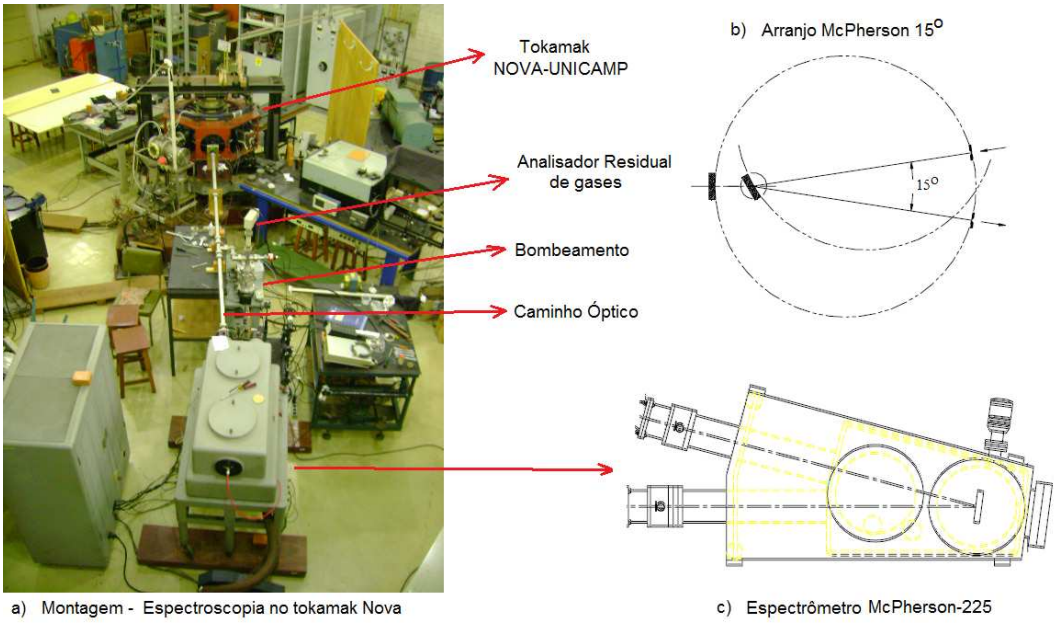


FIGURA 2.4: a) Arranjo Espectrômetro/tokamak no Lab. de Plasmas da UNICAMP; b) Esquema de posicionamento da grade McPherson 15^o; c) Visão interna do espectrômetro McPherson-225.

A tubulação que encontra-se entre o tokamak e o espectrômetro é o caminho óptico, mantido no vácuo por um sistema de bombeamento (500 l/s) instalado

a meio caminho. Assim, sem a presença de interfaces e ar, os sinais no UV não são atenuados e podem ser medidos com bastante eficiência. Uma das melhorias do aparato, foi a instalação de uma mesa óptica fixa na fenda de saída do espectrômetro, visando facilitar a tarefa de posicionamento e alinhamento com a janela do tokamak.

2.4.4 Detectores: MCP-CCD e Fotomultiplicadora

A utilização de uma câmera CCD (charge coupled device) para estudos de espectroscopia do plasma no tokamak NOVA é extremamente conveniente, pois permite observar uma longa faixa espectral em um único disparo (exemplo fig. 4.5). O CCD utilizado durante as medidas no TCABr-USP e NOVA-UNICAMP foi o Marconi CCD30-11 Andor Technology. É composto por uma matriz de pixels distribuída horizontal (pixels espectrais) e verticalmente (pixels espaciais) sendo o número de pixels dado por 1024x256, e as dimensões de cada pixel 26x26 μm. Os fótons recebidos em cada pixel são convertidos em elétrons, e estes acumulados. A intensidade do sinal observado é baseado na contagem de elétrons armazenados em cada canal do CCD. O tempo mínimo de aquisição (gate de aquisição) que compreende o tempo necessário para contagem dos elétrons, é de aproximadamente 17 ms, o que inviabiliza medidas com resolução temporal no tokamak NOVA já que o tempo de cada disparo é de aproximadamente 10 ms. Assim, o sinal observado será sempre o de um disparo integrado. Apesar das inúmera vantagens para aplicação em espectroscopia, a câmera CCD é sensível apenas a sinais na região do visível (400 - 800 nm), e para que seja possível o estudo das emissões do plasma na região do UV é necessário o acoplamento de um dispositivo capaz de converter o sinal incidente UV em visível. Tal dispositivo é o MCP (Micro Chanel Plate, fig. 2.5), que além de operar como um conversor, amplifica o sinal observado.

O MCP utilizado, BrightView XUV2010 G da XSI, é composto por uma tela de 40 mm de diâmetro coberta com CsI (maior sensibilidade entre 500-1000Å), que absorve radiação UV gerando elétrons livres em seus canais (fig. 2.5). Um conjunto de fibras ópticas coerentes leva a luz emitida na tela de fósforo do MCP até a entrada do CCD. O MCP permite maior resolução temporal,

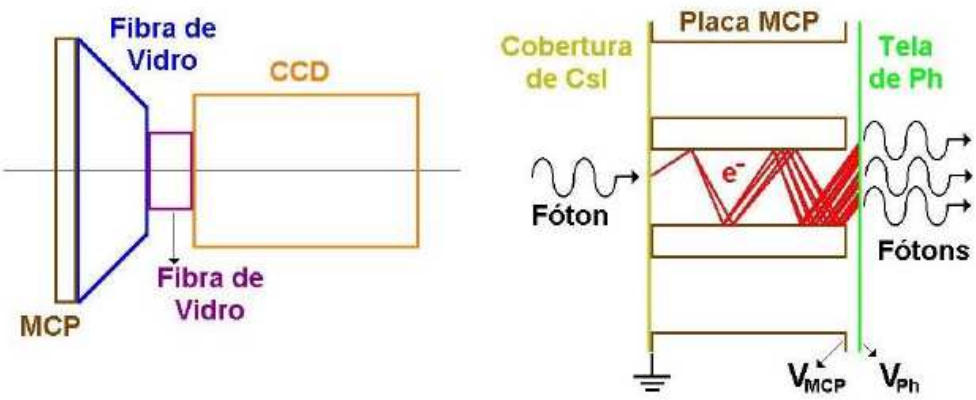


FIGURA 2.5: Dispositivo MCP acoplado a câmera CCD com objetivo de transformar o sinal no UV para visível [8].

operando dentro da janela de aquisição de sinal do CCD (17 ms). Maiores detalhes sobre o MCP-CCD podem ser encontrados em Ref. [8].

A fotomultiplicadora utilizada foi a EMI modelo 9635B. Uma representação dos divisores de tensão dos dinodos encontra-se em Ref. [12]. Com o objetivo de realizar medidas na região do UV, uma tela de silicato de sódio (cintilador) foi adaptada à fenda de saída do espectrômetro McPherson-225, a fim de converter o sinal UV para visível (região de melhor resposta da fotomultiplicadora).

Capítulo 3

Injeção de Partículas Neutras

A seguir, apresenta-se uma discussão referente aos conceitos abordados durante o trabalho no tokamak ASDEX Upgrade, onde os estudos estão concentrados no cálculo de perfis de deposição de potência por injeção de partículas neutras de alta energia no plasma. Os cálculos foram realizados através do código computacional FAFNER. Este trabalho foi desenvolvido no Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik; Garching-Alemanha, sendo referente ao programa de mestrado ErasmusMundus Fusion-EP.

3.1 Conceito IPN

O principal conceito envolvendo IPN é que partículas neutras rápidas podem carregar grande quantidade de energia para a região central do plasma, já que elas não são afetadas por campos magnéticos. Tais partículas movem-se em linha reta até serem ionizadas por diferentes processos, gerando os chamados íons rápidos, que ficam confinados na configuração magnética do tokamak. Os íons rápidos movem-se nas chamadas orbitas de deslocamento, cujo formato depende de sua energia e da região onde foram criadas. A energia que carregam é transferida por meio de colisões coulombianas com íons e elétrons do plasma, no chamado processo de desaceleração. É importante ter em mente que o sistema envolvendo IPN pode ser utilizado tanto para transferência de energia (aquecimento) e de momento (indução de I_P e rotação).

Um feixe neutro e energético é produzido (ver apêndice A) quando íons rápidos passam por uma câmara de neutralização, a partir daí seguem em direção ao plasma por um caminho onde é mantido alto-vácuo, evitando colisões e pré-ionização do feixe. Durante a interação feixe-plasma, processos distintos contribuem para absorção do feixe, gerando os íons rápidos. A região onde a energia do feixe é depositada é fortemente dependente da geometria de injeção, espécies no feixe, energia das partículas neutras, espécies que compões o plasma e, especialmente, da densidade eletrônica (n_e).

Os íons rápidos podem ser perdidos antes mesmo de entregarem sua energia para o plasma. Há vários mecanismos distintos envolvendo este tipo de perda energética, e eles devem ser minimizados para que a eficiência do sistema de aquecimento por IPN seja garantido. Os principais temas envolvendo IPN são apresentados e discutidos a seguir, entre eles: a penetração do feixe, processos de ionização das partículas neutras rápidas, deposição de energia no plasma e os mecanismos das perdas energéticas. Detalhes sobre a produção do feixe encontram-se no apêndice A

3.2 Penetração e Deposição do Feixe

Depois de deixar o injetor, o feixe neutro contendo partículas de alta energia penetra o plasma, movendo em trajetória linear. Sua interação com o plasma pode levar à ionização das partículas neutras por uma série de processos distintos, cada um caracterizado por uma determinada taxa de reação (também chamados de coeficientes de desaceleração) $\langle \sigma \upsilon \rangle$. Tais processos e suas respectivas $\langle \sigma \upsilon \rangle$ são: Ionização por troca de cargas; $\langle \sigma \upsilon \rangle_{cx}$

$$D_b + D^+ \longrightarrow D + D_b^+ \tag{3.1}$$

ionização devido impacto com íons; $\langle \sigma \upsilon \rangle_i$

$$D_b + D^+ \longrightarrow D^+ + D_b^+ + e^- \tag{3.2}$$

ionização devido impacto com elétrons; $\langle \sigma \upsilon \rangle_e$

$$D_b + e^- \longrightarrow e^- + D_b^+ + e^- \tag{3.3}$$

Quando o átomo neutro de alta energia é ionizada, ela gera o chamado íon rápido, uma partícula carregada, com energia cinética maior que a energia térmica dos íons e elétrons que compõem o plasma. Tal partícula fica presa na configuração magnética do tokamak, movendo-se com trajetória específica conhecida como orbita de deslocamento. Um conhecimento essencial para que se possa compreender a distribuição espacial da potência injetada é, primeiramente, conhecer a região onde um íon rápido é formado. Ou seja, conhecer a distribuição espacial da deposição do feixe no plasma.

A deposição do feixe neutro é governada pela densidade do plasma n e pela seção de choque total de ionização σ_Σ=$\sum_i \langle \sigma_i v \rangle / v_b$, onde v_b é a velocidade das partículas neutras no feixe, e a soma em $'i'$ representa soma sobre todos os processos de ionização relevantes. A σ_Σ é escrita dessa forma pois deve-se considerar separadamente cada processo de ionização $\langle \sigma \upsilon \rangle$ contribuindo para absorção do feixe, o que não depende somente das seções de choque mas também da velocidade relativa v entre partículas interagentes.

Considerando-se que os processos de ionização por troca de carga e impacto com íons dependem da velocidade relativa v entre as partículas neutras do feixe (v_b) e do íons do plasma (v_i), e sabendo que $v_b \gg v_i$, é possível escrever $v = \|\overrightarrow{v_b} - \overrightarrow{v_i}\| \approx v_b$. Mas, para o processo de ionização por impacto eletrônico, $v_e >> v_b$, onde v_e é a velocidade dos elétrons térmicos do plasma. Dessa maneira, a velocidade relativa entre os elétrons e as partículas do feixe pode ser escrita como $v' = \|\overrightarrow{v_b} - \overrightarrow{v_e}\| \approx v_e$.

A equação que descreve a taxa de variação da intensidade do feixe ao longo de sua trajetória no plasma é dada por:

$$\frac{dI}{dx} = -nI \sum_i \frac{\langle \sigma_i v \rangle}{v_b} = -\left[\Big(\sigma_{cx} + \sigma_i \Big) n_i + \frac{\langle \sigma_e \upsilon_e \rangle}{\upsilon_b} n_e \right] I \tag{3.4}$$

podendo ser reescrita como $dI/dx = -n_{(x)} \sigma_\Sigma I$, onde o termo $n\sigma_\Sigma$ condensa a contribuição das secções de choque de todos os processos ionizantes para cada posição x. A solução ao longo da direção x é dada por:

$$I = I_0 \exp\Big(-\frac{x}{\lambda} \Big) \tag{3.5}$$

onde λ=$(n\sigma_\Sigma)^{-1}$ é o caminho livre médio para que haja colisão ionizante.

Como a seção de choque σ de cada processo depende da velocidade relativa entre partículas do feixe e as do plasma, há uma pequena dependência da absorção do feixe em relação ao perfil de temperatura do plasma. Caso $\overline{n}_e \approx 10^{20}$ m^3 e a energia do feixe $E_b > 50$ keV, a atenuação do feixe calculada por meio desta equação deve ser considerada apenas como estimativa. Isso, pois outros processos como: excitação das partículas neutras do feixe e ionização por impacto com as impurezas que compõe o plasma, começam a apresentar papel importante. Efetivamente, há aumento significativo na absorção do feixe, mostrando que a penetração torna-se cada vez menos eficiente conforme aumenta a densidade do plasma. Este tema em específico é discutido com mais detalhes no apêndice B.

Os íons rápidos formados na posição radial r ficam distribuídos no torus, povoando uma determinada casca toroidal $(r, \Delta r + r)$ sendo o volume de cada casca proporcional a r. Para calcular o perfil de deposição de potência $H(r)$, é preciso seguir individualmente as partículas em suas trajetórias pelo plasma, mantendo um histórico da posição onde cada íon rápido é formado, sua taxa de formação resolvida radialmente, e a energia específica de cada íon evoluindo ao longo do tempo. Conhecendo-se a taxa de formação de íons rápidos em uma certa unidade de volume $d[n_f(r)]/dt$, é possível calcular o perfil $H(r)$ pela seguinte relação:

$$\frac{d[n_f(r)]}{dt} = H(r) \cdot \frac{I}{V\,e} \tag{3.6}$$

onde I/e é a corrente de partículas neutras injetadas e $V = 2\pi R_0 \pi a^2$ é o volume do plasma. Em particular, esta é a rota de cálculo utilizada por códigos computacionais como o FAFNER (ver seção 3.5). Um fato importante deve ficar claro: o perfil de deposição de potência '$H(r)$' representa a taxa de energia depositada, mas ainda carregada pelos íons rápidos. Após a deposição, o chamado *processo de desaceleração* passa a ocorrer e os íons rápidos entregam sua energia, dando origem a perfis distintos de deposição de potência para íons e elétrons no plasma. A deposição de energia dos íons rápidos será discutida na próxima seção.

3.3 Energia Depositada Pelos Íons Rápidos

Após a absorção do feixe, os íons rápidos precisam permanecer confinados tempo suficiente para que possam transferir sua energia para íons e elétrons do plasma por meio de colisões coulombianas. Tal processo ocorre até que os íons rápidos atinjam a mesma temperatura que as espécies do plasma (termalização) e é o chamado *processo de desaceleração*, ocorrendo durante um tempo característico τ_{sd}.

Orbita de Deslocamento dos Íons Rápidos

A forma e dimensão das orbitas de deslocamento dependem da posição onde o íon rápido é formado, da relação carga/momento, da intensidade do campo poloidal, e do angulo de ataque (pitch angle) entre o vetor velocidade do íon rápido e o vetor campo magnético local. Majoritariamente, há dois movimentos de deslocamento característicos denominados:

Orbitas passantes, onde os íons rápidos possuem trajetória circular levemente deslocada com respeito as superfícies de campo magnético.

Orbitas presas, onde os íons com v_{par} (componente da velocidade paralela ao campo magnético) suficientemente pequena são refletidos pelo campo toroidal (devido a dependência radial $\sim 1/R$ da intensidade do campo magnético) adotando orbitas no formato de bananas (Fig. 3.1).

Se um íon rápido assumi orbita em forma circular ou banana, isso depende da relação $\sin\phi_0 > (B_{start}/B_{max})^{1/2} \rightarrow$ banana; de outra maneira $\rightarrow$ circular; onde ϕ_0 é o angulo de ataque, B_{max} é a intensidade do campo magnético ao longo da direção de movimento, e B_{start} é a intensidade do campo magnético na região onde o íon rápido foi formado. Partículas que se formam na região mais interna do plasma tendem a assumir orbitas circulares (pois sempre $B_{start}/B_{max} \approx 1$), e partículas formadas nas regões de borda tendem a assumir orbitas em forma de banana (pois sempre $B_{start} < B_{max}$). Se a orbita da partícula intercepta ou não a borda do plasma, isso depende do deslocamento Δ em relação às superfícies de fluxo magnético. O deslocamento, assim como mostrado na figura 3.2, é descrito pelas seguintes equações: caso de partícula presa - esquerda, caso de partícula passante - direita

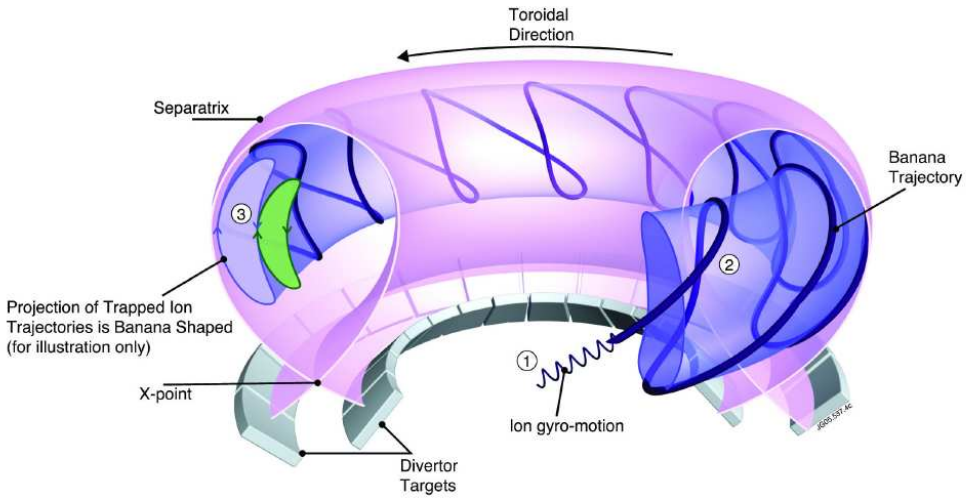


FIGURA 3.1: Trajetórias dos centros-guias dos íons rápidos, co-injeção. Representação das orbitas em forma de banana ao longo do torus. Em detalhe, a borda do plasma *separatrix* é indicada, assim como as placas do divertor [4].

$$\Delta_{banana} \simeq \frac{m_i \vartheta_{\|0}}{eB_\theta} \qquad \Delta_{presa} \simeq -\frac{r}{R}\frac{m_i \vartheta_{\|0}}{eB_\theta} \tag{3.7}$$

onde r é o raio menor da trajetória da partícula, R é o raio toroidal da trajetória, B_θ o campo magnético poloidal e $\vartheta_{\|0}$ é a componente do vetor velocidade inicial ($\overrightarrow{v_0}$) paralela ao campo magnético toroidal.

se o deslocamento ocorrerá no sentido interno ou externo do torus, depende da geometria de injeção, que pode ser respectivamente: paralela à corrente de plasma (co-injeção) ou contra ela (contra-injeção). Em caso de co-injeção o deslocamento começa com movimento para região interna do torus, e em caso de contra-injeção, o deslocamento começa com movimento para região externa da coluna de plasma (pois a força de deslocamento depende de um produto vetorial, e passa a ter sinal oposto).

Como indicado na figura 3.2, o deslocamento orbital dos íons rápidos pode acarretar perdas quando suas trajetórias cruzam a borda do plasma. Tal deslocamento também altera a posição onde os íons rápidos irão transferir sua energia em relação a região de formação dos íons rápidos, influenciando diretamente o formato dos perfis de deposição de potência.

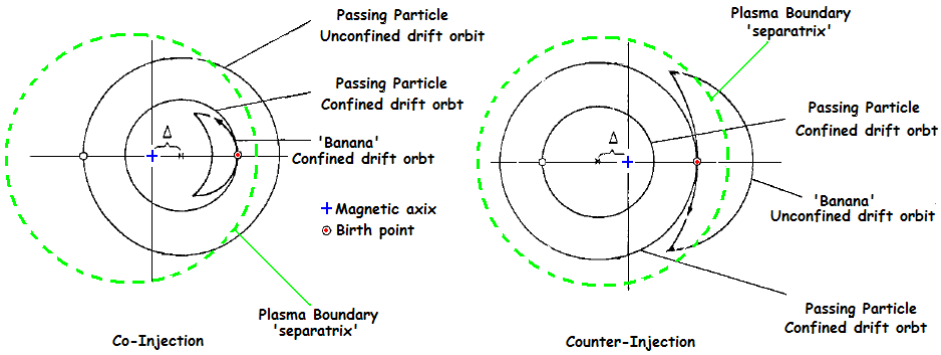


FIGURA 3.2: Orbitas de deslocamento em caso de co- e contra-injeção.

Energia Crítica

Durante o processo de desaceleração, os íons rápidos transferem energia cinética para os íons e elétrons do plasma. A taxa instantânea de variação da energia de um único íon rápido $d\xi_b/dt$, depende de sua energia cinética, da probabilidade de transferência de energia por colisão e da seção de choque para uma determinada colisão; a ser integrada sobre todos os ângulos de espalhamento e toda distribuição de velocidades das partículas que compões o plasma. É sempre conveniente assumir $v_i \ll v_b \ll v_e$ (respectivamente: velocidade do íon, partícula do feixe, e elétron), desde de que T_i e T_e sejam da ordem de alguns keV e a energia do feixe seja da ordem de dezenas de keV.

Para o tratamento matemático do processo de desaceleração, pode-se considerar uma força desacelerando os íons rápidos devido a colisões com íons e elétrons, o que qualitativamente compreende-se como atrito entre as partículas do feixe e as do plasma. Primeiramente, para a interação entre os íons rápidos e os elétrons, pode-se desconsiderar o espalhamento das partículas do feixe devido à grande diferença de massa entre eles. Desta forma, a potência transferida para os elétrons P_e pode ser expressado como:
$P_e = F_{be} v_b$, onde F_{be} é a força desacelerando os íons rápidos (somente deviso a colisão com elétrons), sendo escrita como a taxa de variação do momento $F_{be} = m_b \langle \Delta v_\parallel \rangle$. O parâmetro $\langle \Delta v_\parallel \rangle$ representa o coeficiente de atrito [3], e pode ser expresso como a razão entre a velocidade inicial das partículas do feixe v_b e o tempo característico de colisão com elétrons τ_{se}; $\langle \Delta v_\parallel \rangle = -v_b/\tau_{se}$. A variável τ_{se} representa o tempo necessário para a desaceleração do feixe

somente devido a colisão com elétrons, e é dado por [3]:

$$\tau_{se} = \frac{3(2\pi)^{1/2} T_e^{3/2}}{m_e^{1/2} m_b A_D} \tag{3.8}$$

$$A_D = \frac{n\, e^4 \ln \Lambda}{2\pi \varepsilon_0^2 m_b^2} \tag{3.9}$$

Assim, a potência transferida para os elétrons é dada por

$$P_e = \frac{m_b v_b^2}{\tau_{se}} = \frac{2 m_e^{1/2} m_b A_D \xi_b}{3(2\pi)^{1/2} T_e^{3/2}} \tag{3.10}$$

Pode-se tratar da transferência de energia para o plasma da mesma maneira que fez-se anteriormente para os elétrons. Porém, neste caso deve-se considerar o espalhamento que ocorre durante o processo de colisão íon-íon. Mudanças na componente perpendicular do vetor velocidade dos íons rápidos $v_\perp$ (devido a força perpendicular ao movimento) não contribuem para o processo de desaceleração. Asim, a potência transferida para os íons pode ser escrita como: $P_i = F_{bi} v_b - (1/2) m_b \langle v_\perp^2 \rangle$, onde F_{bi} é a força que atua desacelerando os íons somente devido a colisões com íons térmicos que compõe o plasma, e $\langle v_\perp^2 \rangle$ é o coeficiente de difusão da velocidade, escrito como: $\langle v_\perp^2 \rangle = A_D / v_b$. Assim como anteriormente, a força pode ser escrita como a taxa de variação do momento $F_{bi} = m_b \langle \Delta v_\parallel \rangle_i$, onde $\langle \Delta v_\parallel \rangle_i = v_b / \tau_{si}$. A variável τ_{si} é o tempo característico de colisão com íons e representa o tempo necessário para desaceleração dos íons rápidos somente devido a colisão com íons. É dado por [3]:

$$\tau_{si} = \frac{m_i}{m_b + m_i} \Big(\frac{2 v_b^3}{A_D} \Big) \tag{3.11}$$

reescrevendo o termo $F_{bi} v_b$ e $(1/2) m_b \langle v_\perp^2 \rangle$ tem-se

$$F_{bi} v_b = -\Big(\frac{m_b + m_i}{m_i} \Big) \frac{m_b A_D}{2 v_b}$$

$$\frac{1}{2} m_b \langle v_\perp^2 \rangle = \frac{m_b A_D}{2 v_b}$$

Assim, reescrevendo-se a potência transferida para os íons P_i baseado nas equações anteriores

$$P_i = \frac{m_b^{5/2} A_D}{2^{3/2} m_i \xi_b^{1/2}} \tag{3.12}$$

onde $\xi_b = \xi_b(t)$, é a energia dos íons rápidos variando ao longo do processo de desaceleração. Dessa forma, a potência total transferida para elétrons e íons $P = P_e + P_i$ pode ser expressa por

$$P = m_b A_D \Big(\frac{2 m_e^{1/2} \xi_b}{3(2\pi)^{1/2} T_e^{3/2}} + \frac{m_b^{3/2}}{2^{3/2} m_i \xi_b^{1/2}} \Big) \tag{3.13}$$

onde o termo da esquerda representa a potência sendo transferida para elétrons e o termo da direita, a potência transferida para os íons. Além disso, logo após a formação de um íon rápido, energia das partículas do feixe ξ_b decresce durante o processo de desaceleração, e o termo da direita predomina, significando que os íons rápidos de menor energia passam a interagir preferencialmente com os íons que compõe o plasma. Para uma determinada energia dos íons rápidos, ξ_b, a potência transferida para íons e elétrons é mesma, $P_i = P_e$. Neste caso $\xi_b = \xi_c$, onde ξ_c é conhecido como *energia crítica*. Utilizando uma aproximação para o logaritmo coulombiano em caso de plasmas com aplicação para fusão nuclear, $\ln\Lambda = 17$, e considerando T_e, ξ_c e ξ_b em keV, uma aproximação para ξ_c pode ser escrita [3]

$$\xi_c = \Big(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \Big)^{2/3} \Big(\frac{m_i}{m_e} \Big)^{1/3} \frac{m_b}{m_i} T_e = 14.8 \frac{A_b}{A_i^{2/3}} T_e \tag{3.14}$$

ou, em uma forma mais geral [5]

$$\xi_c = 14.8 T_e \Big((\frac{A_b^{3/2}}{n_e}) \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{A_i} \Big)^{2/3} \tag{3.15}$$

onde A_b e A_i são respectivamente o número de massa atômica de uma certa espécie do feixe e do plasma, e T_e é escrita em keV.

Baseado na equação 3.14 a potência total transferida para o plasma (eq. 3.13) pode ser reescrita como:

$$P = 1.71 \times 10^{-18} \frac{n}{A_b T_e^{3/2}} \xi_b \Big(1 + \Big(\frac{\xi_c}{\xi_b}\Big)^{3/2}\Big) \ \texttt{keVs}^{-1} \tag{3.16}$$

onde a fração ξ_c/ξ_b expressa um importante conceito: $\xi_c/\xi_b < 1$ representa potência majoritariamente transferida para elétrons, e $\xi_c/\xi_b > 1$ potência majoritariamente transferida para os íons. Este mecanismo de transferência não se aplica somente para os íons rápidos do sistema de injeção de partículas neutras (IPN). Por exemplo, pode-se facilmente deduzir que as partículas-α (íons rápidos de He, 3.5 MeV) vindos da reação de fusão nuclear, irão transferir a maior parte de sua energia para os elétrons térmicos do plasma, pois ξ_c em plasma de fusão não excederá 1 MeV.

Somente como exemplo, no experimento ASDEX Upgrade a temperatura média $T_{e,av} \approx 2$ keV, e em caso de injeção do hidrogênio em plasmas de deutério $\xi_c \approx 12$ keV; para injeção de deutério em plasma de deutério $\xi_c \approx 37$ keV. Sendo a energia do feixe $E_b > 46$ keV para o caso de injeção de hidrogênio (IPN-H) e $E_b > 60$ keV para injeção de deutério (IPN-D), logo após a formação de íons rápidos, o processo de desaceleração é dominado por colisões com elétrons. Quando a energia do íon rápido $\xi_b < \xi_c$ o processo de desaceleração passa a ser dominado por colisões com íons, até que as partículas rápidas sejam termalizadas.

Tempo de Desaceleração

O processo de desaceleração consiste na transferência de energia dos íons rápidos para as partículas do plasma por meio de colisões coulombianas. O tempo característico deste processo pode ser estimado pela solução da equação que descreve a taxa de variação da energia dos íons rápidos; $P = -d\xi_b/dt$. utilizando a equação 3.8 e 3.14 para reescrever a potência total transferida P (eq. 3.16), tem-se a seguinte equação diferencial:

$$\frac{d\xi_b}{dt} = -\frac{2}{\tau_{se}} \xi_b \Big(1 + \Big(\frac{\xi_c}{\xi_b}\Big)^{3/2}\Big) \tag{3.17}$$

com a solução temporal para a energia dos íons rápidos dada por

$$\xi_b = \xi_{b0}\left[e^{-3t/\tau_{se}} - \left(\frac{\xi_c}{\xi_{b0}}\right)^{3/2}(1 - e^{-3t/\tau_{se}})\right]^{2/3} \tag{3.18}$$

onde ξ_{b0} é o valor inicial para ξ_b. Efetivamente, a equação apresentada não é válida para pequenos valores de ξ_b. Mesmo assim, resolvendo para $\xi_b = 0$ nos fornece uma estimativa da ordem de grandeza do tempo necessário para que os íons rápidos termalizem, o chamado tempo de desaceleração τ_{sd} como mostrado na seguinte equação

$$\tau_{sd} = \frac{\tau_{se}}{3}\ln\left(1 + \left(\frac{\xi_{b0}}{\xi_c}\right)^{3/2}\right) \tag{3.19}$$

Este tratamento pode ser visto como uma primeira abordagem na tentativa de compreender o processo de desaceleração, onde o maior interesse é o cálculo dos perfis de deposição de potência dos íons rápidos para os íons e elétrons que compõe o plasma. Juntamente com medidas precisas dos perfis de densidade e temperatura, o conhecimento da distribuição radial de potência transferida para o plasma permite avaliar propriedades de confinamento energético e dos fenômenos de transporte que ocorrem no plasma. Essencialmente, é necessário para a compreensão do comportamento do plasma e sua predição, assim como a habilidade para aumentar a escala dos experimentos em fusão nuclear.

Perfis de Deposição de Potência

Para que se possa calcular os perfis de deposição de potência é necessário efetuar um tratamento numérico computacional capaz de seguir o movimento dos íons rápidos (como na figura 3.1) e sua variação de energia durante o processo de desaceleração. No que diz respeito ao tempo de computação, torna-se conveniente seguir o movimento de um conjunto de íons ao invés de cada íons separadamente. Além disso, é aceitável que o movimento Larmor (dos íons em torno das linhas de campo) seja simplificado pela descrição do movimento de um centro-guia do conjunto de partículas, pois as propriedades do plasma não variam significativamente num volume da ordem de grandeza equivalente ao raio de movimento de Larmor. Baseado nessas considerações,

pode-se descrever o processo de desaceleração de um conjunto se íons rápidos por uma equação que descreva o movimento do centro-guia desse conjunto. A taxa de variação da posição do centro-guia pode ser descrita pela seguinte equação:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_D \tag{3.20}$$

onde $\overrightarrow{v_{\parallel}}$ é a componente da velocidade dos íons paralela às linhas de campo magnético locais, e $\overrightarrow{v_D}$ representa a soma das velocidades de deslocamento dos íons (com relação a uma superfície magnética) devido a ∇B e à curvatura do campo magnético.

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = -\frac{1}{2}\mu(\nabla B)_{\parallel} \tag{3.21}$$

$$\mu = \frac{v_{\perp}^2}{B} = \text{CTE} \tag{3.22}$$

$$\mathbf{v}_D = 10^8(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{v^2})E_b\mathbf{B} \times \frac{\nabla B}{Z_b B^3} \tag{3.23}$$

Na equação 3.21, $(\nabla B)_{\parallel}$ é a componente de ∇B paralela ao campo magnético, e a equação 3.22 é a que descreve a conservação do momento magnético μ. Na equação 3.23 o parâmetro E_b é a energia do íon rápido e Z_b seu número atômico. Para descrever o movimento do centro-guia, levando em conta as colisões que ocorrem durante o processo de transferência de energia, é necessário resolver a equação completa de Fokker-Planck durante todo o período Δt correspondente ao processo de desaceleração. A influencia das colisões ao longo da trajetória é introduzida através do termo $\partial f/\partial t)_{coll}$ [14], que descreve a taxa de variação da função de distribuição ao longo do tempo.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\{v^3(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i})f\} + \frac{1}{E_b}\frac{\partial}{\partial v}\{v^2(\frac{T_e}{\tau_e} + \frac{T_i}{\tau_i})\frac{\partial f}{\partial v}\} + \nu_S\frac{\partial}{\partial \gamma}(1-\gamma^2)\frac{\partial f}{\partial \gamma} \tag{3.24}$$

onde, $f = f_{(\mathbf{x},\mathbf{v})}$ é a função de distribuição dependendo da posição $\mathbf{x}$ e da velocidade $\mathbf{v}$, sendo

$$\nu_S = 1.195 \times 10^{11} \frac{n_e Z_{eff} \ln \Lambda_e}{A_b^2 v^3} \tag{3.25}$$

$$\gamma = \frac{v_\parallel}{v} \tag{3.26}$$

Com o intuito de tratar o problema com os perfis de densidade e temperatura que caracterizam o plasma, sem a necessidade de aproximações com valores médios para essas variáveis, pode-se trabalhar com o tempo característico de colisão com íons e com elétrons, respectivamente τ_e e τ_i, dados segundo as equações a seguir (Ref. [14]):

$$\tau_e = \frac{3.16 \times 10^8 A_b T_e}{n_e Z_b^2 \ln \Lambda_e} \tag{3.27}$$

$$\tau_i = \frac{E_b^{3/2}}{1,804 \times 10^{-7} n_e \langle Z \rangle A_b^{1/2} Z_b^2 \ln \Lambda_i} \tag{3.28}$$

onde A_b é o número de massa do íon, $\langle Z \rangle = \sum_k f_k Z_k^2 / A_k$, e $\ln\Lambda_{e,i}$ pode ser dado pela fórmula de Spitzer, para satisfazer condições de plasma distintas, nas distintas regiões por onde os íons rápido passam

$$\ln \Lambda_e = 25,3 - 1,15 \log_{10} n_e + 2,35 \log_{10} T_e - \ln Z_b$$

$$\ln \Lambda_i = \ln \left(7,7 \times 10^{10} T_e^{1/2} (T_i + E_b) / n_e^{1/2} \right)$$

com $T_{e,i}$ e E_b em eV. Com a solução da equação completa de Fokker-Planck, e tendo $f_{(\mathbf{x},\mathbf{v})}$ evoluindo durante o tempo característico τ_{sd}, tem-se a informação sobre a probabilidade de encontrar um conjunto de íons em uma determinada posição, com determinada velocidade. Integrando-se $n_{fi} f_{(\mathbf{x},\mathbf{v})}$ sobre um volume diferencial dV, tem-se o número de partículas em uma determinada posição $\mathbf{x}$ com a velocidade característica $\mathbf{v}$. A variação da velocidade paralela de um conjunto de partículas entre os passos de integração, representam a energia depositada em um certa região coberta pelo conjunto de íons rápidos. Como a energia crítica pode ser calculada para cada n_e e T_e, é possível quantificar a fração de energia sendo transferida para íons e elétrons em cada região. Desta maneira, resolvendo as equações radialmente, os perfis de potência transfe-

rida para íons e elétrons podem ser calculados. Particularmente, este é o procedimento computacional no código FAFNER utilizado durante o presente trabalho.

3.4 Perdas Energéticas no Sistema de IPN

Para os sistemas de injeção de partículas neutras aplicados com o objetivo de aquecimento ou de induzir corrente, nem toda a potência disponível no feixe é efetivamente transferida para o plasma. Vários processos podem gerar perdas energéticas do feixe, atenuando a potência disponível e, mesmo depois das partículas do feixe terem sido absorvidas (ionizadas), podem ocorrer perdas associadas aos íons rápidos que deixam o plasma antes de transferir sua energia. A compreensão e a quantificação de todas as perdas energéticas envolvidas é de extrema importância para que seja possível calcular a potência transferida para o plasma. Além disso, computar o numero e a energia das partículas que deixam o plasma também permite quantificar a produção de impurezas, pois as partículas que colidem com as paredes ou os escudos de proteção do vaso de vácuo, causam liberação significativa de impurezas por processos de dessorção de materiais (presentes na superfície atingida) e também via sputtering (erosão do material atingido). Em geral, a potência perdida está diretamente ligada à energia das partículas que compõe o feixe, a região de absorção, e a eficiência da configuração magnética em manter os íons rápidos confinados por tempo suficiente durante o processo de desaceleração. Dessa maneira, o local de formação e a orbita dos íons rápidos devem ser conhecidos para que se possa estimar as perdas energéticas por meio de ferramentas computacionais como o código FAFNER. Nas próximas linhas, os principais mecanismos de perdas serão apresentados e discutidos.

Perdas por Não Ionização do Feixe P_{shine}

Durante o projeto de um sistema de IPN, um dos primeiros parâmetros a ser calculado é a fração do feixe não-absorvida (não-ionizada) pelo plasma, e que depende majoritariamente da densidade do plasma. A fração não-absorvida do feixe termina chocando-se com as paredes internas do vaso de vácuo, causando

sputering e até mesmo derretimento dos componentes. Pode-se estimar a fração não absorvida do feixe considerando-se um plasma puro e e baseado em seções de choque já bem documentadas da física atômica. Da equação 3.5 é possível escrever:

$$\frac{I}{I_0} = \sum_i \exp(-\int n\, dl\, \sigma_{i\Sigma}) \tag{3.29}$$

onde a integral sobre dl considera o caminho total L do feixe passando pela coluna de plasma, a soma sobre i representa a contribuição de todo o espectro de energia que compõe o feixe (E_b, $E_b/2$, $E_b/3$), e I/I_0 representa a fração de potência injetada que não é absorvida. A fração não ionizada do feixe é uma grandeza de extrema importância nas aplicações em IPN, e pode tornar-se um fator limitante em caso de plasmas com densidade relativamente baixas ou maquinas (tokamaks ou stellarators) de pequeno porte, onde a fração não ionizada do feixe é muito grande. Tal perda pode representar de 2% a 8% da potência total injetada (dependendo da fonte) em tokamaks como o ASDEX Upgrade.

Perdas por Troca de Carga P_{cx}

Durante o processo de desaceleração (ver seção 3.3) os íons rápidos podem interagir com partículas neutras presentes no plasma, e neutralizarem-se por processo de troca de carga, deixando o sistema antes de transferir a energia que carregam. De maneira similar ao processo de ionização, a taxa de neutralização é governada pela grandeza $\langle\sigma\rangle_{cx} \upsilon n_o$, onde n_o é a densidade das partículas neutras em uma determinada região do plasma. Claramente, após a neutralização tais partículas podem ser ionizadas e novamente confinadas no torus. Por essa razão as perdas por troca de carga tem dependências bastante complexas e tendem a tornar-se menores com o aumento da temperatura e densidade eletrônica, não somente devido ao fato da densidade de partículas neutras diminuir, mas também pela maior probabilidade de re-ionização destas. Particularmente, a neutralização dos íons rápidos ocorre com maior importância na região de borda onde o perfil de densidade de partículas neutras $\mathrm{n}_0(r)$ é mais expressivo.

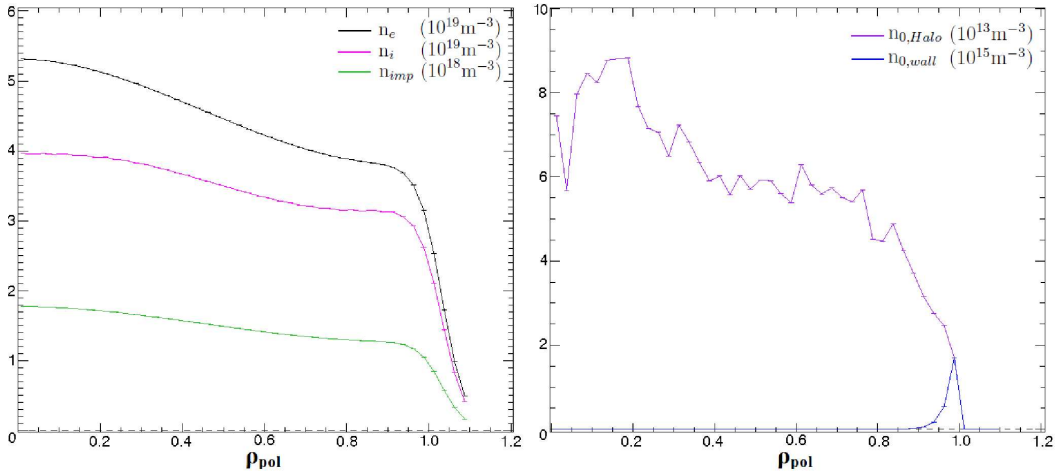


FIGURA 3.3: Perfis de densidade iônica, eletrônica e de impurezas (esquerda). Perfil de densidade de partículas neutras na região do feixe (halo), e na região da borda (direita). ASDEX Upgrade, disparo 25800 t=2,35s ; Injeção de D com as fontes NBI-3 e NBI-5. Cálculos realizados pelo FAFNER.

Além disso, a própria presença do feixe carregando partículas para o plasma, cria o que é conhecido como região 'halo', com perfil de partículas neutras representado por $n_{halo}(r)$; É uma região onde há concentração expressiva de partículas neutras devido aos íons térmicos do plasma que neutralizam-se por troca de carga com as partículas neutras do feixe. A figura 3.3 (direita) mostra o perfil de partículas neutras na região da borda (linha azul completa) e $n_{halo}(r)$ (em roxo), resultados de cálculos com o código FAFNER. Este caso em específico representa um injeção de D em plasma de D no tokamak ASDEX Upgrade, com duas fontes injetoras de $2,5$ MW cada.

A probabilidade de neutralização dos íons rápidos aumenta com τ_{sd} (tempo de desaceleração eq. 3.19), pois quanto mais tempo os íons rápidos levam para transferir sua energia, maior é a chance de que ocorra um processo de troca de carga. Usualmente, tal mecanismo de perda não é uma das preocupações mais importantes pois a densidade de partículas neutras n_0 tende a ser baixa em plasmas quentes. Geralmente, tais perdas representam menos de 1% da potência total injetada P_{tot} no tokamak ASDEX Upgrade.

Perdas Orbitais P_{ol}

Uma perda orbital ocorre quando a trajetória de um íon rápido cruza a borda do plasma (separatrix). Depois de atravessar a borda, a partícula não pode ser recuperada, e sua energia é perdida. Tal mecanismo de perda é intrinsecamente relacionado com a região onde os íons rápidos são formados, a geometria de injeção e a eficiência de confinamento da configuração. Em particular, quanto maior a absorção do feixe na região da borda, maiores serão as perdas orbitais (ou seja, casos de maior densidade do plasma ou menor energia do feixe E_b).

Com o intuito de estimar as perdas orbitais, uma parametrização pode ser efetuada levando em conta a densidade eletrônica na região da borda $n_{e,sep}$, pois a absorção do feixe é bastante sensível a variações de densidade nessa região (eq. 3.5). O equilíbrio magnético também desempenha papel importante, pois o deslocamento orbital Δ (eq. 3.7) depende da magnitude dos campos magnéticos, reduzindo as perdas conforme aumenta a intensidade do campo (aumenta a eficiência de confinamento).

No tokamak ASDEX Upgrade, operando com $B_T = 2,4$ T e $\overline{n}_e = 6 \times 10^{19}$ m^3 as perdas orbitais podem representar 10% da potência total injetada (caso de co-injeção, passando pelo eixo magnético NBI-8) o que é bastante expressivo considerando-se 2.5 MW de potência em cada feixe.

Perdas na Sombra do Limitador P_{SOL}

A região do plasma conhecida como sobra do limitador (SOL-scrape-off layer), abrange o espaço que vai da última superfície fechada de fluxo magnético (separatrix) até o vaso de vácuo (ver a seguir, figura 3.5), e é caracterizada por possuir linhas de campo magnético abertas. Na região da sombra, ambos os perfis n_e e n_i tem decaimento bastante acentuado: de $\approx 10^{19}$ m^{-3} na separatrix, até zero no vaso de vácuo. Desta maneira, as partículas neutras do feixe injetado podem ser ionizadas, e os íons rápidos gerados nessa região rapidamente movem-se para o divertor, seguindo as linhas de campo abertas, e caracterizando um mecanismo de perda. Tal mecanismo está diretamente relacionado com os perfis de densidade iônica e eletrônica na região da sombra, sendo a taxa de ionização ν dada por $\nu = \langle \sigma \upsilon \rangle_{cx} n_i + \langle \sigma \upsilon \rangle_i n_i + \langle \sigma \upsilon \rangle_e n_e$. No caso

do tokamak ASDEX Upgrade, o cálculo das perdas na sombra do limitador é bastante relevante, pois podem representar $5-10\%$ da potência total injetada.

Perdas devido as Ondulações do Campo Magnético P_{rip}

Basicamente, a perda energética em questão é governada pelo mecanismo de reflexão dos íons rápidos devido a presença de espelhos magnéticos locais, formados entre duas bobinas de campo toroidal. Partículas que não possuem componente paralela da velocidade suficientemente grande, podem ficar presas em tais espelhos magnéticos e serem perdidas devido a seu movimento de deslocamento vertical. Por este motivo, evita-se cenários com geometria de injeção onde o feixe está perfeitamente perpendicular ao plasma, de modo que todas as partículas injetadas tenham uma componente paralela da velocidade ($v_{\parallel}$) suficientemente grande. Em particular, no experimento ASDEX Upgrade, as perdas por ondulação do campo giram em torno de $5-7\%$ dependendo da geometria de injeção.

3.5 O Código Computacional FAFNER

O FAFNER é um código baseado em estrutura Monte Carlo, utilizado para modelagem sistemas de injeção de partículas neutras em plasmas confinados toroidalmente, e pode ser adaptado para diferentes geometrias de plasma e de campo magnético. Após a ionização dos átomos neutros que compões o feixe, o caminho dos íons rápidos é seguido até que eles termalizem ou sejam perdidos.

3.5.1 Descrição do Código

O código permite acoplar sub-rotinas que considerem efeitos de transporte ou de equilíbrio magnético, viabilizando o cálculo de todas as perdas e dos perfis radiais de deposição de potência no plasma. Nas seguintes seções o esquema computacional é descrito.

Cálculos da Linha do Feixe

Uma parte do código é responsável pelos cálculos envolvendo a linha de feixe. Ele descreve o sistema que é utilizado desde a fonte de íons térmicos até a injeção das partículas neutras no plasma, e leva em consideração a geometria de cada feixe de partículas. Em caso de injeção de átomos do tipo hidrogênio (H, D, T), o usuário do código precisa especificar a fração η_k (com $K = 1$ - 3) de íons, que deixam a porta do sistema de IPN com as energias E_b, $E_b/2$ e $E_b/3$ (veja seção 3). Além disso, o usuário também precisa especificar a potência total injetada P_{tot}, que corresponde à potência do feixe medida na saída da linha de injeção, dada pelo diagnóstico NIS (Neutral Injection Summary: Injected Power/Beam Parameters) no caso do ASDEX Upgrade. Trabalhando dessa maneira, todas as perdas possíveis que possam ter ocorrido desde a potência alimentada nas fontes de íons térmicos, já estão implicitamente consideradas, e não precisam ser calculadas pelo código. Entre elas: a eficiência da fonte de íons, da câmara de neutralização, re-ionização entre o neutralizador e o plasma, e a colisão das partículas com as bordas de dutos e limitadores.

A fração de potência associada a cada energia do feixe é então computada $p_k = P_{tot}\eta_k$. Basicamente, o feixe principal é uma mistura de três feixes com energias distintas, e potências disponíveis p_k diferentes. Esta seção do código também providencia a escolha randômica da posição inicial das partículas neutras emergindo das portas do sistema de IPN (aplicando técnica Monte Carlo adaptada aos dados de entrada fornecidos). Isso tem grande importância nas seções posteriores do código onde a deposição do feixe é calculada, e depende do caminho percorrido pelas partículas neutras desde de sua posição inicial.

Descrição do Plasma

A descrição do plasma em um certo instante de tempo durante o disparo, permite computar sua interação com um feixe de partículas neutras. Parâmetros geométricos que especificam o plasma confinado num vaso toroidal são previamente fornecidos, e o código considera temperatura e densidade constantes em toda uma superfície de fluxo magnética. A configuração do equilíbrio magnético, bem como os perfis $n_e(r)$, $T_e(r)$, $T_i(r)$ devem ser fornecidos pelo

usuário. No experimento ASDEX Upgrade, o equilíbrio é calculado por uma rotina chamada CLISTE [20] que providencia as informações necessárias sobre as superfícies de fluxo.

No que diz respeito às espécies que compõe o plasma, a densidade de cada um (incluindo as impurezas) é definida como fração f_j da densidade eletrônica n_e, e é fornecida pelo usuário. Finalmente, a densidade iônica total é dada por $n_i = \sum_j n_j$. O Z_{eff}, representando a carga média de todas as espécies carregadas presentes, é considerada constante ao longo da direção radial, e é calculado como:

$$Z_{eff} = \sum_j \frac{n_j Z_j^2}{n_e} \tag{3.30}$$

Outro ponto bastante relevante é a determinação da densidade de fundo das partículas neutras no plasma. É importante, principalmente, para o cálculo das perdas energéticas do feixe na região de borda, onde a densidade de partículas neutras é mais expressiva e possui maior contribuição no mecanismo de perda por troca de carga. O perfil de densidade de partículas neutras na região de borda é uma quantidade bastante problemática a ser medida diretamente em todos os disparos, e é então definida pelo usuário por uma aproximação. Um valor inicial deve ser especificado para a densidade de partículas neutras na separatrix, e considera-se um decaimento exponencial ao longo da direção radial (o expoente do decaimento exponencial também é escolhido pelo usuário). Usualmente, no ASDEX Upgrade a densidade de partículas neutras na separatrix está em torno de $1,6 \times 10^{15} \mathrm{m}^{-3}$, sendo o valor especificado no FAFNER.

Perfis de Deposição dos Íons Rápidos

Com relação aos perfis de deposição dos íons rápidos, as condições iniciais para os cálculos são fornecidas pela seção do código que descreve a linha do feixe (posição inicial das partículas neutras deixando a porta de injeção). Esta parte do código envolve a avaliação do caminho livre médio das partículas neutras no plasma, diretamente relacionada à probabilidade de ionização dos átomos que compõe o feixe, e tem o objetivo de mapear a posição onde os íons rápidos são formados. O código seleciona a superfície de fluxo magnético mais próxima

de um certo conjunto de partículas do feixe, e desta maneira fica definida as condições de n_e, T_e e configuração magnética com que interagem. Além disso, esta seção do código avalia qual a fração não ionizada do feixe passa diretamente pelo plasma e deposita sua energia nas paredes mais internas do vaso de vácuo; Tal parâmetro é importante para avaliar a eficiência de absorção e também permite estimar o fluxo de impurezas alimentando o plasma devido a 'sputtering' e dessorção dos material da parede.

As coordenadas iniciais dos átomos que emergem da fonte são determinadas de modo que cada átomo fica numa superfície cilíndrica definida pela região mais externa da borda do plasma. Um algorítimo Monte Carlo é então utilizado para computar a posição radial em que a partícula neutra é ionizada dentro da coluna de plasma (para cada uma das diferentes energias que compõe o feixe), tanto por impacto com íons ou elétrons, ou troca de carga. Isso depende da chamada taxa efetiva de reação (ou ionização) $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$ que leva em conta a ionização de átomos no estado fundamental e excitado. Uma discussão mais detalhada a respeito desta questão está presente no apêndice B. A deposição de íons rápidos no plasma é descrita pelo seguinte conjunto de equações:

$$F_S = \int f_{(x_i,v_i)} \exp\left(-\int_0^x \frac{1}{\lambda_{(x_p,v_i)}} dl\right) dx_i dv_i \tag{3.31}$$

onde F_S representa o fluxo de partículas neutras cruzando uma superfície de fluxo magnética, $f_{(x_i,v_i)}$ é a *função fonte* de partículas neutras (definindo sua posição inicial) descrita na seção do código que trata da linha de feixe, e $\lambda_{x_p v_i}$ é o caminho livre médio para uma colisão que resulta em ionização da partícula do feixe, dependendo da velocidade e de sua posição no plasma (desta forma, implicitamente há dependência em relação às taxas de reação $\langle \sigma \upsilon \rangle$ que são definidas pelas condições locais do plasma e pela energia do feixe). A integral em *dl* representa uma integração ao longo do caminho percorrido por cada conjunto de partículas neutras, do seu ponto de origem até sua interseção com uma superfície de fluxo. O caminho livre médio é definido como:

$$\lambda = \frac{v}{\nu_B} \tag{3.32}$$

Para caso em que apenas os átomos em estado fundamental são considera-

dos, a taxa de ionização ν_B é dada por:

$$\nu_B = \langle \sigma \upsilon \rangle_e n_e + \sum_k (\sigma_i^k + \sigma_{cx}^k) v n_i^k \tag{3.33}$$

onde $\langle \sigma \upsilon \rangle_e$ representa a taxa de ionização das partículas no estado fundamental por impacto com elétrons do plasma. Da mesma maneira $\sigma_i^k v$ e $\sigma_{cx}^k v$ representam as taxas de ionização por processo de impacto com íons e troca de carga. Aqui aparece o ponto chave para o desenvolvimento do presente trabalho, e assunto delicado com respeito à tecnologia de IPN. As partículas neutras injetadas no plasma podem ser induzidas a n estados excitados devido a interação íons e elétrons térmicos do plasma. Tais partículas neutras excitadas podem ser ionizadas mais facilmente, pois a energia necessária torna-se menor. Assim, a fim de atingir uma descrição realista dos perfis de potência depositados no plasma, é de extrema importância o cálculo da população de átomos excitados no feixe, e a taxa de ionização dessas espécies, que aumenta proporcionalmente com a densidade do plasma, podendo tornar-se bastante relevante.

Com o objetivo de considerar a contribuição dos átomos excitados para a absorção do feixe, uma taxa de reação efetiva $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$ deve considerar todos os processos possíveis de ionização. Dessa maneira, deve incluir a ionização por impacto iônico, eletrônico e troca de carga com átomos neutros no estado fundamental e excitado. O cálculo da população de átomos excitados no feixe e os coeficientes de reação relacionados às espécies excitadas são incluídos através de um banco de dados adicional chamado ADAS (Atomic Data and Analyses Structure), e é discutido em detalhes no apêndice B.

Potência Transferida para o Plasma

O código FAFNER considera o movimento do centro-guia de um conjunto de íons rápidos que desenvolvem trajetória de Larmor ao longo das linhas de campo magnético. Os perfis de deposição são calculados baseando-se na solução da equação completa de Fokker-Plank durante o processo de desaceleração dos íons rápidos (ver seção 3.3), pois o princípio básico de transferência de energia são as colisões entre os íons rápidos e as partículas que compõem o

plasma. O método Runge-Kutta de segunda ordem é utilizados para resolver a equação de movimento dos centros-guia; calculando a posição (eq. 3.20) e a componente paralela da velocidade (eq. 3.21) [14]. Baseado nisso, e levando em conta os possíveis mecanismos de perdas energéticas, o cálculo da densidade de potência transferida para íons e elétrons do plasma é realizado.

Dados de Entrada e Saída do FAFNER

Para o cálculo da energia depositada no plasma, é necessário especificar as condições do plasma e os parâmetros que caracterizam o feixe em um certo instante do disparo. No que diz respeito à descrição do plasma, o usuário precisa fornecer os perfis de T_e, T_i, n_e, n_i, a configuração magnética, especificar as principais espécies que compõe o plasma como fração da densidade eletrônica, e especificar a densidade de partículas neutras na borda (separatrix). A descrição do feixe requer que o usuário forneça: a espécie injetada, a potência, o espectro de energia que compõe o feixe, e a fração do feixe com cada uma das energias especificadas (no caso de injeção de hidrogênio ou seus isótopos, fornecer as frações do feixe com as energia E_b, $E_b/2$ and $E_b/3$.

Como dados de saída do código, pode-se acessar os perfis de densidade de potência transferida aos íons rápidos P_{fi} (in $\mathrm{W/m^{-3}}$), o perfil de densidade de potência entregue aos íons P_i e elétrons P_e, e a potência total entregue ao plasma; representada pela soma dos perfis de P_e e P_i. Outro perfil calculado é o *halo* do feixe, representado a densidade de partículas neutras geradas no plasma devido a interação das partículas do feixe e as partículas térmicas do plasma. Além disso, é possível acessar o perfil de densidade das impurezas e das partículas neutras na região de borda e na sobra do limitador. A energia térmica do plasma W_{th}, armazenada no volume correspondente dV_j, é calculada local e diretamente a partir dos perfis de n_e, T_e e T_i, que são providenciados pelo usuário como dado de entrada

$$W_{th,j} = n_{e,j} T_{e,j} dV_j + \sum_k n_{i,j}^k T_{i,j}^k dV_j \tag{3.34}$$

onde j é o índice para posição, k para a espécie dos íons e dV_j representa o volume infinitesimal compreendido entre duas superfícies de fluxo magnéticos

j e $j-1$. Outras quantidades que são dados de saída dos cálculos realizados pelo FAFNER são as perdas de potência. Elas são calculadas como fração da potência total injetada P_{tot}, e por fim, descontando-se as perdas, o usuário pode acessar a potência efetiva entregue ao plasma P_{net}, dada por:

$$P_{net} = (P_{tot} - P_{shine} - P_{SOL} - P_{CX} - P_{ol} - P_{rip}); \tag{3.35}$$

Também é possível acessar a energia armazenada nos íons rápidos W_{fi} como fração da energia térmica total w_{th}, e a fração da potência total transferida para íons e elétrons; f_e f_i.

3.6 Aparato Experimental

Com relação ao aparato experimental do qual dependia o trabalho no Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik descreve-se o tokamak ASDEX Upgrade (AUG), o sistema de injeção de partículas neutras e o principais diagnósticos envolvidos, que forneciam os parâmetros necessários ao cálculo dos perfis de densidade de potência depositada no plasma.

3.6.1 Tokamak ASDEX Upgrade

ASDEX Upgrade designa Experimento com Divertor Axial Simétrico (Axial Simetric Divertor Experiment). É considerado um experimento de grande porte, projetado para geração de plasmas com geometria-D. Seus principais objetivos de funcionamento são o aprimoramento dos cenários de operação de reatores com divertor e paredes compostos unicamente por Tungstênio, estudos de mitigação e controle dos modos localizados na região de borda (ELMs Edge Localized Modes), e consolidação de operação nos regimes de alto-confinamento (H-mode). Todos os esforços associados a este projeto estão direcionados ao preparo e acúmulo de conhecimento que darão suporte aos futuros experimentos ITER e DEMO. Alguns parâmetros técnicos do experimento ASDEX Upgrade estão relacionados na tabela a seguir.

Dados Técnicos	
Duração do Pulso	10s
Potência Total Disponível para Aquecimento:	27 MW
Aquecimento Ohmico	1 MW
Injeção de Partículas Neutras	20 MW (com D)
Energia das Partículas Injetadas	42 - 93 keV
Aquecimento Íon-Ciclotron	6 MW (30 - 120 MHz)
Aquecimento Elétron-Ciclotron	$4 \times 0,5 MW (140 GHz)$
	$4 \times 1 MW (105/140 GHz)$
Tempo de Confinamento de energia τ_e	$\approx$ 20-80ms

O plasma é controlado por um sistema de 12 bobinas verticais e sua forma elíptica característica é mantida por um ponto-X (onde o campo magnético poloidal é nulo) ligeiramente acima do divertor. O campo toroidal é mantido por um conjunto de 16 bobinas simetricamente distribuídas no torus, e geralmente é constante durante todo o disparo. No entanto, este campo pode ser variado no tempo caso uma configuração magnética transiente seja necessária para os estudos de confinamento. Duas bobinas de campo vertical estão posicionadas próximas ao vaso de vácuo para ajuste rápido da posição vertical da coluna de plasma. A configuração descrita é controlada em tempo real baseado em um conjunto de bobinas de diagnóstico que permitem a analise da posição e forma do plasma. O sistema de controle tem capacidade de corrigir a corrente nas bobinas de campo, com o objetivo de que sejam atingidas posição e forma desejada para o plasma em estudo. Na tabela a seguir, estão reunidas informações que caracterizam os principais parâmetros do plasma em um cenário típico de operação do tokamak ASDEX Upgrade.

Parâmetros Típicos do Plasma	
Raio Maior R_0	1,65 m
Raio Menor a	0,5 m
Elipticidade b/a	$\approx$ 1,6
Triangularidade	$\leq$ 0,5
Tipos de Plasma	H, D, He
Volume do Plasma	14 m^3
Campo Magnético B_T Máximo	3,1 T
Densidade Eletrônica	$\approx 10^{20}$ m^{-3}
Corrente de Plasma	0,4 - 1,6 MA
Temperatura do Plasma	até 10 keV

O tokamak ASDEX Upgrade geralmente opera com plasma de deutério, sendo a Injeção de Partículas Neutras de Deutério (IPN-D) a principal forma de aquecimento. Para este esquema de operação usual, os perfis de deposição de energia do feixe, ao longo da direção radial, foram extensivamente documentados por meio de cálculos com o código computacional FAFNER. Formulas gerais para os principais parâmetros relacionados à potência depositada e confinamento dos íons rápidos foram desenvolvidas e são rotineiramente utilizadas.

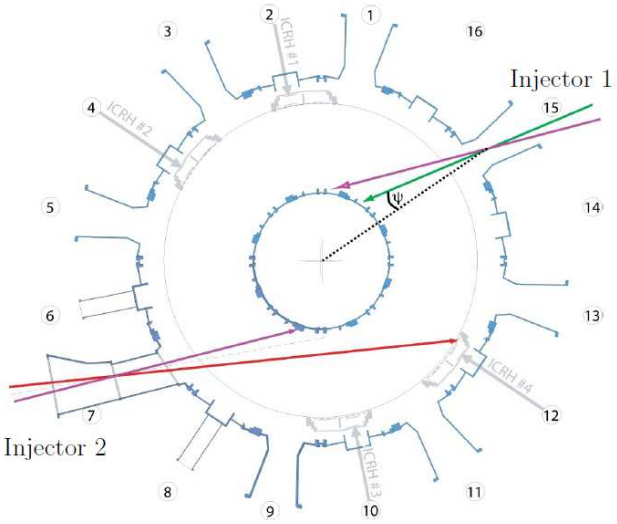
No entanto, plasmas de Hélio aquecido por injeção de hidrogênio (IPN-H) e deutério (IPN-D), ocasionalmente são utilizados no ASDEX Upgrade. Uma das motivações para estudo desse cenário reside na possibilidade de operação do ITER com plasma de hélio, ao menos na fase inicial de baixa ativação. Tal escolha permitiria comissionar os sistemas de controle e diagnóstico sem a necessidade de ativação radioativa das estruturas que compõe o reator, já que as taxas de fusão nuclear seriam mínimas. Até então, a documentação da deposição de potência por IPN em plasma de Hélio no tokamak ASDEX Upgrade ainda não havia sido realizada. O conhecimento do perfil radial da potência disponível para o aquecimento do plasma é essencial na avaliação de propriedades de confinamento de energia e de transporte, e permite compreender o comportamento do plasma.Baseado numa seleção de disparos com plasmas de

deutério e hélio, uma série de cálculos com o FAFNER foi realizada, e uma grande base de dados foi gerada e analisada.

Na primeira fase, dependências básicas do aquecimento do plasma com relação aos perfis de temperatura eletrônica (T_e) e densidade eletrônica (n_e) foram investigadas. Em seguida, o principal objetivo consistiu em viabilizar no FAFNER, o uso de uma nova base de dados chamada ADAS. Esta, contém tabelas com coeficientes de atenuação do feixe $\langle\sigma\nu\rangle_i$, permitindo levar em conta a presença de átomos excitados no feixe de partículas neutras quando da interação com o plasma. A terceira fase envolvia a comparação da densidade de potência depositada em plasmas de deutério e hélio, calculadas com a versão padrão do código (onde os $\langle\sigma\nu\rangle_i$ são calculados baseados no modelo conhecido como Fremman /Jones [15], e considera-se que o feixe de partículas neutras é composto apenas de átomos no estado fundamental) e com a nova versão do código (onde a base de dados ADAS é empregada, permitindo uma abordagem mais realista por considerar a presença de partículas excitadas no feixe). A última fase do trabalho foi dedicada à validação das formulas que são utilizadas atualmente para o cálculo do tempo total de confinamento de energia, no diagnóstico TOT do tokamak ASDEX Upgrade. O objetivo era verificar a precisão dos diagnósticos, comparados a resultados do FAFNER, em caso de disparos com hélio.

3.6.2 IPN no ASDEX Upgrade

O experimento ASDEX Upgrade está equipado com um sistema de aquecimento por IPN bastante flexível, permitindo tanto o aquecimento quanto a indução de corrente sobre e fora do eixo, e consiste de dois injetores principais. Cada linha de injeção é equipada com quatro fontes do tipo JET PINI, e estão localizadas no setor 7 e 15 do AUG.



Injector	Source	ψ
1	NBI-1	10,9°
	NBI-2	19,1°
	NBI-3	19,1°
	NBI-4	10,9°
2	NBI-5	14,8°
	NBI-6	23,0°
	NBI-7	23,0°
	NBI-8	14,8°

FIGURA 3.4: Vista toroidal da distribuição dos feixes no AUG.

Dois feixes de cada injetor são mais radiais, 10.9°-14.8° com respeito à direção perpendicular, e os dois feixes restante de cada injetor são mais tangenciais, 19.1°-23.0° com respeito à direção perpendicular (ver figura 3.5). As quatro fontes do injetor 1 operam a 46 kV para H e 60 kV para D; E as quatro fontes do injetor 2 operam a 72 kV para H e 93 kV para D. A potência atual de cada fonte é de 2,5 MW em caso de D e 1,5 MW em caso de H. A geometria de distribuição dos feixes está representadas nas visões poloidal e toroidal, respectivamente figuras 3.4 e 3.5.

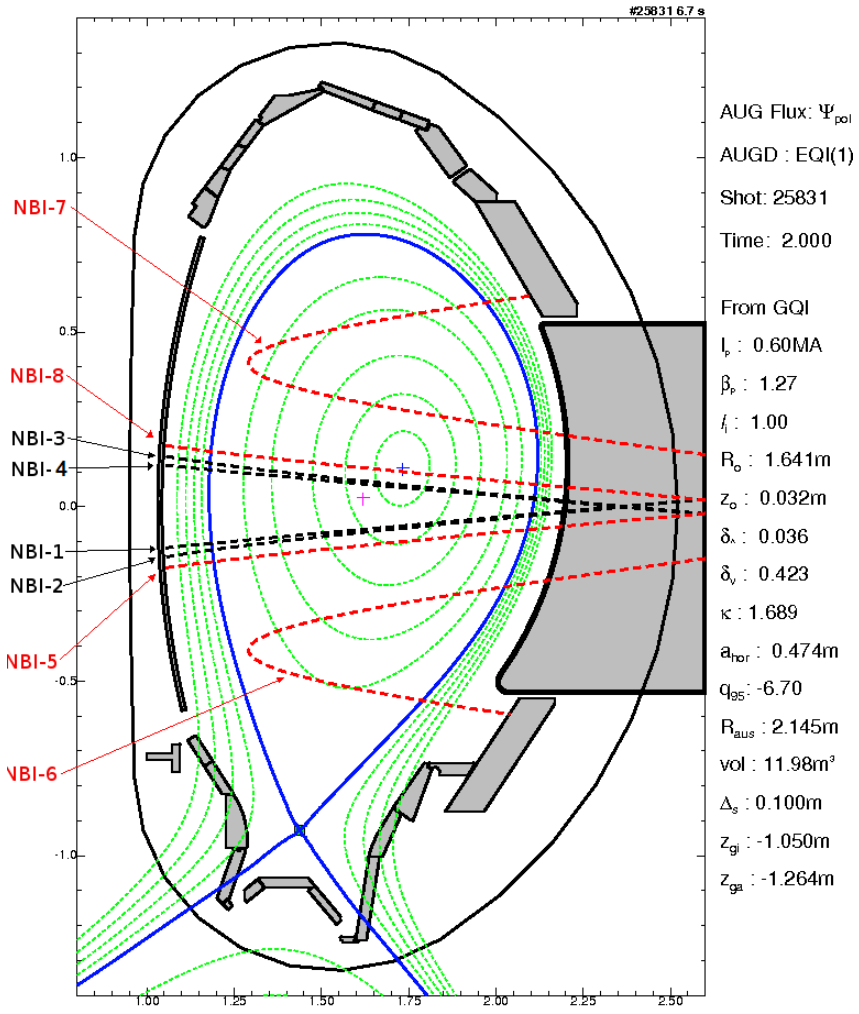


FIGURA 3.5: Visão poloidal da distribuição dos feixes, e superfícies de fluxo magnético para condição típica de equilíbrio no AUG. A linha pontilhas em preto representa o injetor 1, e em vermelho o injetor 2. Pontilhada em verde estão as superfícies de fluxo, e a linha cheia azul representa a borda do plasma. A cruz azul no centro das superfícies de fluxo é o eixo magnético, e a cruz rosa é o eixo geométrico.

Outra importante característica do sistema de IPN é o espectro de energia (E_b, $E_b/2$, $E_b/3$) das espécies injetadas, que variam de acordo com a voltagem de extração U_{ex}. O próximo gráfico (fig. 3.6) mostra a porcentagem da potência total injetada dividida nas frações energéticas, de acordo com a voltagem de extração para todos os casos possíveis: Injeção de H ou D com injetores 1 e 2.

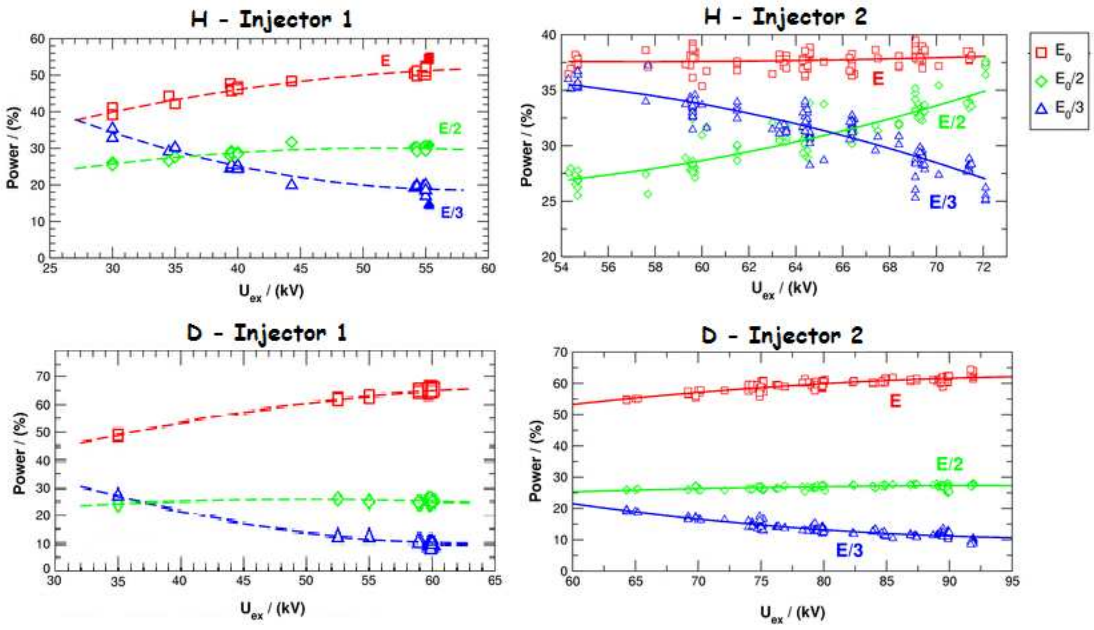


FIGURA 3.6: Espectro de energia expresso em porcentagem da potencia total, correspondente a cada voltagem de extração. Na parte superior: Injeção de H com injetores 1 e 2; E abaixo, injeção de D com injetor 1 e 2.

A tabela 3.1 mostra as frações de energia do feixe para cada injetor e espécie injetada, considerando os cenários mais típicos de injeção de partículas no tokamak ASDEX Upgrade.

TABELA 3.1: Fração de energia do feixe para cada injetor e espécie injetada.

Injeção	Injetor	$U_{ex\ (kV)}$	E_b	$E_b/2$	$E_b/3$
H	1	46	0.49	0.30	0.21
	2	72	0.38	0.35	0.27
D	1	60	0.668	0.254	0.078
	2	93	0.631	0.283	0.086

Tais informações são importantes pois uma fração significativa da potência do feixe é injetada com energia menor, o que compromete a penetração do feixe e aumenta as perdas orbitais. Essas frações são consideradas durante os cálculos dos perfis de deposição de potência, obtendo-se descrição realista do processo de deposição de energia no plasma.

3.6.3 Tempo de Confinamento; Análise TTH&TOT

O tempo total (global) de confinamento de energia (τ_{tot}) é um importante parâmetro em fusão nuclear. É um dos termos no critério de Lawson, assim um dos parâmetros críticos que determinam se a energia produzida pelas reações de fusão nuclear seria suficiente para manter a queima do plasma (sem considerar as perdas energéticas [5]). É dado pela relação entre a energia total armazenada no plasma e a potência necessária para mante-lo aquecido em certa condição de operação:

$$\tau_{tot} = \frac{W_{mhd}}{P_{tot}} \tag{3.36}$$

onde a potência total injetada é escrita como:

$$P_{tot} = P_{OH} + P_{NBI} - P_{shine} + P_{ICP} + P_{ECS} - dW/dt \tag{3.37}$$

sendo que dW/dt representa a taxa de variação da energia armazenada no plasma, P_{OH} representa a potência do aquecimento Ohmico, P_{ECS} o aquecimento por ondas elétron ciclotron, P_{ICP} o aquecimento ondas íon ciclotron e P_{NBI} o aquecimento por IPN. A energia total do plasma é escrita como: $W_{mhd} = W_{th} + W_{fi}$, onde W_{fi} é a energia armazenada nos íons rápidos, e W_{th} é a energia térmica do plasma.

$$W_{th} = \frac{3}{2} \int n \left(T_e + T_i\right) dV \tag{3.38}$$

Nem toda a potência injetada é absorvida pelo plasma. A potência efetivamente transferida para o plasma P_{net}, que leva em conta a potência total injetada e todas as perdas de potência, é escrita como:

$$P_{net} = P_{OH} + (P_{NBI} - P_{shine} - P_{SOL} - P_{CX} - P_{ol} - P_{rip}) + P_{ICP} + P_{ECS} - dW/dt \tag{3.39}$$

Baseado nesses parâmetros, outra variável conhecida como tempo térmico de confinamento de energia τ_{th}, dependendo majoritariamente da energia térmica do plasma (W_{th}) e da potência efetiva transferida para o plasma (P_{net}), pode

ser escrita como:

$$\tau_{th} = \frac{W_{th}}{P_{net}} \tag{3.40}$$

O τ_{th} é um dos parâmetros no critério de ignição, logo uma das maiores preocupações para física de tokamaks, pois considera um cenário mais realista onde a potência produzida pelas partículas-α seria suficiente para sobrepor as perdas energéticas e sustentar a queima do plasma (sec. 1.2). No ASDEX Upgrade, uma análise (diagnóstico secundário) do tempo térmico e total de confinamento de energia, τ_{th} e τ_{tot}, é realizada em tempo real para cada disparo, e é baseada em um banco de dados gerado pelo FAFNER (com modelo F&J$_{gs}$ para as seções de choque).

O diagnóstico chamado TOT proporciona uma estimativa do parâmetro τ_{tot} baseada em equações que levam em consideração a temperatura média ($T_{e,av}$), densidade média ($n_{e,av}$), a energia total do plasma W$_{mhd}$, e a estimativa das perdas de potência do feixe (para estimar P_{net}). A $T_{e,av}$ é levada em consideração para a avaliação do tempo global de desaceleração τ_s. Como sabe-se, a coluna de plasma apresenta perfis de densidade e temperatura, assim, para um dado íon rápido, cada região é caracterizada por um temo de desaceleração distinto τ_{sd}. Uma quantidade global como τ_s leva em consideração a média dos perfis, representando assim o tempo de desaceleração de um íon rápido em um certa condição de plasma. A análise que leva a τ_{th} e τ_{tot}, primeiramente considera um tempo de desaceleração global para cada fonte individualmente, $\tau_{s,single}$:

$$\tau_{s,single(j)} = \tau_{sp} \ln[1 + (\frac{E_{NBI(j)}}{0,01865 T_{e,av}})^{1,5}] \cdot \frac{1}{3} \tag{3.41}$$

onde τ_{sp} representa τ_{sd} calculado utilizando-se $T_e = T_{e,av}$ (eq. 3.19 e 3.8). Dependendo das fontes em funcionamento durante um determinado momento do disparo, é tomada uma média de tais parâmetros, que fornecem o tempo de desaceleração global τ_s:

$$\tau_s = \sum_{i=1}^{8} \frac{P_{NBI(j)} \cdot \tau_{s,single(j)}}{\sum_{j=1}^{8} P_{NBI(j)}} \tag{3.42}$$

O τ_s é utilizado na estimativa da evolução temporal de W_{fi} quando os feixes são desativados. Neste caso, todas as partículas rápidas são desaceleradas a taxa de $e^{-(t-t_{off})}/\tau_s$. Assim $W_{fi(t)} = W_{fi(t_{off})} \cdot e^{-(t-t_{off})}/\tau_s$. Quando os feixes estão ativos, W_{fi} é diretamente calculada pela soma das contribuições da potência injetada por cada fonte $P_{NBI}(j)$:

$$W_{fi} \propto \sum_{i=1}^{8} P_{fi(j)} \tau_{s,single(j)} P_{NBI(j)} \tag{3.43}$$

Da mesma maneira, o diagnóstico secundário TTH é baseado em um banco de dados (cálculos com FAFNER) que permitem a estimativa de τ_{th}.

É importante ressaltar que ambos os códigos TTH e TOT são baseadas em simulações com FAFNER que consideram unicamente plasma de D, onde há injeção de D com a fonte de 60 kV, e I_p=0,8 MA. Todos as perdas energéticas estimadas são adaptados a essas condições específicas de plasma e injeção. Desta maneira, o diagnóstico não está completamente adaptado para atuar em outros cenários. Ainda assim, os cálculos são realizadas em todos os disparos e fornecem ao menos uma estimativa da ordem de grandeza das perdas energéticas e dos tempos de confinamento.

Capítulo 4

Aquisição de Dados e Resultados

4.1 Espectroscopia nos tokamaks TCABr-USP e NOVA UNICAMP

Nesta seção apresenta-se as atividades realizadas inicialmente no tokamak TCABr-USP, visando refinamento dos métodos de medida e cálculo da temperatura iônica T_i via alargamento total $\Delta\lambda_{LMA}$ de ordens superiores de difração. E uma fase posterior no tokamak NOVA-Unicamp, que envolveu: O aprendizado sobre operação e manutenção do tokamak; Remontagem do aparato de espectroscopia no UV; Identificação das emissões do plasma na faixa de 500 - 3200Å via detectores multicanal (MCP-CCD) e canal simples (fotomultiplicadora EMI 9635B) acoplados ao espectrômetro McPherson-225; Cálculo da T_i via $\Delta\lambda_{LMA}$ de ordens superiores de difração e estimativa do $\Delta\lambda_{INST}$; Medidas da evolução temporal de sinais provenientes de impurezas do plasma, utilizando a fotomultiplicadora.

4.1.1 Aquisição de Dados no TCABr-Usp

Durante a primeira fase do trabalho,o principal enfoque foi a identificação das linhas de emissão mais relevantes para o cálculo da T_i via ordens superiores

de difração, e aspectos relacionados ao refinamento de tal método, que até então havia sido testado em trabalho anterior [8] para alguns casos no tokamak NOVA-Unicamp. No TCABr-USP foi varrida a faixa espectral que vai de 500-3200Å, o que engloba linhas de emissão como: C III (977,03Å), O V (629,73Å), L_α (1215,67Å) e os dupletos de O IV (787,71Å; 790,11Å) e OVI (1031,91Å; 1037,81Å). Para tanto utilizou-se o espectrômetro UVV acoplado ao detector MCP-CCD, o que permitia observar faixas amplas do espectro de emissão do plasma em um único disparo. A determinação do alargamento total das linhas observadas $\Delta\lambda_{LMA}$, foi realizado utilizando-se a ferramenta de regressão Gaussiana do Software Origin 6.0 e os resultados referentes a a cada espécie observada estão relacionados na tabela 4.1:

TABELA 4.1: Alargamento total $\Delta\lambda_{LMA}$ das principais linhas observadas no TCABr-USP. Sinal relativamente intenso até quarta ordem de difração. O índice * indica a ordem de difração do sinal considerado.

Espécie	λ_0(Å)	$\Delta\lambda^{*}_{LMA}$(Å)	$\Delta\lambda^{**}_{LMA}$(Å)	$\Delta\lambda^{***}_{LMA}$(Å)	$\Delta\lambda^{****}_{LMA}$(Å)
O V	(629,73)	0,964±0,011	0,974±0,013	1,050±0,021	1,019±0,021
N IV	(765,14)	0,981±0,023	0,940±0,040	—	0,942±0,023
O IV	(787,71)	1,026±0,047	1,098±0,082	1,18±0,10	0,966±0,023
O IV	(790,11)	0,901±0,020	0,908±0,017	0,941±0,022	0,934±0,057
C III	(977,03)	0,900±0,017	0,900±0,011	0,969±0,011	—
O VI	(1031,91)	0,904±0,011	1,037±0,016	1,284±0,017	—
O VI	(1037,81)	0,908±0,024	0,955±0,017	1,048±0,021	—
L_α	(1215,67)	1,103±0,011	1,186±0,023	—	—

O alargamento instrumental $\Delta\lambda_{INST} = 0,87 \pm 0,05$Å foi calculado através da eq. 2.20, aplicada aos sinais de segunda e terceira ordem, da emissão de O V (629,73Å). Usualmente, a partir da eq. 2.14 calcula-se diretamente o alargamento Doppler $\Delta\lambda_D$, e assim a temperatura iônica T_i através da eq. 2.12. Obteve-se os seguintes valores para $\Delta\lambda_D$ e T_i que estão relacionados na tabela 4.2:

No caso do tokamak TCABr-USP, esperava-se que a magnitude da T_i das espécies mais energéticas, como O VI por exemplo, girasse em torno de 150 eV, aproximadamente metade da temperatura eletrônica. Considerando este fato, a ordem de grandeza do alargamento Doppler esperado para espécies como C III (977,03) e O VI (1037,81), é de $\Delta\lambda_D \approx 0{,}20$Å, enquanto que o erro associado

TABELA 4.2: Alargamento Doppler $\Delta\lambda_D$ e T_i das principais linhas observadas no TCABr-USP. $\Delta\lambda_D$ calculado diretamente pela eq. 2.14, utilizando-se $\Delta\lambda_{INST}$=0,87± 0,05Å , onde obteve-se valores de T_i irreais e discrepantes.

Espécie/λ_0(Å)	$\Delta\lambda_D^*$(Å)	T_i (eV)	$\Delta\lambda_D^{**}$(Å)	T_i (eV)	$\Delta\lambda_D^{***}$(Å)	T_i (eV)	$\Delta\lambda_D^{****}$(Å)	T_i (eV)
O V / (629,73)	0,41±0,09	1130±370	0,21±0,06	315±130	0,19±0,04	257±80	0,13±0,04	117±50
N IV / (765,14)	0,44±0,10	573±180	0,17±0,11	86±80	—	—	0,09±0,06	22±20
O IV / (787,71)	0,54±0,11	1260±370	0,33±0,10	481±210	0,26±0,10	306±160	0,10±0,05	46±33
O IV / (790,11)	0,22±0,19	210±250	0,12±0,12	66±90	0,12±0,07	58±50	0,08±0,10	29±50
C III / (977,03)	0,22±0,20	98±120	0,11±0,13	24±40	0,19±0,04	257±80	0,13±0,04	117±50
O VI / (1031,91)	0,23±0,16	136±140	0,28±0,05	196±50	0,31±0,03	247±30	—	—
O VI / (1037,81)	0,24±0,20	150±150	0,19±0,07	94±50	0,19±0,04	94±30	—	—
L_α / (1215,67)	0,67±0,06	52±6	0,40±0,04	18±3	—	—	—	—

a $\Delta\lambda_{INST} \approx 0{,}05$Å (além da possibilidade de erros experimentais, e que podem causar desvio no valor absoluto que foi estimado). Nota-se que a determinação da T_i a partir da primeira e segunda ordens de difração está comprometida devido a grande influência do erro associado ao parâmetro $\Delta\lambda_{INST}$, gerando resultados discrepantes. Daí a necessidade de buscar ordens superiores de difração, onde a influência do $\Delta\lambda_D$ no alargamento total do sinal observado seja maior, e as discrepâncias introduzidas por $\Delta\lambda_{INST}$ sejam contornadas, permitindo o cálculo mais preciso da T_i (como para os casos de quarta e quinta ordens).

Segundo a relação apresentada na eq. 2.18, sinais provenientes da mesma espécie em distintas ordens de difração, podem ser utilizados para determinação direta do parâmetro $\Delta\lambda_D$, e permitindo o cálculo de T_i. Buscando-se a relação entre as maiores ordens (maiores 'n' possíveis), realizou-se o cálculo da T_i a fim de obter resultados mais confiáveis, onde a influencia do erro de $\Delta\lambda_{INST}$ seja minimizada. Salienta-se que, mais do que o cálculo preciso da temperatura iônica, buscou-se identificar as peculiaridades do método no que diz respeito à precisão das medidas e do tratamento de dados. Os resultados estão relacionados na tabela 4.3, sendo n_1 ; n_2 respectivamente referentes à menor e maior ordens que foram relacionadas:

TABELA 4.3: $\Delta\lambda_D$ e T_i, calculados baseando-se no método de relação entre ordens superiores de difração (OSD) eq. 2.18, utilizando as principais linhas observadas no TCABr-USP.

Espécie	λ_0(Å)	n_1;n_2	$\Delta\lambda_D$(Å)	T_i(eV)
O V	(629,73)	2 ; 4	0,087±0,012	51±10
C III	(977,03)	2 ; 3	0,161±0,010	55±5
N IV	(761,14)	2 ; 4	0,020±0,098	1 ±8
L_α	(1215,67)	1 ; 2	0,252±0,017	7 ±1
O IV	(790,11)	2 ; 3	0,110±0,026	52±17
O IV	(787,71)	2 ; 3	0,195±0,070	166±85
O VI	(1031,91)	1 ; 2	0,293±0,012	218±12
O VI	(1037,81)	2 ; 3	0,193±0,014	94±10
O VI	(1037,81)	1 ; 3	0,186±0,011	87±7
O VI	(1037,81)	1 ; 2	0,601±0,029	908±65

A análise das T_i calculadas mostra valores que vão de 1eV a 900eV. Deve-se ter em mente que as populações das espécies emissoras possuem distribuição radial distinta, sendo que espera-se encontrar as espécies mais energéticas na região central do plasma. No caso das emissões de O IV, O V, O VI e C III, observou-se temperaturas entre 50-150 eV para quase todos os casos, já que cada população povoa diferentes posições radiais. Porém, no caso de N IV (761,14Å), o erro associado a T_i é praticamente uma ordem de grandeza maior que o valor calculado, e não há como confiar na acurácia desse tipo de estimativa.

Grandes discrepâncias parecem ocorrer quando se trabalha com n_1=1, por exemplo: Caso de O VI (1037,81Å); T_i=908±65); L_α (1215,67Å), que forneceu T_i=7±1 eV sendo o esperado em torno de 30 eV. Além disso, emissões do dupleto O IV (787,71Å) e (790,11Å), que a princípio deveriam fornecer os mesmos valores no cálculo de T_i, não apresentaram resultado convergente; T_i= 166±85 eV e 52±17 eV respectivamente. Dessa maneira, concluiu-se que havia algum erro experimental durante a aquisição e tratamento de dados, que deveria ser compreendido e contornado a fim de permitir melhor acurácia no cálculo de T_i via OSD.

Após intenso trabalho realizado posteriormente no tokamak NOVA - UNICAMP, constatou-se que as linhas espectrais que deseja-se aferir possuem pe-

queno alargamento total $\Delta\lambda_{LMA}$ quando comparadas à resolução espectral do detector MCP-CCD utilizado. Isso significa que alguns poucos pixels do CCD (5 a 6 pixels) definem o perfil de uma certa linha de emissão, e dessa maneira, a regressão Gaussiana que fornece o parâmetro $\Delta\lambda_{LMA}$, fica comprometida pela distribuição dos pixels sobre o sinal observado [9]. Isso explica discrepâncias como observado na tabela 4.1, O V (629,73Å) , onde $\Delta\lambda^{****}_{LMA} < \Delta\lambda^{***}_{LMA}$, sendo que claramente (pela eq. 2.16) espera-se o contrário. A figura 4.1 apresenta a distribuição dos pixels que foram utilizados na regressão Gaussiana em tal caso, e onde tal discrepância fica evidente; Na figura, o parâmetro 'w' (width) define a largura a meia altura ($\Delta\lambda_{LMA}$) segundo a relação $\Delta\lambda_{LMA} = w/0,849$:

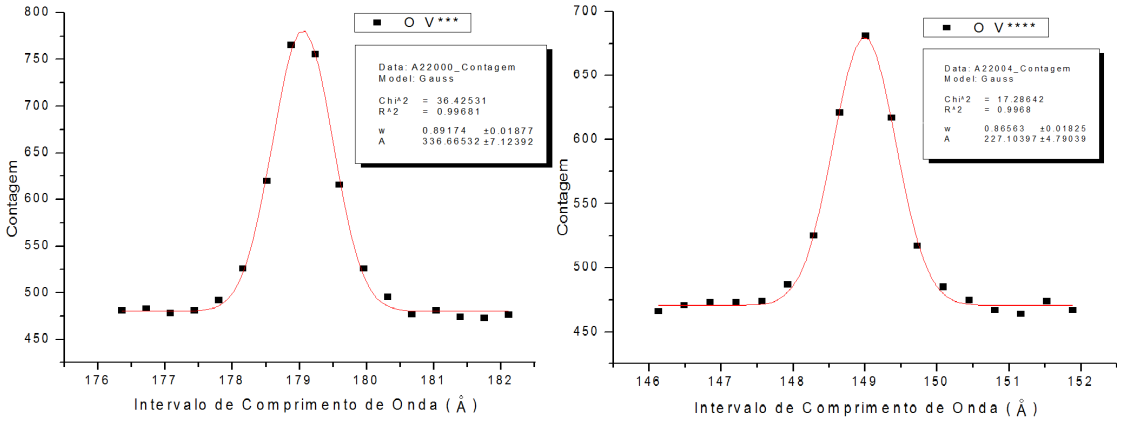


FIGURA 4.1: Distribuição dos sinais sobre os pixels do CCD; O V (629,73Å), terceira e quarta ordens de difração. Regressão Gaussiana mostrando $\Delta\lambda^{****}_{LMA} < \Delta\lambda^{***}_{LMA}$ evidencia discrepância a ser contornada.

Constatou-se que o $\Delta\lambda_{LMA}$ é superestimado nos casos em que a distribuição do sinal sobre os pixels é assimétrica e o pico de sinal não é aferido. Desta maneira, seguindo as recomendações propostas em Ref. [9], deve-se buscar sinais onde a distribuição da linha de emissão sobre os pixels é simétrica, sendo que o pico de sinal deve ser aferido. Dessa maneira, pode-se contornar o problema relacionado ao pequeno número de pontos definindo o sinal gaussiano. Tal constatação foi de extrema importância para o refinamento dos métodos de aquisição de dados, assim, para continuidade do trabalho que viria a ser realizado no tokamak NOVA-UNICAMP.

Além disso, as medidas no TCABr-USP permitiram identificar as linhas de maior relevância para o cálculo da T_i, e sobre as quais deve-se concentrar o refinamento da técnica. São elas: L_α (1215,67Å); Extrema importância durante a calibração do CCD e durante a etapa de identificação das linhas de emissão observadas. OV (629,73Å); No TCABr-USP, é observada com boa intensidade até a quarta ordem de difração, podendo ser utilizada para determinação da T_i diretamente por relação entre as OSD. As emissões de O VI (1031,91Å; 1037,81Å); CIII (977,02Å); OIV (787,71Å; 790,103Å) apresentaram sinais intensos e que podem ser observador em OSD, seu potencial na determinação de T_i também sera explorado no NOVA-UNICAMP.

4.1.2 Aquisição de Dados no NOVA-UNICAMP

Montagem do Aparato

Os dispositivos UVV transferidos do Lab. de Plasmas da USP e remontados no Lab. de Plasmas da UNICAMP incluíam os seguintes equipamentos: Mesa do espectrômetro 225 McPherson UVV contendo o suporte para grade, bomba turbo-molecular e sistema de controle do vácuo; Bomba turbo-molecular para manutenção do vácuo na tubulação entre tokamak e espectrômetro; Painel de controle do sistema de Vácuo; Placa multicanal (MCP) acoplada a CCD para aquisição de dados; Fotomultiplicadora e Cintilador.

A princípio efetuou-se o posicionamento da grade de difração, e a calibração do zero absoluto do espectrômetro (reflexão total da grade) utilizando laser He-Ne. Um suporte especialmente construído na estrutura do espectrômetro UVV facilitou o alinhamento óptico do sistema, e a montagem da tubulação do caminho óptico entre a janela do tokamak e o espectrômetro. Após realização destas tarefas, o sistema de vácuo do espectrômetro foi ativado e realizou-se teste de vazamento, utilizando um analisador de gás residual acoplado á tubulação do caminho óptico. A confecção de peças necessárias para montagem do conjunto UVV / detetor / bombeamento diferencial / janela de acesso ao tokamak, foi essencial. Utilizando as peças de adaptação, foi montado um sistema de vácuo com uma bomba mecânica e uma bomba turbo molecular obtendo pressão de 10^{-7} torr.

Alinhamento e Calibração do CCD

Deu-se então início à operação do tokamak Nova-Unicamp em modo Descargas de Limpeza. Em especial, este modo de operação visa a dessorção das impurezas que ficam aderidas às paredes internas do vaso do tokamak, permitindo a obtenção de plasma mais limpo e energético. Após efetuar a instalação do conjunto MCP-CCD na porta de saída do espectrômetro, e operando em modo de limpeza, foi possível realizar o alinhamento do dispositivo CCD e aferir os primeiros perfis espectrais na região do ultravioleta, confirmando o bom alinhamento do aparato tokamak / espectrômetro UVV.

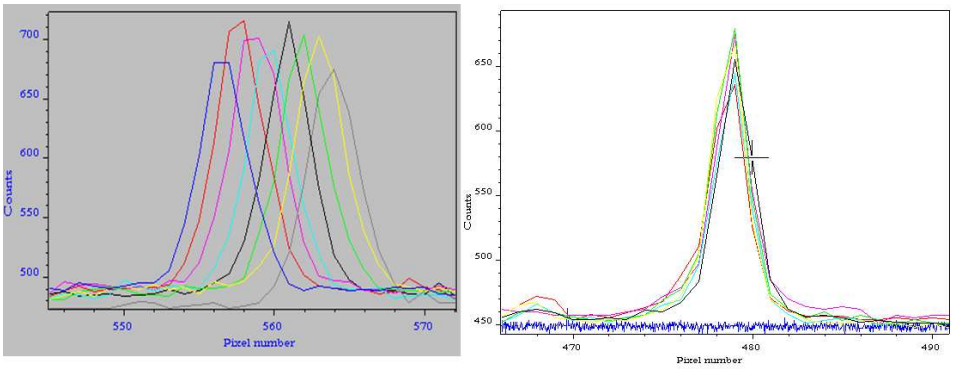


FIGURA 4.2: Posição horizontal do pico de sinal sobre cada uma das faixas horizontais da tela do CCD, antes (esquerda) e depois (direita) do alinhamento.

A tela do CCD é composta por uma distribuição de pixels (1200 horizontal vs. 624 vertical), e tal distribuição pode ser dividida em várias faixas horizontais; por exemplo: Dez faixas 1200 vs. 62. A figura 4.2 mostra o posicionamento horizontal do pico de sinal sobre cada uma das faixas horizontais da tela do CCD, antes (esquerda) e depois (direita) do alinhamento. O alinhamento é atingido quando todas os picos encontram-se sobre o mesmo pixel horizontal, o que significa que sobre cada conjunto vertical de pixels, incide um único comprimento de onda λ.

Com o dispositivo MCP-CCD instalado e conectado a um computador, é possível observar uma extensa faixa espectral no ultravioleta, em torno de 350Å, em um disparo do tokamak. A grade de difração do espectrômetro permite varrer a região espectral que vai de 500 a 3200Å, assim, são necessários alguns disparos para que seja possível observar toda a região. O sinal observado

pelo CCD é aferido em 'contagem de fótons vs. pixels'; A princípio, é necessário determinar a faixa espectral observada por cada pixel do CCD, ou seja, a relação Å/ pixel, a fim de que a identificação das linhas seja possível.

A determinação da faixa de espectro coberta por cada pixel do CCD foi realizada através da identificação de picos espectrais característicos e bastante intensos, que podem ser observados até a terceira ordem de difração: Dupleto O VI (1031,9Å; 1037,6Å), que é uma emissão bastante intensa em disparos tokamak fig. 4.3a); e L_β (1025,7Å), que é bastante intensa em disparos de limpeza fig. 4.3 b), podem ser observados até a terceira ordem de difração.

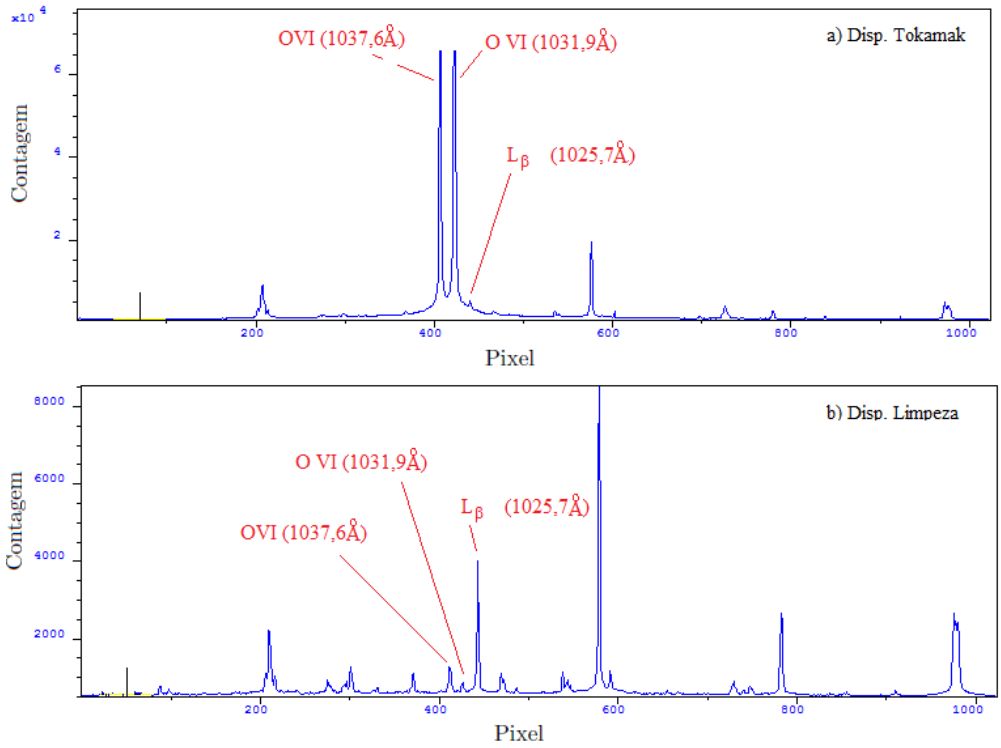


FIGURA 4.3: Sinais do Dupleto O VI (1031,9Å; 1037,6Å), e L_β (1025,7Å) em 'Contagem de fótons' vs. pixels' observados com CCD. a) Descarga tokamak - 90 um de abertura na fenda. b) Descarga de limpeza - 65 um de abertura na fenda.

Cada linha de emissão tem seu pico de sinal em um comprimento de onda bem definido, λ_0. A posição dos picos conhecidos na tela do CCD permitiu uma relação envolvendo pares de linhas de emissão para determinar a distribuição Å/Pixel. Tal relação foi calculada para diferentes disparos e diferentes pares de

linhas, de modo a permitir um melhor tratamento estatístico e avaliação dos erros. Os pares relacionados abrangem a região central da tela do CCD onde se supõe que a distribuição física dos pixels seja a mais homogênea possível, e a mais recomendada para a aquisição de dados que se seguirá.

Segundo Ref. [16], a relação 'Å/ pixel' varia de acordo com λ_0 observado, pois o angulo entre a grade de difração e o sinal de entrada varia. Faz-se necessário quantificar esse parâmetro nas diferentes regiões do espectro observadas. Valendo-se do fato de poder observar o dupleto O VI e L_β até a terceira ordem de difração, pode-se cobrir por interpolação a variação 'Å/ pixel' na região de 1000 - 3300Å. Assim, a conversão 'Å/ pixel' foi corrigida segundo a regressão apresentada na figura 4.4.

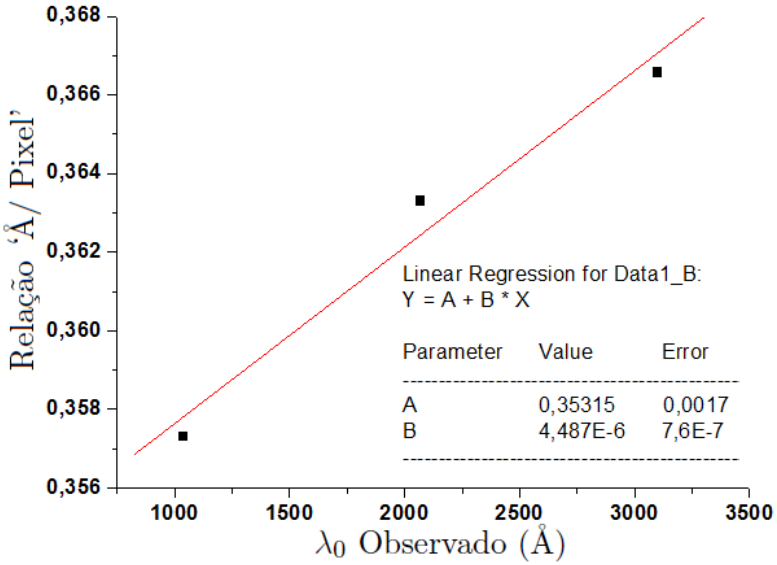


FIGURA 4.4: Relação 'Å/ pixel' de acordo com λ_0 observado. Baseado nas emissões do dupleto O VI e de L_β nas três primeiras ordens de difração, cobrindo a faixa de 1000 - 3000Å.

Concluída essa etapa, é possível realizar a identificação das linhas com boa precisão e quantificar o alargamento das emissões espectrais do plasma.

Identificação das Emissões

Após o alinhamento e determinação do alargamento instrumental, teve início a tomada de dados para identificação das emissões do Tokamak Nova-Unicamp

na região espectral do ultravioleta. A faixa espectral que vai de 500 a 3200Å foi varrida tanto para disparos de limpeza (menos energética, Δt≈2-3ms) quanto para disparos em modo tokamak (mais energética, Δt≈10ms). A figura 4.5, apresenta um gráfico típico onde estão representadas as emissões do plasma no modo de disparo tokamak, I_p ≈10kA.

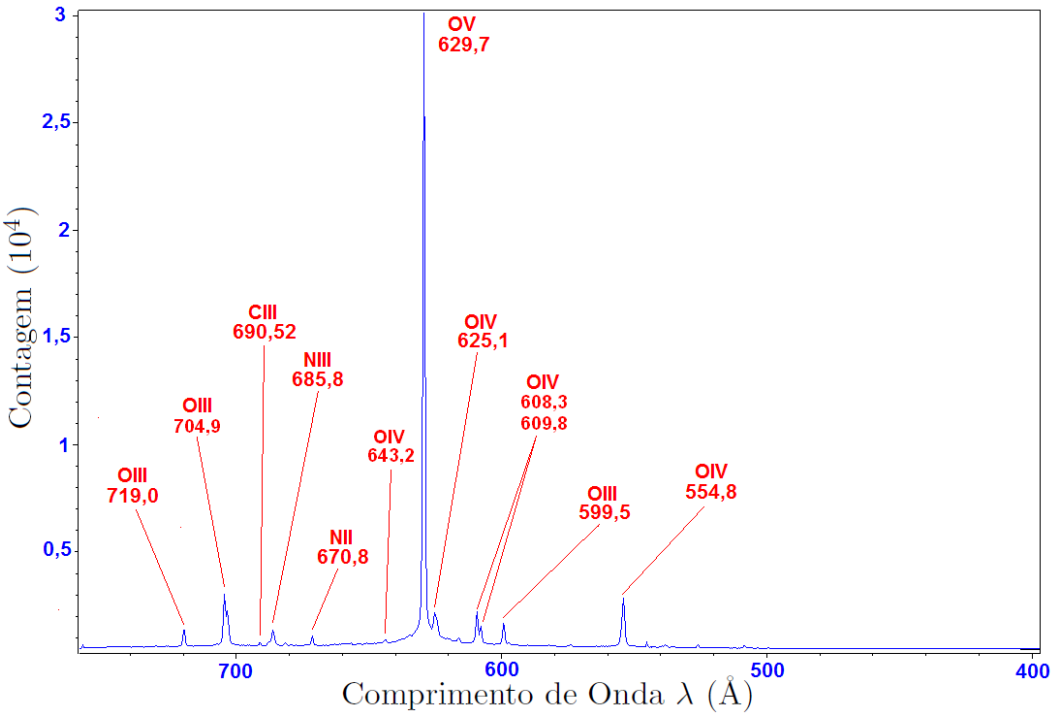


FIGURA 4.5: Emissões do plasma na faixa de 500-750Å; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Confinamento: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

A documentação completa das emissões espectrais do plasma na faixa que vai de 500-3200Å está disponível no apêndice D.1, e corresponde a disparos em modo tokamak com I_p ≈10kA, tempo de confinamento Δt≈10ms, e abertura de 90μm na fenda do espectrômetro. O trabalho de identificação das linhas observadas foi de extrema importância, pois permitiu catalogar todas as emissões com intensidade relevante existentes na faixa espectral de estudo. Além disso, através destes gráficos é possível identificar as emissão que tem maior potencial de fornecer bons parâmetros para o cálculo da temperatura iônica (T_i). Em geral, com a finalidade de realizar cálculo da T_i baseando-se da relação entre OSD, buscou-se por sinais com boa intensidade, que possam ser observados

em OSD e que não estejam sujeitas a influência de linhas próximas.

Todas as linhas observadas na faixa espectral de 500-3200Å e que foram identificadas, estão organizadas na tabela 4.6, que contém: O íon gerador da emissão, o comprimento de onda segundo catálogo NIST (Atomic Spectra Database [26]), e a ordem de difração que da origem ao sinal. Nos casos em que o sinal observado vem da primeira ordem de difração, o comprimento de onda corresponde ao λ_0 da emissão de um determinado íon. No caso em que o sinal observado vem de ordens superiores de difração, o comprimento de onda observado λ_{obs} corresponde a $\lambda_{obs} = n.\lambda_0$. As ordens de difração superiores apresentam sinais cada vez mais atenuados conforme n aumenta. São representados por um asterisco indicando a ordem de difração, exemplo: OV; para primeira ordem, OV** para segunda ordem, OV***; para terceira...

Nas medidas realizadas no Tokamak Nova-Unicamp, foi possível observar um caso extremo (OV 629,73Å) onde a emissão apareceu até a quinta ordem de difração, n=5, com boa intensidade. Na figura 4.6 também está indicada a contagem, que é referente a intensidade do sinal observado. Em alguns casos, o aparato não foi capaz de resolver a sobreposição de linhas do tipo multipleto nas ordens de difração mais baixas. Estes sinais, quando observados nas ordens superiores de difração, aparecem como uma sequência de picos, indicando que o sinal das ordens inferiores é uma soma de sinais que se sobrepõe (exemplo: FiguraD.9, OV*** 2280Å). Nessas situações particulares, o valor da contagem apresenta uma sigla S1, S2, S3... indicando que o sinal observado é uma sobreposição das linhas marcadas com eles.

	Espécie	Y Nist	Contagem
1	**OIV**	553,32	s1 2830
2	**OIV**	554,07	s1 2830
3	**OIV**	554,51	s1 2830
4	**OIV**	555,26	s1 2830
5	**OIII**	599,59	1655
6	**OIV**	608,39	1135
7	**OIV**	609,82	2180
8	**OIV**	625,13	s2 2140
9	**OIV**	625,85	s2 2140
10	**OV**	629,73	30115
11	**OIV**	643,29	890
12	**NII**	670,88	1040
13	**NIII**	685,76	1330
14	**CIII**	690,52	765
15	**OIII**	702,33	s3 2240
16	**OIII**	702,83	s3 2240
17	**OIII**	702,90	s4 3000
18	**OIII**	703,85	s4 3000
19	**OIII**	719,06	1340
20	**OV**	758,69	s5 30730
21	**OV**	759,44	s5 30730
22	**OV**	760,45	s5 30730
23	**OV**	761,13	s5 30731
24	**OV**	762,01	s5 30732
25	**NIV**	765,14	8330
26	**OV**	774,51	2050
27	**OIV**	779,91	2040
28	**OIV**	787,71	11270
29	**OIV**	790,19	20210
30	**OII**	796,68	1390
31	**OIV**	799,62	s6 1780
32	**OIV**	800,90	s6 1780
33	**Ar I**	806,86	1100
34	**OIV**	811,12	1200
35	**OIII**	832,92	s7 6520
36	**OIII**	833,71	s7 6520
37	**OIII**	833,74	s8 8230
38	**OIII**	835,09	s8 8230
39	**OIV**	882,04	1709
40	**FeIII**	890,76	1142
41	**CII**	903,62	2420
42	**NIV**	923,05	s9 3720
43	**OIV**	923,37	s9 3720
44	**CIII**	933,75	1370
45	**OIII**	967,67	2450
46	**CIII**	977,03	19490
47	**OIV**	989,27	1850
48	**OIV**	991,18	2500
49	**Lb**	1025,72	5050
50	**OVI**	1031,91	s10 65500
51	**OVI**	1037,61	s10 65500
52	**OIV**	1050,04	2620
53	**OIV**	1075,57	1800
54	**OIV****	1106,64	2990
55	**OIV****	1108,14	s11 8670
56	**OIV****	1109,02	s11 8670
57	**OIV****	1110,52	2800
58	**CIII**	1170,33	7670
59	**La**	1215,67	s12 11970
60	**OIV****	1216,78	s12 11970

	Espécie	Y Nist	Contagem
61	**OIV****	1219,64	4540
62	**NV**	1238,82	9890
63	**NV**	1242,80	5410
64	**OIV****	1250,26	2550
65	**OIV****	1251,70	3480
66	**OV****	1259,46	65530
67	**NII****	1341,76	1240
68	**NIII****	1371,52	1655
69	**OIII****	1404,66	s13 1480
70	**OIII****	1405,66	s13 1480
71	**OIII****	1405,80	s13 1480
72	**OIII****	1407,70	2120
73	**OIII****	1438,12	1245
74	**OV****	1518,88	3930
75	**OV****	1520,90	3360
76	**OV****	1522,26	10020
77	**OV****	1524,02	3720
78	**NIV****	1530,28	3370
79	**CIV**	1548,19	40600
80	**CIV**	1550,77	21650
81	**OIV****	1575,42	3790
82	**OIV****	1580,38	6180
83	**OII****	1593,36	550
84	**OIV****	1601,80	840
85	**Ar I****	1613,72	555
86	**OVII**	1623,64	1230
87	**NIII****	1626,30	625
88	**OVII**	1638,27	575
89	**OVII**	1639,88	650
90	**OIV*****	1659,96	545
91	**OIV*****	1662,21	590
92	**OIV*****	1663,53	675
93	**OIV*****	1665,78	870
94	**OIII****	1665,84	1030
95	**OIII****	1667,42	1400
96	**OIII****	1467,48	1085
97	**OIII****	1670,18	1690
98	**CIII**	1718,08	560
99	**OIV****	1764,08	770
100	**FeIII****	1781,52	585
101	**OIII*****	1798,77	942
102	**CII****	1807,24	710
103	**OIV*****	1825,17	530
104	**NIV****	1846,10	781
105	**OIV****	1846,74	555
106	**CII**	1851,55	530
107	**OIV**	1854,86	515
108	**CIII****	1867,50	543
109	**OV*****	1889,19	1230
110	**CIII****	1954,06	1625
111	**OIV****	1978,54	500
112	**OIV****	1982,36	535
113	**Lb****	2051,44	600
114	**OIV****	2063,82	10020
115	**OIV****	2075,22	5100
116	**OIII*****	2106,99	550
117	**OIII*****	2108,49	545
118	**OIII*****	2108,70	562
119	**OIII*****	2111,55	575
120	**OIV*****	2213,28	535

	Espécie	Y Nist	Contagem
121	**OIV*****	2216,28	630
122	**OIV*****	2218,04	750
123	**OIV*****	2221,04	545
124	**OV*****	2276,07	685
125	**OV*****	2278,32	670
126	**OV*****	2281,35	1185
127	**OV*****	2283,39	710
128	**OV*****	2286,03	700
129	**NIV*****	2295,42	585
130	**OV*****	2323,53	500
131	**OIV*****	2339,73	505
132	**OIV*****	2363,13	785
133	**OIV*****	2370,57	1100
134	**OIV*****	2398,86	510
135	**OIV*****	2402,70	500
136	**La****	2431,34	575
137	**OIV*****	2433,56	495
138	**OIV*****	2439,28	560
139	**NV****	2477,64	520
140	**NV****	2485,60	490
141	**OIII*****	2498,76	550
142	**OIII*****	2501,13	620
143	**OIII*****	2501,22	595
144	**OIII*****	2505,27	660
145	**OV*****	2518,92	1425
146	**OIV*****	2646,12	515
147	**FeIII*****	2672,28	490
148	**CII*****	2710,86	525
149	**OIV*****	2764,50	500
150	**NIV*****	2769,15	540
151	**OIV*****	2770,11	605
152	**OIV**	2774,40	495
153	**CIII*****	2801,25	475
154	**OIII*****	2811,32	475
155	**OIII*****	2815,40	490
156	**CIII*****	2931,09	1000
157	**OIV*****	2967,81	485
158	**OIV*****	2973,54	490
159	**OII**	2996,90	s14 490
160	**FeII**	2997,30	s14 490
161	**OII**	3012,70	475
162	**OV*****	3034,76	490
163	**OV*****	3037,76	480
164	**OV*****	3041,80	520
165	**OV*****	3044,52	480
166	**NIV*****	3060,56	530
167	**Lb*****	3077,16	575
168	**OVI*****	3095,73	s15 5965
169	**CIV****	3096,38	s15 5965
170	**CIV****	3101,54	770
171	**OVI*****	3112,83	2920
172	**OV*****	3148,65	1300
173	**OIV*****	3150,84	565
174	**OIV*****	3160,76	575

FIGURA 4.6: Emissões do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP.
Disparo tokamak. I_p ≈10kA, 90μm de abertura na fenda do espectrômetro.

Tendo em mente a utilização do método de relação entre OSD para o cálculo da T_i, busca-se por sinais isolados, intensos e que possam ser observados em diferentes ordens de difração. No apêndice D.2 é apresentada uma análise da relevância de todas as linhas de emissão catalogadas. Mostrou-se que entre as linhas de emissão mais intensas na região 500 - 3200Å, há vários casos de sobreposição de sinal. Levando em consideração que as melhores escolhas para o cálculo da T_i são os sinais que apresentam boa intensidade, que aparecem nas ordens de difração superiores e que estejam isolados, pode-se selecionar as seguintes linhas de emissão como principais objetos de estudo no tokamak NOVA-UNICAMP operando em modo tokamak: O V (629,73Å), N IV (675,1Å), O IV (787,71Å; 790,19Å), O IV (882,04Å), C II(903,62Å), C III(977,03Å), O VI(1031,91Å; 1037,61Å), C IV (1548,19Å; 1550,77Å). Nota-se que todas as linhas de relevância encontradas no TCABr-Usp, estão presentes no Nova-Unicamp. Tal concordância mostra a relevância e confiabilidade dos dados, e é uma evidência clara de como o estudo experimental em pequena escala pode ajudar no desenvolvimento de métodos de diagnóstico aplicáveis a experimentos de maior porte.

Dados referentes às linhas de emissão selecionadas no tokamak NOVA-UNICAMP foram tomados com menor abertura de fenda possível, em torno de 60 μm, visando minimizar a influência do alargamento instrumental. Além disso, buscam-se medidas onde a linha observada esteja simetricamente distribuída sobre os pixels do CCD, tendo o pico de sinal aferido [9]. O objetivo é minimizar influência do alargamento instrumental e permitir cálculos mais precisos e confiáveis.

Cálculo da T_i

Considerando o cálculo da T_i via OSD, optou-se por descartar a utilização de O IV (882,04Å), O IV (787,71Å), dupleto C IV (1548,19Å; 1550,77Å), N IV (675,1Å) e O VI(1031,91Å), por motivos como: Sinal muito atenuado em ordens superiores; Influência de ruido do CCD; Evitar cálculo de T_i com sinais provenientes da primeira ordem de difração n=1.

Sendo assim, considerando trabalho com abertura da fenda do espectrômetro em 60μm, e buscando no mínimo a possibilidade de utilizar segunda e terceira

ordens, foram selecionadas as emissões de O V (629,73Å), O IV (787,71Å), C III(977,03Å) e O VI(1037,61Å). Todas os dados foram aferidos de tal modo que a distribuição do sinal sobre os pixels do CCD fosse simétrica em torno do pico medido, evitando os problemas encontrados durante o tratamento de dados da campanha experimental realizada no TCABr-USP. Assim, baseado na eq 2.18, foi possível calcular o $\Delta\lambda_D$ por relação entre OSD, sendo T_i calculada através de eq. 2.12. Os resultados estão condensados na tabela 4.4, sendo n_1 ; n_2 respectivamente referentes à menor e maior OSD que foram relacionadas:

TABELA 4.4: $\Delta\lambda_D$ e T_i, calculados baseando-se no método de relação entre ordens superiores de difração (OSD) eq. 2.18, utilizando as emissões selecionadas no NOVA-UNICAMP, 60μm de abertura na fenda do espectrômetro.

Espécie	λ_0(Å)	n_1;n_2	$\Delta\lambda_D$(Å)	T_i(eV)
O IV	(787,71)	2 ; 3	0,099±0,025	43±11
O V	(629,73)	4 ; 5	0,077±0,013	40±7
O VI	(1037,81)	2 ; 3	0,142±0,014	51±5
C III	(977,03)	2 ; 3	0,202±0,013	87±5

A T_i das espécies O IV, O V e O VI estão em torno de 40-50 eV enquanto que a de C III mostra valor mais elevado, T_i=87±5 eV. Tal diferença provavelmente pode ser atribuída ao posicionamento radial distinto dos íons emissores, povoando superfícies magnéticas com temperaturas diferentes. No tokamak NOVA-UNICAMP a principal fonte da impureza 'Oxigênio' é a umidade presente nas paredes do vaso de vácuo. Durante o processo de formação do plasma, a interação plasma/parede causa a dessorção de moléculas de água, que ionizam-se. Dessa maneira, os íons de oxigênio tendem a povoar as regiões mais externas e menos energéticas do plasma, consequentemente, possuem menor T_i. No caso do carbono, as principais fontes são os sistema de vácuo (hidrocarbonetos inerentes ao sistema de bombeamento), orings e conexões poliméricas que são utilizadas na montagem. Esse tipo de impureza está presente no vaso de vácuo durante a formação do plasma, e tende a povoar toda extensão radial do plasma. Como o aparato de medida montado não apresenta boa resolução espacial, tem-se o sinal integrado das emissões de C III, que tendem a apresentar maiores valores para T_i, já que a região central da coluna de plasma é mais energética e possui maior temperatura. Além disso,

o tratamento de erros mostrou que a utilização do método de OSD permite o cálculo de T_i com boa precisão, mesmo que a temperatura do plasma não seja tão elevada. Isso indica que um tratamento cuidadoso em experimentos de maior porte (onde T_i é mais elevada), permitiria a aplicação deste método com grande precisão e exatidão, já que o $\Delta\lambda_D$ passaria a ter maior influência sobre o alargamento total da linha observada.

Determinação do Alargamento Instrumental

A determinação do alargamento instrumental ($\Delta\lambda_{INST}$) é extremamente conveniente, e permite o cálculo do $\Delta\lambda_D$ a partir de uma única linha de emissão. Porém, a principal dificuldade é contornar os erros experimentais associados ao $\Delta\lambda_{INST}$. Como já mencionado, no caso das emissões na região do ultravioleta, o alargamento Doppler é bastante pequeno, pois depende diretamente de $\lambda_0.(T_i/m_i)^{1/2}$ (eq. 2.7), sendo assim necessário uma medida bastante precisa e exata do $\Delta\lambda_{INST}$ para que o $\Delta\lambda_D$ possa ser calculado a partir do sinal observado.

Usualmente, o alargamento instrumental é obtido através de medidas do alargamento total $\Delta\lambda_{LMA}$ das emissões de uma fonte fria, como uma lampada espectral. Quando a temperatura é baixa, o alargamento das linhas devido ao efeito Doppler pode ser desconsiderado, e dessa maneira $\Delta\lambda_{LMA} \approx \Delta\lambda_{INST}$. Tal tarefa fica relativamente mais complexa quando se trabalha com espectroscopia UVV. Não há lampadas espectral que possa ser utilizadas, e além disso, qualquer esquema valendo-se de emissões de uma fonte fria, terá de manter a fonte emissora no vácuo e eliminar qualquer interface como janelas e espelhos. Dessa maneira, optou-se pela observação das emissões, tendo o tokamak em modo 'descarga de limpeza', onde $I_P \approx$4kA e o plasma encontra-se relativamente frio. Assim, uma estimativa do $\Delta\lambda_{INST}$ poderia ser realizada, observando com a fotomultiplicadora, emissões de O V, O II, C III, O IV para várias aberturas de fenda. A figura 4.7 mostra o ajuste e permite estimar (por interpolação) o alargamento instrumental para qualquer abertura de fenda entre 50 e 110um.

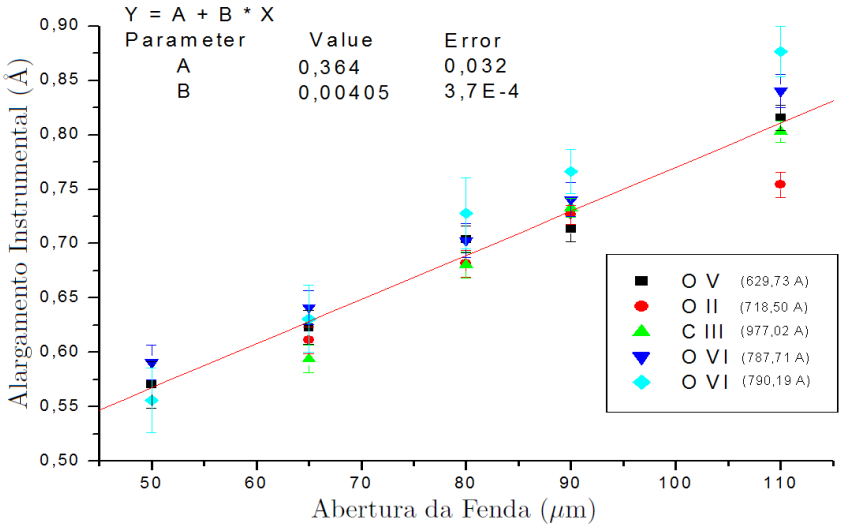


FIGURA 4.7: $\Delta\lambda_{INST}$ em função da abertura da fenda, medido com a fotomultiplicadora. Corresponde ao $\Delta\lambda_{LMA}$ de emissões proveniente do plasma frio; Descargas de limpeza.

Assim, numa dada medida com certa abertura de fenda, é possível separar as contribuições do alargamento instrumental e Doppler para o alargamento total da linha (eq. 2.14) Considerando abertura da fenda de 60μm (que foi utilizada durante as medidas de T_i), tem-se $\Delta\lambda_{INST}$=0,61±0,04Å.

A imprecisão na determinação do $\Delta\lambda_{INST}$ via fotomultiplicadora, impediu sua utilização na realização de medidas da evolução temporal de T_i, que produziram resultados bastante discrepantes. Os sinais observados com a fotomultiplicadora foram: L_α (1215,67Å) - 1200 V na foto e 70μm na fenda; Dupleto C IV (1550,77Å; 1548,19Å) - 1200V na foto e 70 μm; O V (629,73Å) - 1200 V na foto e 70 μm na fenda, O VI (1031,91Å) - 1250 V na foto e 90 μm na fenda. Ainda assim, pode-se medir a evolução temporal da intensidade dos sinais mencionados; Os resultados estão organizados na seção seguinte.

Evolução Temporal da Intensidade das Emissões: Medidas com Fotomultiplicadora

Para realização das medidas com fotomultiplicadora, foi acoplado um cintilador à fenda de saída do espectrômetro, permitindo que o sinal luminoso proveniente

do plasma fosse convertido do UV para um sinal de luz visível, onde a sensibilidade da fotomultiplicadora é maior. Os perfiz espectrais aferidos utilizando a fotomultiplicadora correspondem as emissões de L_α (1215,67Å), Dupleto C IV (1550,77Å; 1548,19Å), O V (629,73Å) e O VI (1031,91Å). A evolução temporal dos sinais correspondente aos picos de intensidade, e é apresentada a seguir.

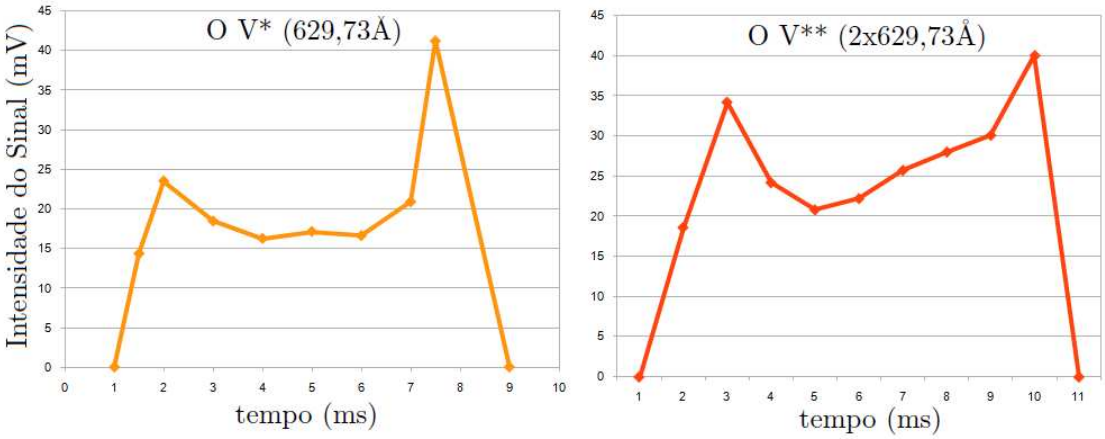


FIGURA 4.8: Evolução temporal da intensidade de sinal da linha de O V* e O V** (629,73Å), medidas com fotomultiplicadora.

Foi possível observar as duas primeiras ordens de difração da emissão de O V. Tentou-se manter as mesmas condições de plasma, mas dependendo do dia em que a sequencia de medidas era realizada, a duração do plasma não era exatamente a mesma. Por isso, não é possível comparar as curvas sobrepostas. Apesar disso, no caso de O V* e O V** pode-se facilmente identificar o mesmo comportamento da intensidade de sinal no início, meio e fim do disparo.

Pela figura 4.9, a maior abundancia da espécie O V (O^{+4}) ocorre para $T \approx$20 eV [17], assim, o pico de sinal no início do disparo pode ser devido a interação plasma/parede, ou ainda devido a interação com partículas de maior energia que escapam ao confinamento inicial.

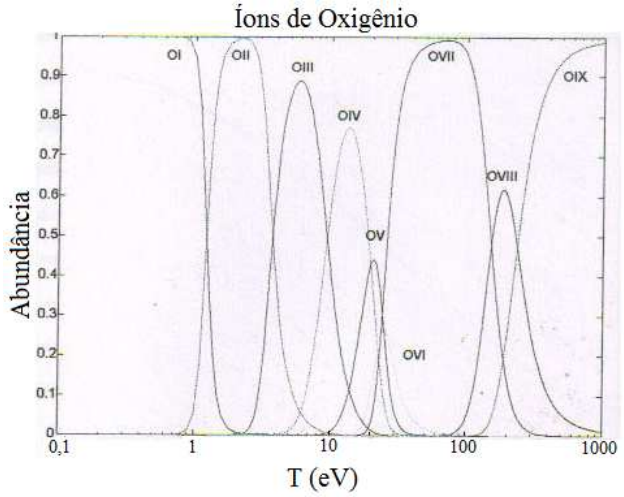


FIGURA 4.9: Abundância dos íons de oxigênio em equilíbrio, em função da temperatura eletrônica do plasma [17].

No caso do dupleto de C IV, a intensidade do sinal é mais acentuada no fim do disparo. Indicando que sua população aumenta conforme o plasma é aquecido.

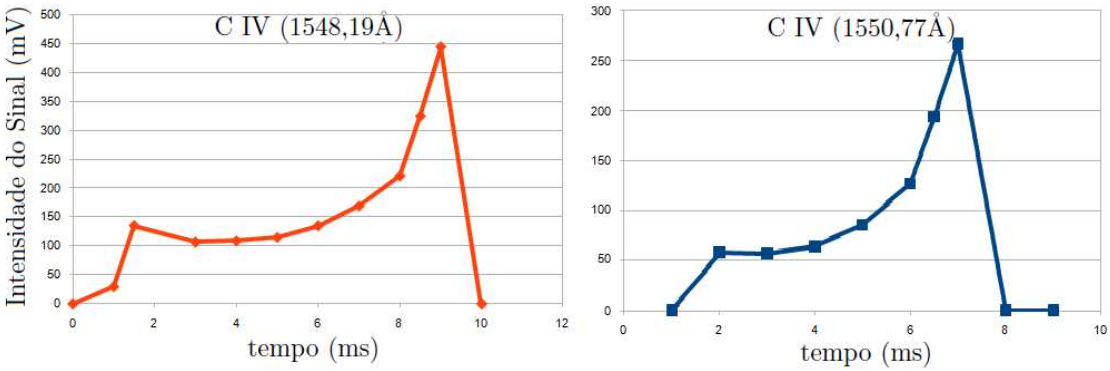


FIGURA 4.10: Evolução temporal da intensidade de sinal do dupleto C IV (1550,77Å; 1548,19Å), medidas com fotomultiplicadora.

Por ser uma emissão de carbono e bastante intensa, poderia ser utilizada na tentativa de aferir seu perfil de distribuição radial na coluna de plasma. Bastaria acoplar uma janela seletora, para que apenas a posição radial desejada fosse observada. Tal procedimento poderia ser realizado em trabalhos subsequentes, a fim de confirmar a distribuição radial das emissões de C.

No caso de L_α, o sinal é mais intenso no início do disparo, período que corresponde à formação do plasma; e no final do disparo, período que corresponde ao seu resfriamento devido interação com a parede. Conforme o plasma torna-se mais energético, a intensidade da emissão diminui pois o hidrogênio está quase que completamente ionizado;

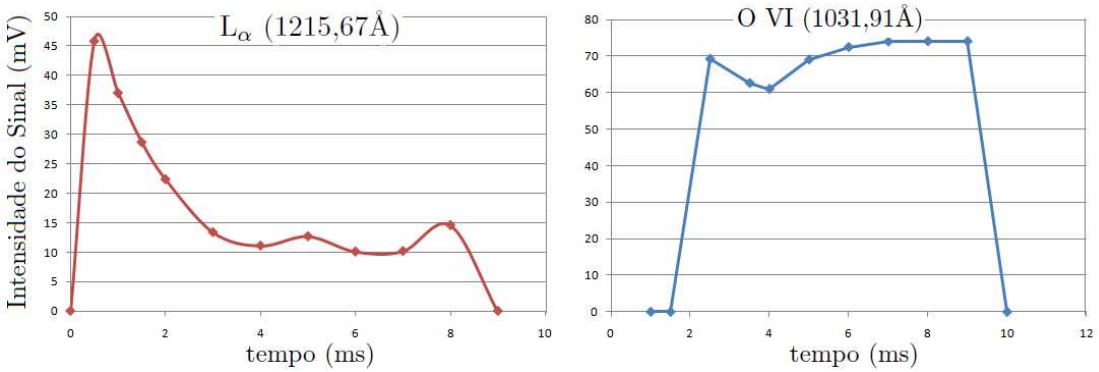


FIGURA 4.11: Evolução temporal da intensidade de sinal de L_α (1031,91Å) e O VI (1031,91Å), medidas com fotomultiplicadora.

Todas as emissões mencionadas são bastante intensas, principalmente as do dupleto C IV, e poderiam ser utilizadas para tentar determinar a distribuição radial da intensidade dos sinais.

Proposta de Método para determinação de $\Delta\lambda_{INST}$ e $\Delta\lambda_D$

Outro método proposto para determinação do $\Delta\lambda_{INST}$ é utilizar uma relação entre OSD, como mostrado na eq. 2.20. A principal vantagem é a possibilidade de aferir tal parâmetro através de emissões de uma fonte quente, eliminando a necessidade de calibração a partir de fontes frias. Aproveitando-se das medidas de O V (629,73Å) que puderam ser observadas até a quinta ordem de difração, pode-se utilizar o conceito contido em eq. 2.20 e realizar uma estimativa de $\Delta\lambda_{INST}$ com maior número de ordens de difração. Considerando a eq. 2.14, $\Delta\lambda^2_{LMA} = n^2\Delta\lambda^2_D + \Delta\lambda^2_{INST}$, é possível plotar $\Delta\lambda_{LMA}$ vs. n^2 a fim de obter-se o parâmetro $\Delta\lambda_{INST}$ através do coeficiente linear, e $\Delta\lambda_D$ através do coeficiente angular. A figura 4.12 contém $\Delta\lambda_{LMA}$ vs. n^2 para o caso de O V, sendo que foram realizadas três medidas (em três disparos distintos) correspondentes a

cada ordem de difração.

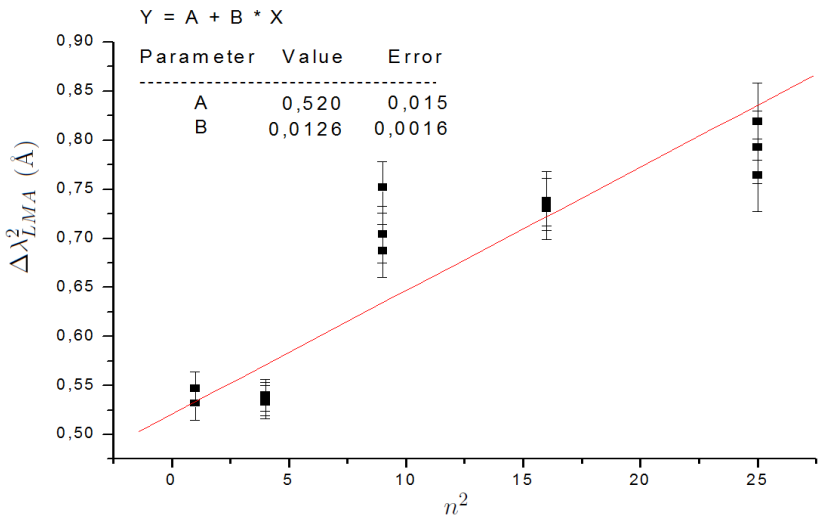


FIGURA 4.12: $\Delta\lambda_{LMA}$ vs. n^2 para o caso de O V (629,73Å); Três pontos aferidos em disparos consecutivos para cada ordem de difração. Descargas em modo tokamak.

Através da regressão linear obteve-se $\Delta\lambda_{INST}$=0,719±0,012Å, e $\Delta\lambda_D$=0,113±0,010$\mathring{A}$. É interessante ressaltar dois pontos: Primeiramente, o erro associado a determinação do alargamento instrumental é cerca de quatro vezes menor que o encontrado através da observação das linhas frias com a fotomultiplicadora ($\Delta\lambda_{INST}$=0,61±0,04Å). Assim, pode-se aplicar diretamente a eq. 2.14 a uma determinada OSD, e obter-se $\Delta\lambda_D$. Para o caso de O V**** (por exemplo) tal procedimento fornece uma estimativa de T_i=78±45 eV. Em segundo lugar, é possível estimar T_i=87±10 eV diretamente através do $\Delta\lambda_D$ proveniente da regressão, mostrando menor erro relativo.

Há potencialidade na utilização do método de regressão das OSD, tanto na determinação de $\Delta\lambda_{INST}$ como de $\Delta\lambda_D$ para o caso da linha O V(629,73Å), pois para essa emissão é possível observar-se até a quinta ordem de difração. Porém, fica clara a necessidade de refinamento da técnica utilizada para que erros experimentais sejam contornados. A principal dificuldade seria a reprodutibilidade dos disparos a fim de se obter maior número de medidas e melhor tratamento estatístico.

4.1.3 Conclusões

As principais conclusões do trabalho foram:

A relação entre ordens superiores de difração (OSD) mostrou-se bastante efetiva para o cálculo da T_i utilizando as emissões na região do ultravioleta (500 - 3200 Å).A primeira abordagem realizada no tokamak TCABr-USP permitiu a identificação das linhas de emissão mais importante e que poderiam ser utilizadas no tokamak NOVA-Unicamp. Além disso, mostrou que era necessário maior cuidado durante a aquisição de sinais com o dispositivo MCP-CCD. O número de pixels do CCD definindo a distribuição gaussiana de um sinal observado é pequeno, o que gera erro durante a regressão gaussiana (superestimando $\Delta\lambda_{LMA}$) caso a distribuição do sinal sobre os pixels não seja simétrica. Concluí-se ser necessário a seleção de sinais cujo pico de intensidade fosse aferido, sendo mantida a distribuição simétrica do sinal observado.

A atividade de identificação das emissões do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP gerou um banco de dados com mais de 170 linhas identificadas, na faixa espectral que vai de 500-3200Å; A documentação completa relacionada a este trabalho está presente no apêndice D.1, e foi essencial para a seleção de sinais que permitissem o cálculo da T_i através do método de relação entre OSD. Buscando-se por sinais isolados e que pudessem ser observados com boa intensidade em diferentes ordens de difração, optou-se pelas linas de O V (629,73Å), O IV (787,71Å), O VI (1037,81Å) e C III (977,03Å), sendo que as emissões dos íons de oxigênio mostraram T_i entre 40-50 eV, enquanto que a emissão de carbono mostrou T_i=87 eV. Tais medidas indicam que pode haver distribuição radial das impurezas no tokamak NOVA-UNICAMP, sendo que as emissões de oxigênio inerentes a região de borda do plasma (devido a dessorção de umidade presente nas paredes do vaso de vácuo), e as emissões de carbono abrangendo toda coluna de plasma (já que o C é inerentes ao sistema de bombeamento, e está presente no vaso de vácuo durante a formação e aquecimento do plasma).

As medidas realizadas com fotomultiplicadora no tokamak NOVA não permitiram o cálculo da T_i, pois a influência do erro associado ao alargamento instrumental gerou resultados de T_i discrepantes. Ainda assim, pode-se realizar medidas da evolução temporal da intensidade de sinal das principais espécies

emissoras do plasma: L_α (1031,91Å), Dupleto C IV (1550,77Å; 1548,19Å), O V (629,73Å) e O VI (1031,91Å). Como os sinais são bastante intensos, pode-se utilizá-las na tentativa de medir a distribuição radial da intensidade de tais emissões.

4.2 Deposição de Potência por IPN no Tokamak ASDEX Upgrade

O objetivo do presente capítulo é descrever e discutir os perfis de densidade de potência transferida para o plasma de D e He, e suas quantidades relacionadas, calculados pelo código FAFNER. Os seguintes assuntos serão abordados:

- O cuidado que deve ser tomado quando se seleciona um determinado intervalo de tempo de um disparo, afim de gerar os perfis de densidade e temperatura eletrônica, que são dados de entrada para os cálculos realizados pelo FAFNER.

- Perfis de deposição de potência com coeficientes de atenuação do feixe $\langle\sigma\nu\rangle_i$ calculados pelo modelo F&J [15], comparados com caso onde $\langle\sigma\nu\rangle_i$ é proveniente da base de dados ADAS [18]. Os cálculos são realizados para densidades de plasma distintas e cenários de injeção diferenciados. A utilização da base de dados ADAS ($ADAS_{exc}$) é interessante, pois permite considerar a presença de átomos excitados no feixe, enquanto que o modelo F&J ($F\&J_{gs}$) permite calcular os coeficiente de ionização $\langle\sigma\nu\rangle_i$ apenas a partir dos átomos no estado fundamental.

- Comparação da densidade de potência depositada em plasmas de deutério e hélio, para todos os injetores NBI, considerando a presença de átomos excitados no feixe, $ADAS_{exc}$.

- Documentação completa das perdas e dos perfis de densidade de potência depositada em plasmas de D e He, para injeção de deutério (IPN-D) e de hidrogênio (IPN-H), separadamente para todas as fontes NBI (dados contidos no apêndice C.1).

4.2.1 Dados de Entrada, FAFNER

Os cálculos com FAFNER requerem que o usuário providencie os perfis de densidade e temperatura eletrônica para intervalo de tempo específico de um disparo. Tais perfis são baseados em médias das medidas de n_e e T_e num intervalo de tempo de aproximadamente 100 ms, a fim de reduzir a influência de ruídos. Para tanto, os parâmetros mais relevantes do plasma devem permanecer aproximadamente constantes durante o intervalo de tempo selecionado. O próximo tópico mostra em detalhes como tal tarefa é realizada.

Tratamentos dos Perfis de $\mathbf{T}_{e;i}$ e $\mathbf{n}_{e;i}$

A escolha do intervalo de tempo é baseada na evolução temporal dos sinais de n_e (densidade eletrônica), W_{mhd} (energia total do plasma: térmica + íons rápidos), T_e (temperatura eletrônica), T_i (temperatura iônica) e I_p (corrente de plasma), buscando garantir uma condição em que o plasma encontra-se aproximadamente em equilíbrio térmico. De fato, os cálculos realizados pelo código FAFNER não levam em conta a evolução temporal de tais perfis radiais. Os resultados dos cálculos mostram a deposição de potência de um determinado feixe de partículas interagindo com um plasma em equilíbrio.

A figura 4.13 mostra a evolução temporal de alguns parâmetros do plasma durante um disparo:

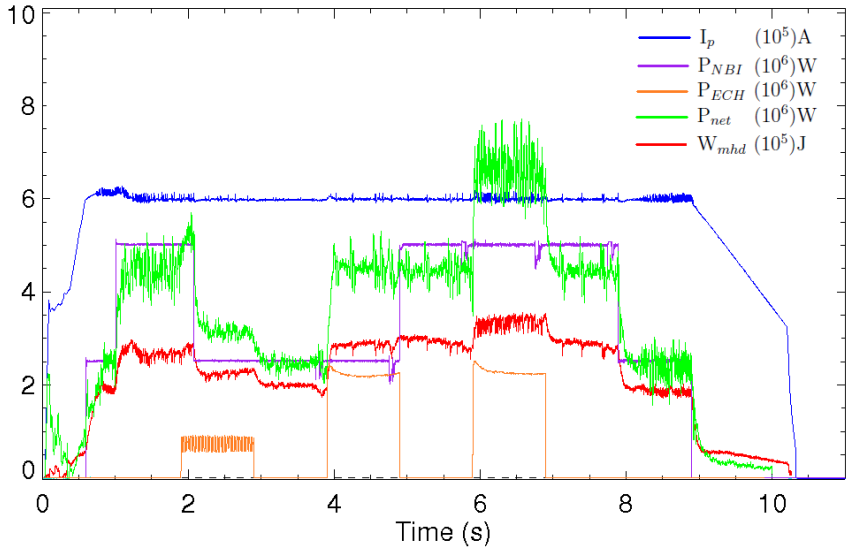


FIGURA 4.13: Disparo 25831. Evolução temporal da potência injetada por IPN P_{NBI} e aquecimento elétron-cíclotron P_{AEC}, potência efetiva absorvida P_{net}, corrente de plasma I_p e energia total do plasma W_{mhd}, para um disparo típico de 10 s com aquecimento por IPN e AEC no ASDEX Upgrade.

Tais gráficos foram considerados antes da seleção de um intervalo de tempo para cálculo dos perfis radiais de $T_{e;i}$ e n_e (dados de entrada no código). Além disso, deve-se procurar Δt que estejam ao menos $50 - 80$ ms afastados dos instantes que precedem o ligamento/desligamento de um IPN (figura 4.14):

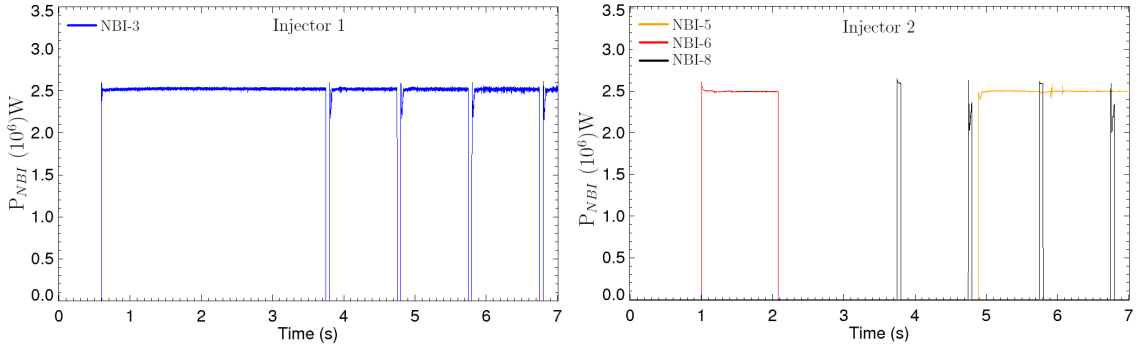


FIGURA 4.14: Disparo 25831. Evolução temporal da P_{IPN}: injetor 1 (esquerda), injetor 2 (direita).

Tal procedimento leva em conta a evolução da população de íons rápidos até que nova condição de equilíbrio seja atingida (para esta estimativa, leva-se em conta o tempo de desaceleração τ_{sd} mais longo é de aproximadamente 40 ms, injeção de D 93 keV). A figura 4.15 mostra perfis de evolução temporal típicos de n_e, T_e e T_i, e aponta o intervalo de tempo selecionado para traçar os perfis radiais.

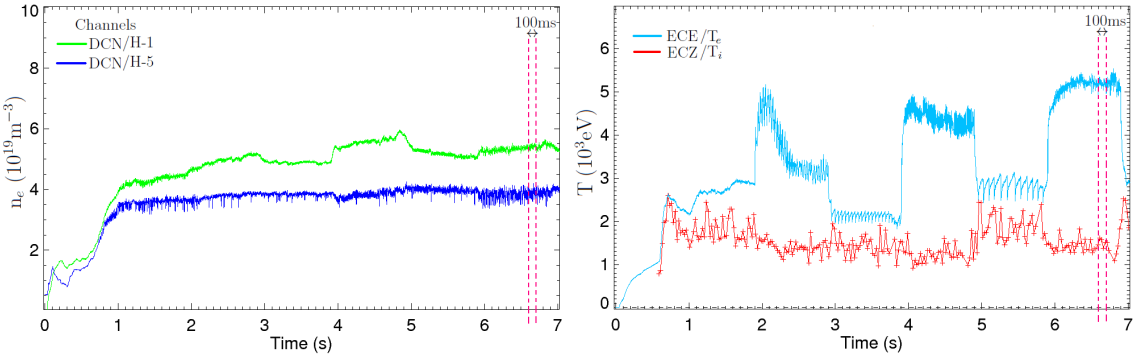


FIGURA 4.15: Disparo 25831. Evolução temporal de $\overline{n}_e$ (densidade média ao longo da linha de medida) passando pela região central do plasma, canal DCN/H-1, e na região da borda, canal DCN/H-5 (esquerda). Evolução temporal dos valores médios de T_e e T_i na região central do plasma (direita), mostrando o intervalo de 100 ms selecionado para geração dos perfis radiais.

Os perfis ajustados, baseados em uma média dos sinais num intervalo de 100 ms são mostrados na figura 4.16, e ilustram perfis utilizados como dados de entrada para os cálculo com FAFNER.

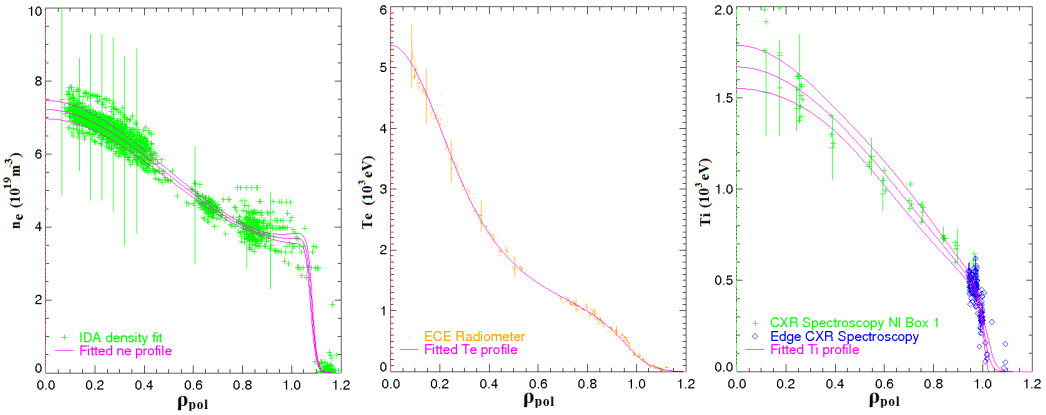


FIGURA 4.16: Disparo 25831. Perfis radiais de n_e (esquerda), T_e (centro) e T_i (direita) para t = 6.6 - 6.7 s. Linhas superior/inferior representam as barras de erro. Perfis a serem utilizados no código FAFNER.

Note que os perfis radiais são apresentados em ρ_{pol}, que é um sistema de coordenadas baseado nas superfícies de fluxo ψ [3]. Sendo

$$\rho_{pol} = \sqrt{\frac{\psi}{\psi_{sep}}}$$

onde ψ_{sep} é o fluxo magnético poloidal na borda do plasma (separatrix). Assim, para um determinado ρ_{pol}, todas as propriedades do plasma são constantes e as distribuições radiais podem ser vistas como variações ao longo desta coordenada simplificada, ρ_{pol}.

Com os perfis de T_e, T_i e n_e determinados, e dados a respeito do equilíbrio magnético do disparo 25831, uma primeira série de cálculos foi realizada para feixes de injeção e condições de plasma distintas. A discussão encontra-se na próxima seção.

4.2.2 Impurezas e Varreduras em Z_{eff}

A implementação da base de dados ADAS ($ADAS_{exc}$) no código FAFNER é relativamente recente [4], permitindo levar em conta a presença de átomos excitados no feixe e sua contribuição na absorção do mesmo. Assim, para garantir que a introdução desta nova base de dados não trás nenhum problema para os cálculos, foram efetuadas análises e comparações com a antiga versão do código. No código FAFNER, há duas maneiras de especificar impurezas: Através do Z_{eff}, escolhendo-se uma espécie de impureza (o código calcula a fração da impureza baseado nas espécies escolhidas), ou escolhendo uma serie de impurezas distintas e especificando separadamente suas densidades (como fração da densidade eletrônica). Especificamente para este trabalho, havia interesse em especificar as impurezas como frações de n_e, o que ainda não havia sido testado na nova versão do código ($ADAS_{exc}$). Foram realizados cálculos comparando os perfis de deposição de potência para dois casos de IPN-D em plasma de D, com $Z_{eff} = 2$ e carbono como única impureza. Tanto o caso anterior [4], onde o código calcula o perfil de impurezas para Z_{eff} especificado, e o segundo caso, onde a quantidade de impureza é diretamente especificada como fração da densidade eletrônica (de modo a produzir plasma com Z_{eff} desejado, $n_{imp} = 0,0334 n_e$), produziram os mesmos perfis de deposição de potência para fontes distintas. Assim concluiu-se que a nova versão do código funciona apropriadamente.

Como primeiro passo para compreender a influência das impurezas em caso de plasmas de D e He, uma comparação dos perfis de densidade de potência depositada foi realizada, baseada em uma varredura dos valores de Z_{eff} = 1,0; 1,5 e 2,0 (respectivamente correspondendo às frações de densidade eletrônica n_{imp} = 0,0 n_e; 0,0167 n_e e 0,0334 n_e). O espectro testado de Z_{eff} é uma aproximação realista, e assemelha-se às condições experimentais encontradas no ASDEX Upgrade e em outras maquinas que utilizam divertor de carbono. A densidade de potência entregue aos íons rápidos $P_{fi}(10^6$ W/m$^{-3})$ foi calculada para diferentes fontes, espécies injetadas e condições de plasma (densidade alta e baixa). Os gráficos também mostram a potência depositada em caso de plasmas de He com $Z_{eff} = 2$, de modo a permitir a comparação entre casos com plasma de D e He, com mesmo $Z_{eff} = 2$. Primeiramente, ao estudar um

caso cuja densidade eletrônica é relativamente baixa, onde a média do sinal de densidade no canal DCN/H-1 fornece $\overline{n}_e \approx 3,8 \times 10^{19}$ m^{-3} (disparo 23608 $t = 1,65$ s), a varredura em Z_{eff} mostra os seguintes resultados (Fig. 4.17):

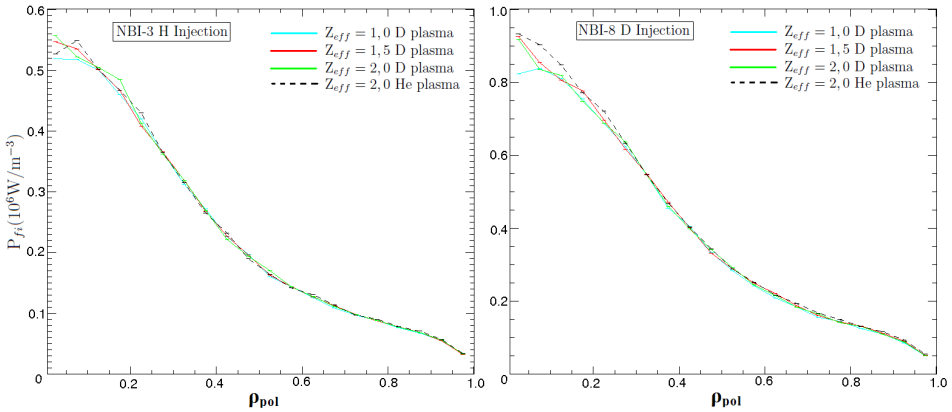


FIGURA 4.17: Varredura em Z_{eff}. Perfis de densidade de potência depositada para os íon rápidos P_{fi} para caso $\overline{n}_e \approx 3,8 \times 10^{19}$ m^{-3}, utilizando ADAS$_{exc}$. À esquerda: IPN-H com injetor NBI-3 (46 keV), e à direita: IPN-D com injetor NBI-8 (93keV).

No caso de IPN-H com injetor NBI-3 (46 keV) e IPN-D com injetor NBI-8 (93 keV), não há variação significante com relação a densidade de potência depositada para os íon-rápidos P_{fi}. Assim, em plasma de baixa densidade, e na faixa de Z_{eff} e E_b testada, a fração de impurezas presentes no plasma não tem papel importante com relação à absorção do feixe, e nenhuma diferença significativa é observada na comparação dos perfis em plasmas de D e He.

Em seguida, considerando os perfis de alta densidade, onde a densidade linear média DCN/H-1 mostra $\overline{n}_e \approx 9.3 \times 10^{19}$ m^{-3} (disparo 23620 $t = 3.35$ s), um cenário distinto aparece:

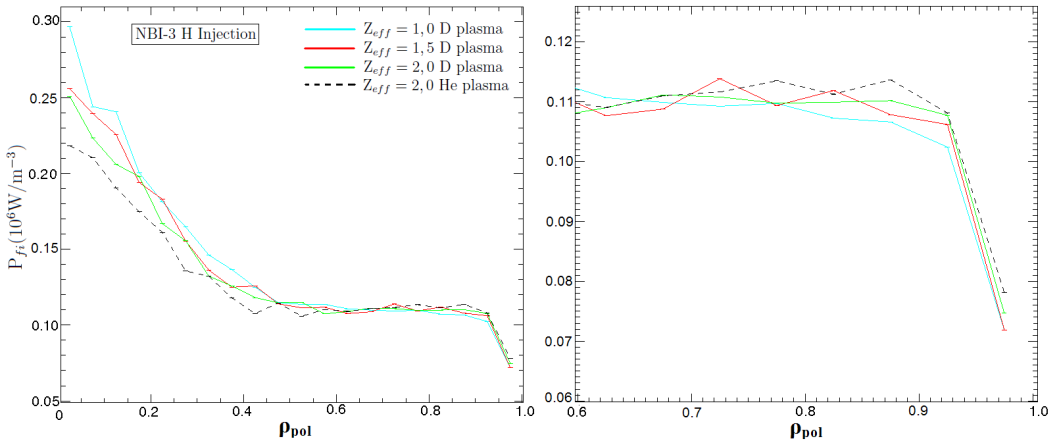


FIGURA 4.18: Varredura em Z_{eff}. Perfis de densidade de potência transferida aos íons rápidos P_{fi}, sendo $\overline{n}_e \approx 9.3 \times 10^{19}$ m^{-3}, e utilizando $ADAS_{exc}$. A esquerda, Injeção de H NBI-3 (46 kV) a esquerda; A direita, vista amplificada da região da borda.

Para o caso de injeção de H com injetor NBI-3 (Fig. 4.18), conforme aumenta Z_{eff}, há uma clara tendencia de aumento da absorção do feixe na região de borda (comparado ao caso de densidade baixa, descrita na fig. 4.17). Comparando os perfis de P_{fi} para plasmas de D puro (Z_{eff}=1,0) com plasmas de He puro (Z_{eff}=2,0), a deposição do feixe é mais acentuada para o caso do He. Assim, há menos potência disponível para região central do plasma, sendo que no caso com He, há até 10% mais potência transferida na região de borda, do que no caso de D. Trabalhando com feixes de maior energia, as diferenças quanto aos perfis de deposição tornam-se ainda mais significantes, como mostrado pela figura 4.19:

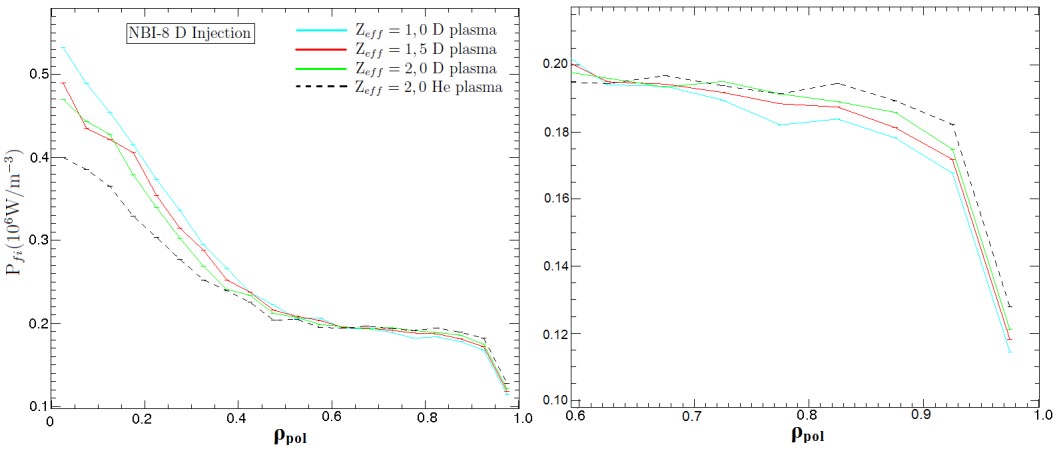


FIGURA 4.19: Varredura em Z_{eff}. Perfis de densidade de potência transferida para os íons rápidos P_{fi} para $\overline{n}_e \approx 9.3 \times 10^{19}$ m^{-3}, utilizando o $ADAS_{exc}$. A direita, injeção de D com injetor NBI-8 (93 kV); A direita, vista amplificada na região da borda.

Para o caso de injeção de D com injetor NBI-8, fica claro que em plasmas de He há maior absorção do feixe, pois o coeficiente total de atenuação (para E_b = 93 keV) é maior (ver Fig. B.4). Em plasma de D, a absorção do feixe aumenta com Z_{eff} (Fig. 4.19 direita) trazendo uma importante conclusão: Em caso de alta densidade, a presença de C (tal que Z_{eff}=2) contribui de maneira significativa para a absorção do feixe, tornado tal condição de plasma comparável ao caso de He puro.

Assim, ao comparar a deposição de potência em plasmas de D e He, o parâmetro Z_{eff} se torna bastante importante, pois está diretamente relacionado a concentração de impurezas, logo a absorção do feixe. Para os resultados que se seguem, ao comparar a deposição em plasma de D e He, os plasmas de D foram sempre especificados com Z_{eff}=2,0 , sendo C a única impureza. Isso, não somente devido a similaridade com relação a absorção do feixe, mas também pelo fato de ser uma consideração bastante realista.

4.2.3 Influência dos Átomos Excitados para IPN

Uma das principais questões estudadas consistia na comparação dos perfis de deposição de potência, em diversas condições do plasma, utilizando versões distintas do código FAFNER. A versão padrão utiliza o modelo F&J para o cálculo dos coeficientes de atenuação $\langle\sigma\nu\rangle$, e considera o feixe de partículas neutras composto apenas por átomos no estado fundamental; A nova versão implementada utiliza o banco de dados ADAS para o cálculo dos coeficientes de atenuação, e considera que o feixe é composto por populações distintas de átomos no estado fundamental e excitado. Este estudo é apresentado a seguir, para duas condições de plasma. O primeiro caso corresponde a um disparo de He com densidade eletrônica relativamente baixa, $\overline{n}_e \approx 3,8 \times 10^{19}$ m^{-3}, e o segundo, que corresponde a um disparo de He com densidade alta $\overline{n}_e \approx 9,3 \times 10^{19}$ m^{-3}. Para a comparação da densidade de potência depositada em plasma de D e He, o plasma de deutério é sempre especificado com impureza de carbono a fim de obter $\mathrm{Z}_{eff} = 2$, e o plasma de hélio é especificado como sendo aproximadamente puro, consequentemente $\mathrm{Z}_{eff} = 2$.

Densidade Baixa

Os primeiros resultados consistem no cálculo dos perfis de densidade de potência depositada pela fonte NBI-3 (46keV), injeção de hidrogênio (IPN-H) em plasmas de D e He, com baixa densidade eletrônica $\overline{n}_e \approx 3,8 \times 10^{19}$ m^{-3}. O disparo 23608 foi escolhido e seus perfis de n_e e T_e são apresentados na figura 4.20. Considerar plasma de He no código FAFNER é um cenário especial. O código em sí foi desenvolvido para tratar plasmas de D e He, onde He é tido como uma impureza. Desta maneira, ao estudar IPN em plasmas de He, considera-se uma situação em que há população dominante de impurezas. De qualquer maneira, é sempre necessário especificar uma pequena concentração de H ou D que, devido as especificações padrões do código, seriam as espécies dominantes. Assim, especificaram-se as seguintes frações de densidade eletrônica para cada espécie: $n_{He} = 0,49 n_e$, enquanto que $n_D = n_H = 0,01 n_e$ (ou seja, He é responsável por 98% da densidade eletrônica total segundo: $n_e = 2.n_{He} + n_D + n_H$). Por este motivo, na figura 4.20 a densidade iônica n_i (sendo $n_i = n_{He} + n_D + n_H$) não

é exatamente equivalente à densidade de íons de He n_{He}. O importante é que $Z_{eff} \approx 2$ e que a presença de pequenas concentrações de D e H no plasma de He não representam problema para os estudos realizados.

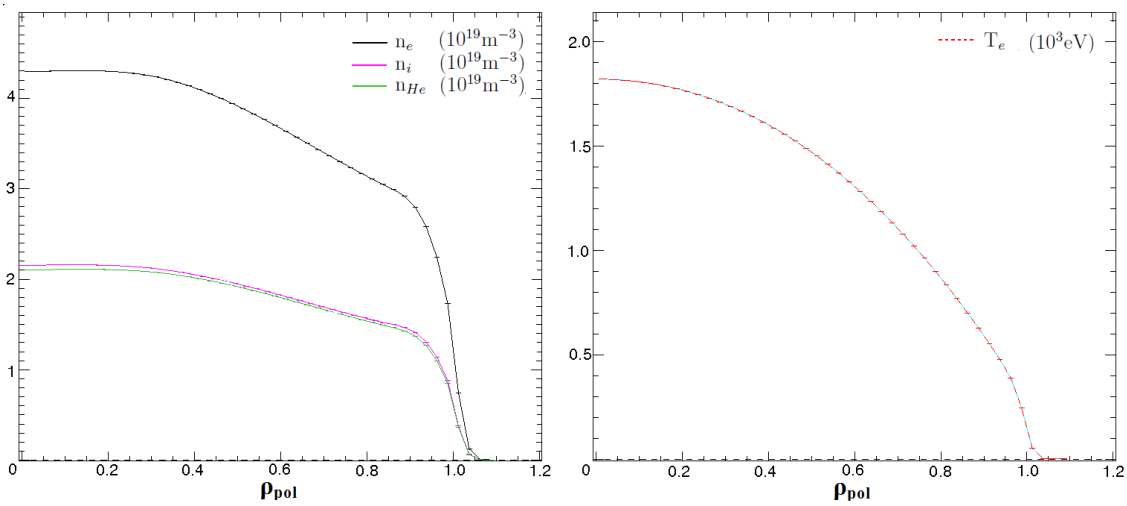


FIGURA 4.20: Disparo 23608. Plasma de He IPN-H. Perfis radiais de densidade (direita) e temperatura (esquerda), para tempo t = 1,65s.

O objetivo principal dos cálculos em questão é a investigação do papel da população de átomos excitados para a absorção do feixe. Assim a figura 4.21 apresenta uma comparação entre a densidade de potência depositada, calculada utilizando-se o F&J$_{gs}$ e o ADAS$_{exc}$, em plasmas de D e He.

A partir da análise dos gráficos observou-se que a utilização de F&J$_{gs}$ e ADAS$_{exc}$ fornecem resultados similares quando considera-se a injeção em plasmas de D e He com densidade baixa. Pequenas variações de potência depositada na região da borda $< 2\%$, e na região central do plasma, podem ser associadas a ruído estatístico oriundos do método Monte Carlo. Desta forma, em condição de densidade baixa, conclui-se que a população de átomos excitados não desempenha papel relevante para absorção do feixe.

A figura 4.22 mostra a comparação entre a potência depositada em plasmas de D e He, utilizando apenas o ADAS$_{exc}$, para os mesmos casos apresentados na figura 4.21.

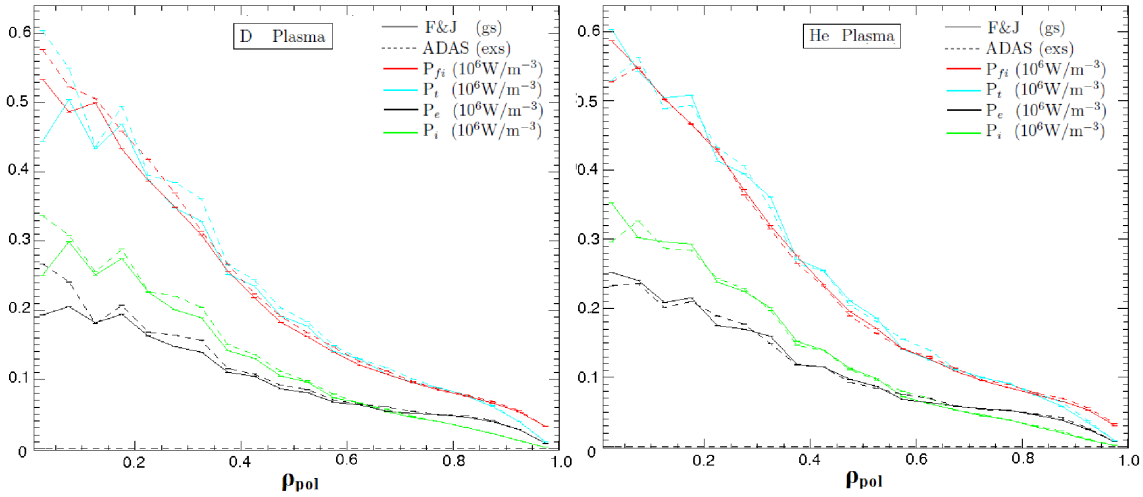


FIGURA 4.21: Disparo 23608. Comparação dos perfis de densidade de potência depositada utilizando F&J$_{gs}$ e ADAS$_{exc}$, para caso injeção INP-H, injetor NBI-3 (46keV). Plasma de D (esquerda) e plasma de He (direita), ambos com $Z_{eff} = 2$.

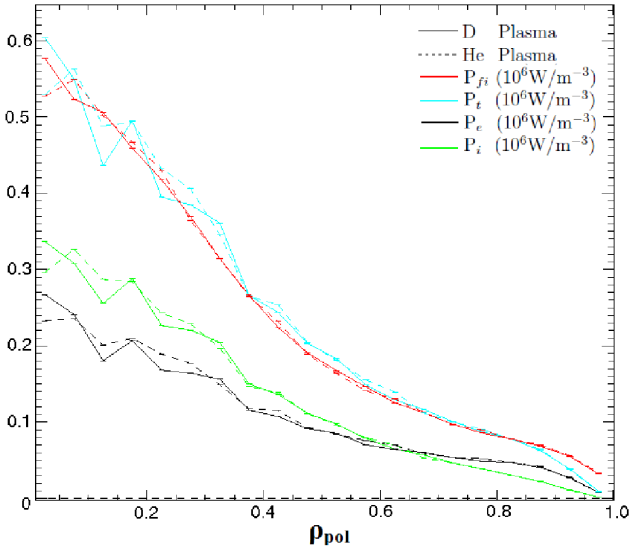


FIGURA 4.22: Disparo 23608. Densidade de potência depositada em plasmas de D e He utilizando F&J$_{gs}$ e ADAS$_{exc}$ para IPN-H, injetor NBI-3 (46keV), $Z_{eff} = 2$.

Observa-se que não há diferença significativa entre os perfis. Baseado na fig. B.5, poder-se-ia esperar maior deposição de potência na região de borda para o caso de plasma de He. Pois no caso de IPN-H (46 keV), o coeficiente de atenuação do feixe em plasma de He é $\langle \sigma v \rangle = 1,38 \times 10^{-7}$ cm^3/s, aproxi-

madamente 15% maior que no caso de plasma de D, onde $\langle \sigma v \rangle = 1,18 \times 10^{-7}$ cm^3/s. Isto evidencia a importância do papel das impurezas na absorção do feixe. A presença de carbono, especificado em plasmas de D, contribui significantemente para $\langle \sigma v \rangle_{tot}$, pois em caso de IPN-H em plasma de carbono, $\langle \sigma v \rangle = 1,45 \times 10^{-7}$ cm^3/s, o que é aproximadamente 5% maior que no caso onde há um feixe de H interagindo com He. Além disso, outro efeito contribui para o balanço final do valor de $\langle \sigma v \rangle_{tot}$, que é apresentado a seguir.

Densidade Alta

A figura 4.23 mostra os perfis de densidade quando especifica-se plasmas de D e He no FAFNER, em caso de disparo com densidade alta.

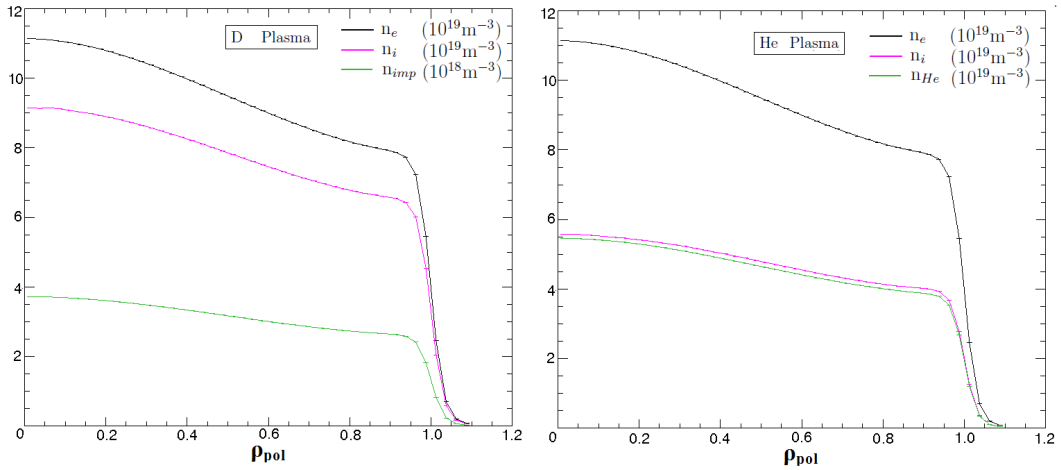


FIGURA 4.23: Perfis radiais de densidade. Disparo 23620, $t = 3.35$ s. Plasma de He, IPN-H, injetor NBI-3 (46keV) + NBI-8 (72 keV). *Nota, densidade de impurezas (n_{imp}) em caso de plasma de D é uma ordem de grandeza menor.

Nota-se que para plasma de He, a densidade iônica é menor que em plasma de D, por um fator de aproximadamente 2. Isto afeta a contribuição dos íons para o coeficiente total de atenuação do feixe, pois a ionização por impacto com íons é reduzida. De qualquer maneira, o fato da deposição de potência em plasmas de D e He ser aproximadamente a mesma para estes casos específicos, não pode ser generalizada. Basicamente, a deposição de feixe precisa ser tratada separadamente para casos com energia, fonte, e geometria de injeção distintas.

Nesta seção, o cálculo da densidade de potência depositada é realizado para caso de densidade alta $\overline{n}_e \approx 9,3 \times 10^{19}$ m^{-3}, disparo 23620 fig. 4.23, onde é feita comparação entre os diferentes métodos para cálculo dos coeficientes de atenuação do feixe, F&J$_{gs}$ e ADAS$_{exc}$. A figura 4.24 mostra os perfis de temperatura do disparo. Neste caso assumi-se $T_i = T_e$, pois as medidas de T_i não estavam disponíveis.

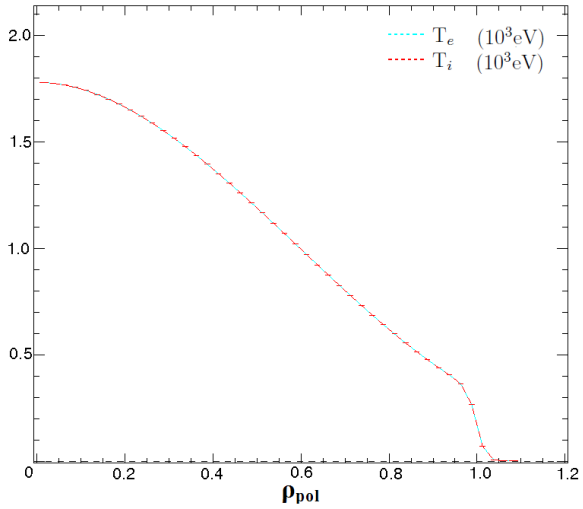


FIGURA 4.24: Perfil radial de temperatura. Disparo 23620, $t = 3.35$ s. Plasma de He, IPN-H, NBI-3 (46 KeV) + NBI-8 (72 KeV).

Injeção de H, NBI-3 (46 keV)

A figura 4.25 mostra o perfil de densidade de potência entregue aos íons rápidos P$_{fi}$, a potência total entregue aos íons e elétrons do plasma P$_t$ =P$_i$+P$_e$, referente ao injetor NBI-3, comparando os modelos F/J e ADAS. Para este caso, há um aumento significante de potência depositada na região da borda, aproximadamente 10%, quando se utiliza o ADAS$_{exc}$, tanto para plasma de D quanto He. Isto indica que em casos de densidade alta, $\overline{n}_e \approx 10^{20}$ m^3, a população de átomos excitados presente no feixe é importante e precisa ser considerada para cálculo da deposição das partículas injetadas.

Dessa maneira, em casos de densidade alta, a presença dos átomos excitados no feixe gera deposição de potência na região mais externa do plasma,

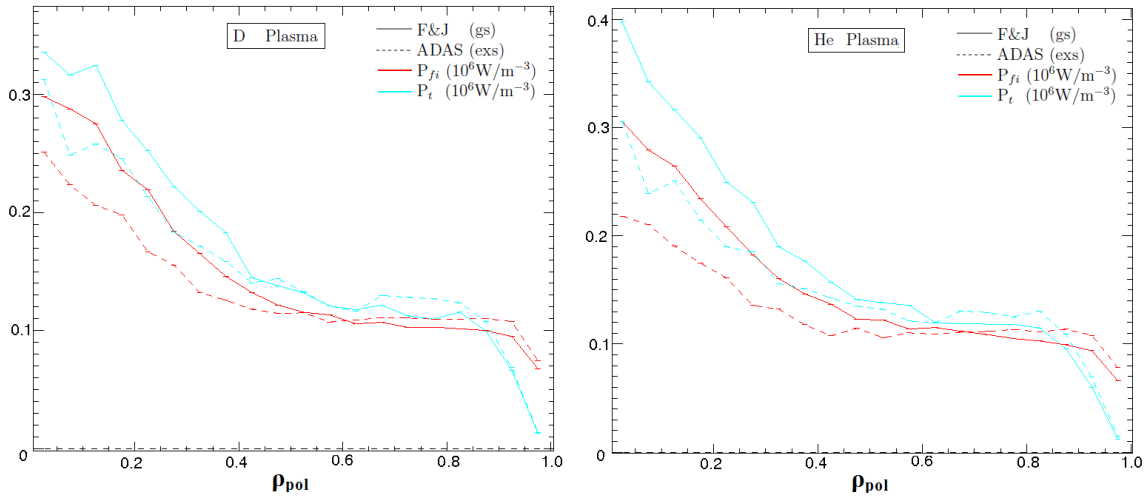


FIGURA 4.25: Disparo 23620, IPN-H, injetor NBI-3, Perfis de densidade de potência depositada para os íons rápidos P_{fi} e potência total para íons e elétrons P_t.

realizando transferência indesejada de energia na região de borda. A figura 4.26 mostra o perfil de densidade de potência transferida dos íons rápidos, e para íons P_i e elétrons P_e do plasma. Injetor NBI-3, comparando-se os resultados do FAFNER utilizando $F\&J_{gs}$ e $ADAS_{exc}$.

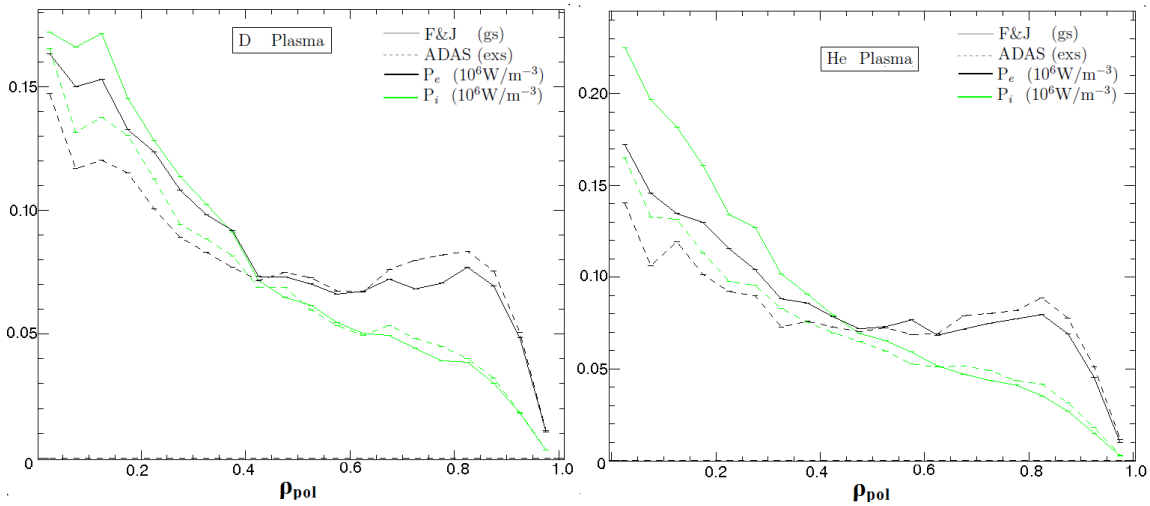


FIGURA 4.26: Disparo 23620, IPN-H, injetor NBI-3, perfis de densidade de potência entregue para íons P_i e elétrons P_e do plasma.

Quando utiliza-se o ADAS_{exc}, a potência entregue para íons e elétrons na borda do plasma é maior, pois há maior população de íons rápidos nesta região (devido a maior absorção do feixe). Como pode ser notado, há um efeito do volume desempenhando um papel importante. Pequenas variações da densidade de potência depositada na região da borda tem influência significante, pois esta região engloba maior volume de plasma que as regiões centrais do plasma. Pequenas variações (aproximadamente 5%) da deposição de potência da região de borda podem afetar a deposição na região central em até 20%. A próxima tabela mostra a fração da potência total injetada, em porcentagem, transferida para íons e elétrons f_t, somente para elétrons f_e, e somente para íons f_i. As perdas de potência: P_{Shine} -Devido a não ionização do feixe, P_{orbit} -Devido as orbitas dos íons rápidos cruzando a borda do plasma e sendo perdidos antes de depositar sua energia, P_{cx} -Devido a neutralização dos íons rápidos por troca de carga, P_{SOL} -Devido a ionização do feixe na região fora da borda do plasma, são calculadas e apresentadas em porcentagem, como fração da potência total injetada, para casos de plasma de D e He. A energia armazenada nos íons rápidos W_{fi}, também é apresentada.

Tabela 4.5: Comparando a densidade de potência depositada para D e He, utilizando FAFNER com $\text{F\&J}_{gs}$ e ADAS_{exc}. IPN-H, injetor NBI-3. f_t, f_e, f_i e todas as perdas de potência são porcentagens de P_{tot}.

Plasma	$\langle\sigma\nu\rangle$	$\text{W}_{fi\ (\times 10^3 J)}$	f_t	f_e	f_i	f_{Shine}	f_{cx}	f_{orbit}	$\text{f}_{SOL\ (\%)}$
D	F&J	5,82	92,79	54,71	38,08	0,64	0,15	3,25	3,17
	ADAS	5,55	93,15	55,75	37,40	0,13	0,09	3,54	3,10
He	F&J	5,75	93,50	55,01	38,49	0,18	0,16	3,16	3,00
	ADAS	5,53	92,42	56,02	36,40	0,06	0,11	3,90	3,50

Duas diferenças marcantes ficaram evidentes quando se utiliza ADAS_{exc} no FAFNER. A primeira, é a influência sobre as perdas P_{Shine}, que podem tornar-se até 5 vezes menores devido à maior absorção do feixe. A segunda, é o aumentos das perdas orbitais P_{orbit}, uma consequência direta da maior população de íons rápidos na região de borda. Para ambos os casos, há variação das perdas na região fora da borda do plasma P_{SOL}, mas elas não são simétricas. De qualquer maneira, quando se utiliza o banco de dados ADAS_{exc},

o balanço total das perdas para os casos apresentados resultam num menor confinamento de energia W_{fi}.

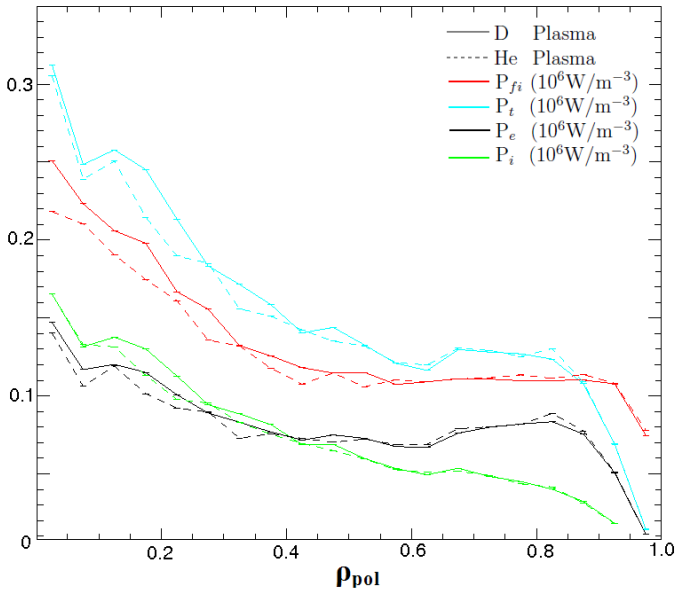


FIGURA 4.27: Disparo 23620. IPN-H, Injetor NBI-3, potência depositada em plasmas de D e He.

A comparação entre plasmas de D e He em caso de densidade alta é mostrado na figura 4.27. Desta maneira, dentro das condições especificadas, plasmas de D e He são equivalentes com relação a absorção do feixe.

Injeção de H, NBI-8 (72keV)

Para testar os modelos em situações diferenciadas, com os mesmos perfis de T_e e n_e, porém maior energia de feixe, foram realizados cálculos de potência depositada para IPN-H injetor NBI-8 (72keV). Os resultados comparando a utilização do F&J$_{gs}$ e ADAS$_{exc}$ no FAFNER, são apresentados nas figuras 4.28 e 4.29, contendo respectivamente: P_{fi} e P_t; P_e e P_i, Também nestes casos, a densidade de potência depositada nas regiões mais externas do plasma é maior quando se utiliza o banco de dados ADAS$_{exc}$. Há maior potência entregue para os íons rápidos na região da borda, acarretando em aproximadamente 20% menos potência disponível para região central do plasma.

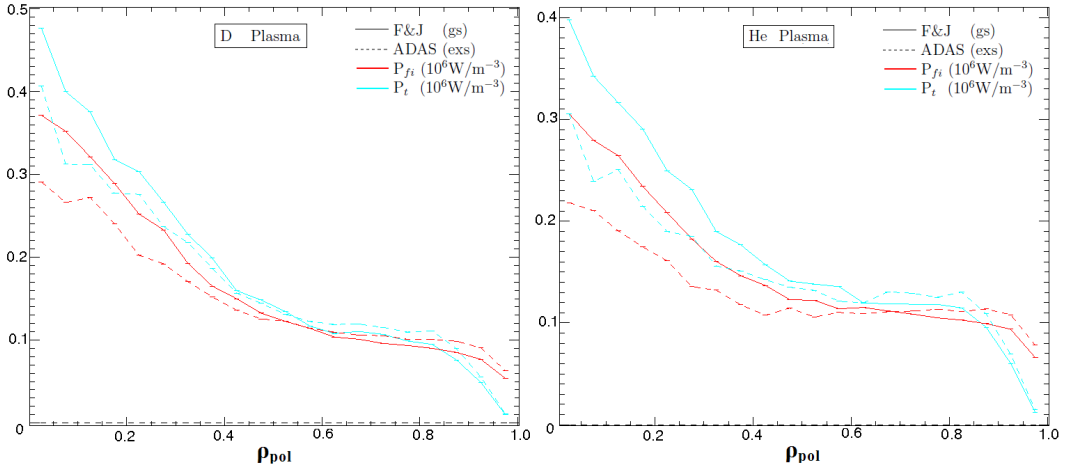


FIGURA 4.28: Disparo 23620, Injeção de H com injetor NBI-8; Perfis de P_{fi} e P_t transferidos em plasmas de D e He.

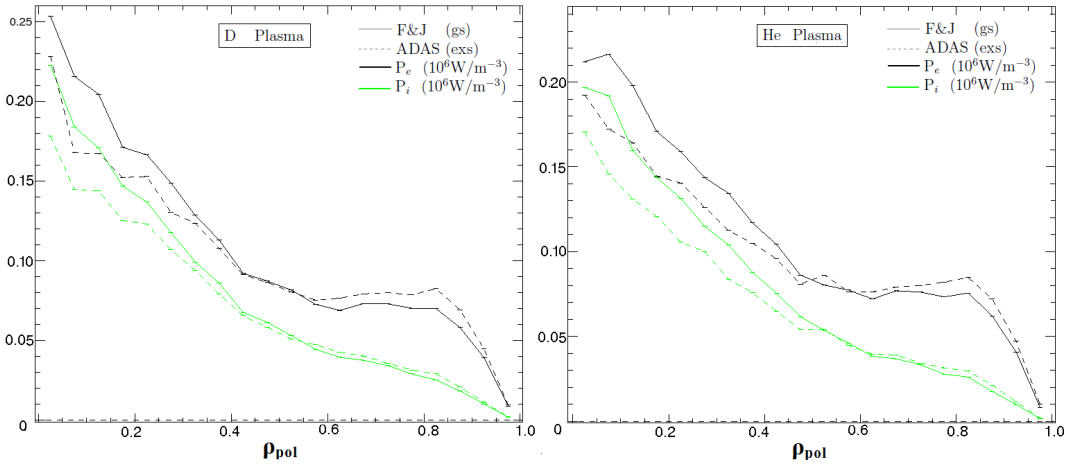


FIGURA 4.29: Disparo 23620, Injeção de H com injetor NBI-8; Perfis de P_e e P_i transferidos em plasmas de D e He.

A tabela mostra as quantidades W_{fi}, f_t, f_e, f_i e todas as perdas de potência para os casos de plasmas de D e He.

TABELA 4.6: Comparando a densidade de potência depositada em plasmas de D e He, para modelos distintos de ionização do feixe. IPN-H Injetor NBI-8. Frações de energia f_t, f_e, f_i e todas as perdas de potência como porcentagem de P_{tot}.

Plasma	$\langle\sigma\nu\rangle$	$W_{fi\ (\times 10^3 J)}$	f_t	f_e	f_i	f_{Shine}	f_{cx}	f_{orbit}	$f_{SOL\ (\%)}$
D	F&J	6,48	90,59	58,30	32,29	2,96	0,14	3,82	2,49
	ADAS	6,44	92,93	61,02	31,91	0,64	0,08	3,86	2,49
He	F&J	6,67	92,75	60,39	32,36	1,13	0,09	3,41	2,62
	ADAS	6,45	92,06	61,67	30,93	0,42	0,08	3,89	3,01

Considerando as perdas de energia, há uma redução significativa de até 5 vezes na P_{Shine}. Para o injetor NBI-8, não há variação considerável ($< 2\%$) na energia armazenada nos íons rápidos W_{fi}, mostrando que o processo de desaceleração dos íons rápidos é aproximadamente o mesmo em ambos os casos.

Nota-se que, nas fontes NBI-3 (fig. 4.27) e NBI-8 (fig. 4.28), há um deslocamento de P_t em direção a região central, quando comparado ao perfis de P_{fi}. Isso é devido ao efeito de deslocamento do eixo de movimento orbital (orbita banana), em direção ao centro da coluna de plasma (caso de co-injeção), afastando os íons rápidos das superfícies magnéticas mais externas onde surgiram. Assim, os íons rápido que nascem na região da borda, acabam entregando sua energia ao plasma em regiões mais internas. Outro efeito que influencia os perfis de P_t e P_{fi}, especialmente na região da borda, são as perdas. Uma determinada fração da energia armazenada nos de íons rápidos não permanecendo no sistema. As perdas orbitais chegam a somar 10% de P_{tot} dependendo da fonte utilizada, atenuando os perfis de deposição de potência na borda.

Comparando-se os perfis de deposição de potência em plasmas de D e He ($Z_{eff} = 2$), e utilizando apenas $ADAS_{exc}$ para calculo dos coeficientes $\langle\sigma\nu\rangle$, a figura 4.30 mostra que não há diferença significativa entre os dois gases. Em resumo, fica claro que presença de certa população de átomos excitados tem contribuição importante para a absorção do feixe, particularmente em plasmas de densidade alta $\overline{n}_e \approx 9,3 \times 10^{19}\ m^{-3}$. O principal efeito é o aumento da absorção na região da borda do plasma. O estudo completo dos perfis de densidade de potência e das perdas de energia do feixe é apresentado no apêndice C.1 para todas as fontes. Foram tratados os casos de injeção de H

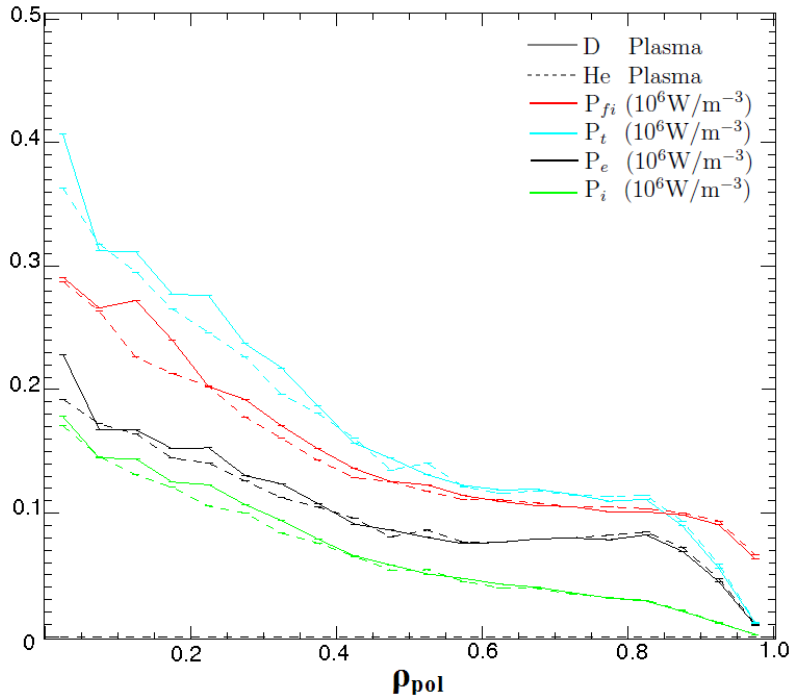


FIGURA 4.30: Disparo 23620. IPN-H, injetor NBI-8, densidade de potência depositada em plasmas de D e He.

(INP-H) e D (INP-D) em plasmas de D e He, sempre utilizando FAFNER com ADAS$_{exc}$ para o cálculo dos coeficientes de atenuação do feixe.

4.2.4 FAFNER vs. Análise dos Diagnósticos

O Experimento ASDEX Upgrade dispõe de códigos de diagnóstico, capazes de fornecer parâmetros como tempo de confinamento de energia: térmico τ_{th} (eq. 3.40) e total τ_{tot} (eq 3.36). Tais códigos, chamados TOT e TTH (seção 3.6.3), são baseados em curvas derivadas de inúmeros cálculos utilizando FAFNER, com modelo F&J$_{gs}$ para os coeficientes de atenuação do feixe. Basicamente, τ_{th} e τ_{tot} são estimados por formulas que dependem da temperatura média ($T_{e,av}$), densidade média ($n_{e,av}$) e equilíbrio magnético, e por isso os códigos TOT e TTH são considerados diagnósticos de segundo nível. Os códigos estão calibradas e adaptadas a condições de plasmas bastante específicas: I$_p$ = 0,8 MA em plasma de D, injeção de D com Injetor NBI-1 (60

keV). Porém, é possível operar o tokamak ASDEX Upgrade em outros cenários, e uma questão fica evidente: Quão acuradas são os parâmetros fornecidos pelos códigos TOT e TTH em caso de plasma de He? Tal questão foi investigada por meio da comparação do parâmetro W_{fi}/P_{tot} (energia armazenada nos íons rápidos normalizada em relação a potência total injetada). Tal parâmetro é fornecido pelo código TOT, e também pode ser calculado utilizando o FAFNER. A principal ideia foi a escolha de um conjunto de disparos contendo condições de plasma distintas $n_{e,av}$ e $T_{e,av}$, e assim, tempos de desaceleração global distintos τ_s.

O primeiro passo é comparar os resultados do FAFNER, para o caso de injeção de D em plasma de D, com os resultados do código TOT em caso de disparos com plasma de D. Desta maneira é possível verificar a boa concordância entre ambos. A tabela 4.7 contém a lista de disparos com D que foi utilizada para leitura dos parâmetros calculados pelos códigos TOT e TTH. Os disparos selecionados cobrem a faixa de densidade $\overline{n}_e$ entre $3,9-8,2\times10^{19}$ m^{-3} e τ_s entre $10-40$ms. A comparação também considera cenários de injeção distintos, com combinações entre os injetores NBI-3-5-6-8.

Tabela 4.7: Lista dos disparos com D, parâmetros lidos dos códigos TOT e TTH que fornecem respectivamente τ_{tot} e τ_{th}

Disparo	Fonte	$n_{e,av}$	W_p	P_{tot}	P_{net}	W_{fi}	τ_s	τ_{tot}	τ_{th}
		$(10^{19}m^{-3})$	$(\times10^5J)$	$(\times10^6W)$	$(\times10^6W)$	$(\times10^4J)$	(ms)	(ms)	(ms)
23794	3+5+8	7,70	2,36	4,25	3,90	1,93	12	49	49
23794	5+8	8,14	4,94	2,97	2,65	2,27	20	15	16
25800	3+6	3,96	2,72	5,03	4,40	7,62	38	55	46
25800	3	4,21	2,25	2,51	2,25	2,39	23	72	70
25830	3+6	4,10	3,21	5,00	4,34	6,42	32	49	42
25831	3+5	4,38	3,31	5,02	4,32	6,14	31	46	41

A figura 4.31 permite uma análise compilada dos dados obtidos. As variáveis W_{fi}/P_{tot} (W_{fi}: energia armazenada nos íons rápidos, P_{tot}: potência total injetada) são lidas a partir dos diagnósticos (TOT e TTH) e dos cálculos realizados com o FAFNER. No caso dos resultados do FAFNER, foram utilizadas as duas versões do código $F\&J_{gs}$ e $ADAS_{exc}$. Os valores estão plotados na figura 4.31

em função de τ_s (tempo de desaceleração global)

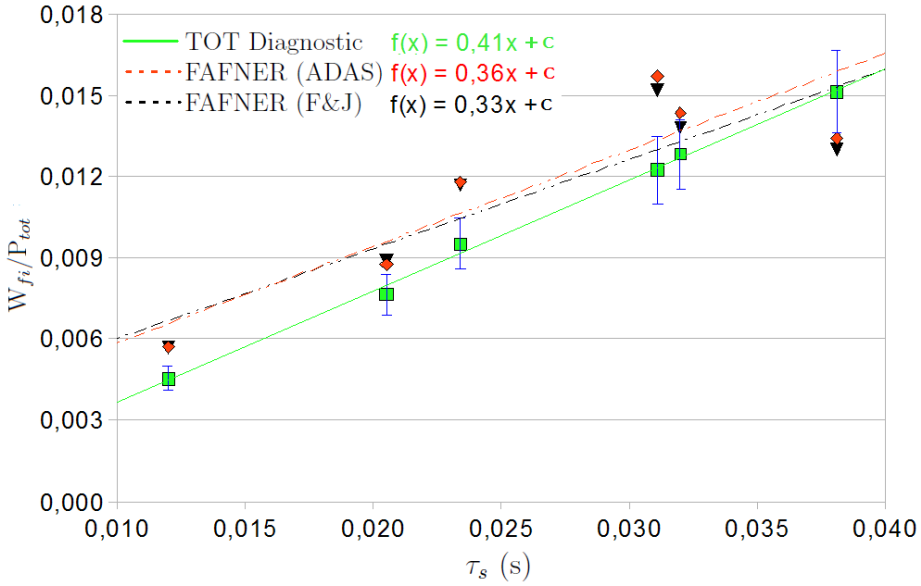


FIGURA 4.31: Disparos com plasma de D. Comparando os resultados do FAFNER (F&J$_{gs}$-Preto e ADAS$_{exc}$-Vermelho) com os resultados do código TOT. Dados plotados em função do tempo global de desaceleração τ_s.

A figura 4.31 mostra que as diferenças não são completamente simétricas. Na média, há uma diferença de até 20% para o parâmetro W_{fi}/P_{tot} quando compara-se os resultados do código TOT e do FAFNER. Isso pode ser devido ao fato dos códigos TOT e TTH no tokamak ASDEX Upgrade levarem em conta todas as possíveis perdas de energia do feixe, enquanto que nos cálculos com FAFNER, as perdas P_{Ripple} devido as ondulações do campo toroidal não são consideradas (pois aumentaria o tempo computacional de maneira significativa: de minutos para horas, dependendo da combinação de fontes utilizada). No experimento ASDEX Upgrade, é fato conhecido que as perdas P_{Ripple} giram em torno de 7% da potência total injetada. Assim, esta poderia ser uma das razões explicando o fato da energia armazenada nos íons rápidos W_{fi} ser superestimada em aproximadamente 20% no FAFNER, como é mostrado na tabela 4.8, levando à discrepância entre os resultados obtidos com FAFNER e com o código TOT.

TABELA 4.8: Lista de disparos com plasma de D; Parâmetros lidos a partir dos resultados do FAFNER e dos códigos TOT e TTH presentes no AUG.

Disparo	Fonte	$W_{fi,Analise}$	$W_{fi,FAFNER}$	$\left[1-\frac{W_{fi,Analise}}{W_{fi,FAFNER}}\right]$
		$(\times 10^4 J)$	$(\times 10^4 J)$	(%)
23794	3+5+8	2,52	1,93	23
23794	5+8	2,71	2,27	16
25800	3+6	7,08	7,62	-8
25800	3	3,11	2,39	23
25830	3+6	7,52	6,42	15
25831	3+5	8,22	6,14	25

Considerando apenas a comparação entre os resultados do FAFNER para os dois modelos testados (F&J$_{gs}$ e ADAS$_{exc}$), nota-se que não há diferença significativa entre os parâmetros de confinamento comparados. De fato, nem a energia armazenada W_{fi} nem o processo de desaceleração dos íons rápidos são afetados significativamente pela presença de átomos excitados, considerando-se a faixa de E_b e n_e testadas.

Uma das simplificação nos códigos TOT e TTH é o fato de não serem adaptadas ás energias de feixe E_b do injetor 2, o que pode introduzir erros referentes a parâmetros como W_{fi}, principalmente em casos onde há combinação de fontes do injetor 1 e 2. Considerando todos estes fatores que introduzem discrepâncias, pode-se dizer que dentro de uma margem de tolerância de 10%, os parâmetros fornecidos pelos códigos TOT e TTH estão de acordo com os resultados obtidos com FAFNER.

A mesma comparação foi realizada em caso de disparos com plasma de He e injeção de H. Note que os códigos TOT e TTH são calibradas para injeção de D em plasma de D, e os resultados do FAFNER são cálculos referentes a IPN-H em plasma de He com $Z_{eff} = 2$. A próxima tabela contém a lista de disparos com He que foi utilizada para esta comparação. Os disparos selecionados cobrem a faixa de densidade $\overline{n}_e$ entre $3,6-9,6\times10^{19}$ m^{-3} e τ_s entre $8-30$ ms, e considera cenários de injeção distintos, com combinações das fontes NBI-2-3-5-8.

TABELA 4.9: Lista de disparos com He, parâmetros lidos dos códigos TOT e TTH

Disparo	Fonte	$n_{e,av}$ $(10^{19}m^{-3})$	W_p $(\times 10^5 J)$	P_{tot} $(\times 10^6 W)$	P_{net} $(\times 10^6 W)$	W_{fi} $(\times 10^4 J)$	τ_s (ms)	τ_{tot} (ms)	τ_{th} (ms)
23599	3+5	6,05	2,93	2,87	2,57	2,26	20	91	88
23599	2+3+5	6,07	3,23	4,23	3,81	3,22	19	69	66
23601	3+5+8	4,91	2,00	4,29	3,57	3,12	18	49	46
23608	3	3,61	1,80	1,44	1,24	1,56	27	87	91
23620	3+8	9,62	3,41	2,88	2,60	0,99	8,7	86	90

As variáveis W_{fi}/P_{tot}, resultado das análises e dos cálculos com FAFNER, estão plotados na figura 4.32 em função de τ_s.

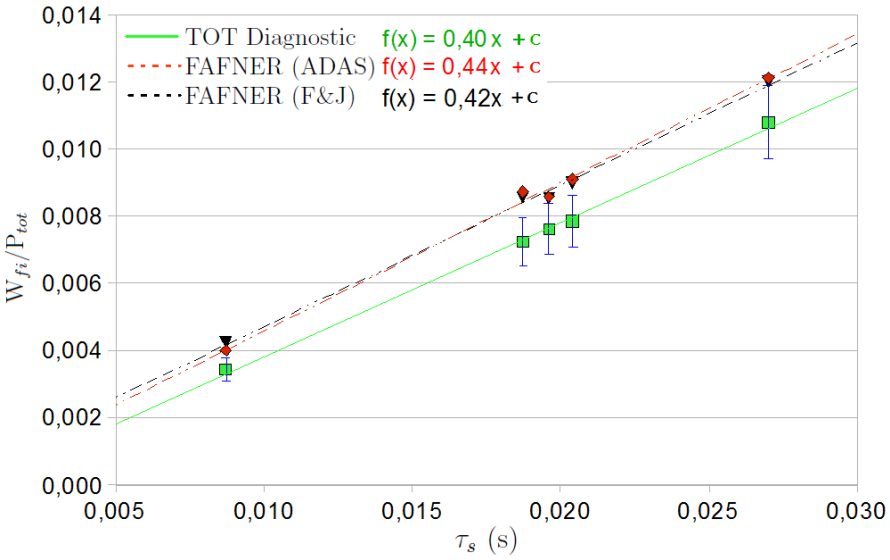


FIGURA 4.32: Disparos com plasma de He. Comparação dos resultados do FAFNER (utilizando $ADAS_{exc}$-Vermelho, $F\&J_{gs}$-Preto), com resultados do código TOT-Azul. Dados em função do tempo global de desaceleração τ_s.

No caso dos disparos com plasma de He e injeção de H, considerando tolerância de 10% para os erros dos códigos TOT e TTH, há boa concordância com os resultados do FAFNER. Nota-se que tal concordância ocorre mesmo tendo as análises TOT e TTH calibradas para condições de plasma distintas das que são englobadas pelos disparos selecionados. Dessa maneira, indicando

comportamento similar dos plasmas de D e He ($Z_{eff} = 2$) com relação as propriedades de confinamento de energia. Com relação à comparação dos métodos de cálculo dos coeficientes de atenuação do feixe ($ADAS_{exc}$ ou $F\&J_{gs}$), mostrou-se que os métodos não tem impacto significativo com relação a variável W_{fi} e nem sobre o processo de desaceleração dos íons rápidos, considerando-se a faixa de densidade n_e e energia E_b de feixe testadas. Deve-se ainda ter em mente que há o fato do código FAFNER ter superestimado W_{fi}, pois as perdas P_{Ripple} não foram levadas em conta durante os cálculos. Em geral, pode-se dizer que os códigos TOT e TTH permitem estimativas realistas da ordem de grandeza dos parâmetros de confinamento para distintos cenários de operação no ASDEX Upgrade.

4.2.5 Conclusões

As principais conclusões apresentadas foram:

Em caso de plasmas de densidade baixa $\overline{n}_e \approx 3,8 \times 10^{19}$ m^{-3}, ambos os métodos $F\&J_{gs}$ e $ADAS_{exc}$ para cálculo dos coeficientes totais de atenuação do feixe $\langle \sigma v \rangle_{tot}$ são equivalentes, e consequentemente seus respectivos perfis de densidade de potência depositada. Desta forma, a presença de átomos excitados no feixe não é relevante. Em caso de plasmas de densidade alta $\overline{n}_e \approx 9,3 \times 10^{19}$ m^{-3}, há aumento significativo da absorção do feixe na região da borda do plasma quando o FAFNER utiliza a base de dados $ADAS_{exc}$. Desta maneira, mostrou-se que a população de átomos excitados tem contribuição importante para o $\langle \sigma v \rangle_{tot}$. Tal efeito reduz a penetração do feixe e precisa ser levado em conta para o cálculo dos perfis de de potência depositada em plasmas de alta densidade eletrônica.

Quando se utiliza a base de dados $ADAS_{exc}$ em caso de alta densidade, os perfis de densidade de potência depositada em plasmas de D e He com mesmo $Z_{eff} = 2$ são equivalentes, evidenciando que as impurezas tem papel importante no cálculo da deposição do feixe. Assim, para o caso estudado $n_e \approx 10^{20}$ m^{-3}, plasmas de D e He com o mesmo Z_{eff} tem propriedades equivalentes quando interagem com um feixe de partículas neutras, com energia na faixa de $E_b = 42 - 93$ keV. Pequenas variações na densidade de potência

depositada na região da borda ($< 5\%$) foram observadas para caso de injeção de D com os injetores NBI-7 e NBI-8 93 keV (ver C.1), evidenciando o fato de que a similaridade entre plasmas de D e He com respeito a absorção do feixe não deve ser generalizada. Cada cenário de injeção, densidade e espécies no plasma, devem ser tratados separadamente.

Com respeito a análise TOT/TTH de tempo total e global de confinamento de energia, é possível dizer que, com uma margem de 10% de tolerância, há similaridade entre as análises do código TOT e os cálculos do FAFNER para os casos de plasmas de D e He. Além disso, mostrou-se que a presença de átomos excitados no feixe não é relevante com relação aos parâmetros W_{fi}/P_{tot}, na faixa de energia E_b e densidade n_e testada.

Capítulo 5

Conclusões

5.1 Trabalho no NOVA-UNICAMP e TCABr-USP

Os estudos de espectroscopia presentes na tese tinham como objetivo principal a identificação das emissões do plasma no tokamak NOVA-UNICAMP, assim como a aplicação e refinamento da técnica de relação entre ordens superiores de difração (OSD) para cáculo da T_i.

Na primeira fase do projeto, durante a campanha experimental realizada no TCABr-USP, pôde-se ter o primeiro contato com as dificuldades relacionadas à espectroscopia no UVV. O tratamento de dados permitiu traçar as melhores estratégias de aquisição a serem seguidas durante a posterior tomada de dados no tokamak NOVA-UNICAMP. Foi possível identificar as emissões de maior relevância para o cálculo da T_i, sendo elas: L_α (1215,67Å); OV (629,73Å); O VI (1031,91Å; 1037,81Å); CIII (977,02Å); OIV (787,71Å; 790,103Å). No cálculo da T_i, mostrou-se a necessidade de maior cuidado e refinamento na aquisição dos sinais, [9]; Quando se trabalha no UV, a largura total do sinal observado é relativamente estreito quando comparado à distribuição dos pixels, sendo que uma linha espectral ilumina um pequeno número de pixels (5 a 6). Isso acaba gerando dificuldades durante o tratamento de dados, que dependem de uma regressão gaussiana do sinal observado, para obtenção do parâmetro $\Delta\lambda_{LMA}$ (largura a meia altura). Ficou claro ser necessário aferir o pico de intensidade

da emissão, mantendo uma distribuição simétrica dos pixels em torno do λ_0 observado (ver fig. 4.1).

A remontagem do aparato experimental instalado no Lab. Plasmas da USP e transferido para o Lab. de Plasmas da UNICAMP, envolvido atividades como: Confecção de peças para adaptação de aparato óptico (que teve grande utilidade durante a tarefa de posicionamento e alinhamento do espectrômetro UVV), instalação e operação de sistema de ultra-alto vácuo e atividades relacionadas a proteção radiológica, que contribuíram para capacitação de planejamento experimental do aluno.

A instalação, alinhamento e calibração do dispositivo MCP-CCD acoplado ao espectrômetro McPherson-225 permitiu a preparação para aquisição de dados nas fases posteriores. Na operação do tokamak em modo de limpeza, foram realizados teste de aquisição dados e consolidação da operação em modo tokamak. Numa segunda fase do trabalho, toda região espectral de 500 - 3200Å foi observada, permitindo a identificação das emissões do plasma do tokamak NOVA na região do UV. A documentação referente a este trabalho está presente no apêndice D.1. O banco de dados gerado, com mais de 170 linhas identificadas, permitiu a escolha das emissões mais relevantes para o cálculo da T_i por meio da relação entre OSD, sendo elas: O V (629,73Å), O IV (787,71Å), C III(977,03Å) e O VI(1037,61Å).

O método de relação entre OSD pode ser refinado, e mostrou-se bastante efetivo para o cálculo da T_i, sendo que as emissões dos íons de oxigênio mostraram T_i ≈40-50 eV, enquanto que a emissão de carbono mostrou T_i ≈87 eV. Tais medidas indicam que pode haver distribuição radial das impurezas no tokamak NOVA-UNICAMP, sendo que as emissões de oxigênio inerentes a região de borda do plasma, e as emissões de carbono abrangendo toda coluna de plasma. Com o presente trabalho, confirmou-se a necessidade de selecionar os sinais cujo pico de intensidade fosse aferido, sendo mantida a distribuição simétrica do sinal observado sobre os pixels do CCD.

Foi realizada a determinação do alargamento instrumental $\Delta\lambda_{LMA}$ através das emissões de linhas frias, utilizando a fotomultiplicadora, sendo utilizado como fonte o próprio plasma, com o tokamak operando em modo de limpeza (menos energético).

As medidas realizadas com fotomultiplicadora no tokamak Nova não permitiram o cálculo da T_i, pois a influência do erro associado ao alargamento instrumental gerou resultados discrepantes. Ainda assim, pode-se realizar medidas da evolução temporal da intensidade de sinal das principais espécies emissoras do plasma: L_α (1031,91Å), Dupleto C IV (1550,77Å; 1548,19Å), O V (629,73Å) e O VI (1031,91Å).

Como perspectivas futuras de trabalhos, pode-se indicar a aquisição de um dispositivo MCP-CCD com maior resolução (N^0 pixels espectrais x N^o de pixels espaciais), a fim de contornar definitivamente o problema relacionado ao pequeno numero de pixels iluminados pelas linhas espectrais na região do UV. Além disso, pode-se explorar a possibilidade de observação da coluna de plasma em diferentes alturas (posições radiais) a fim de identificar o pico de intensidade de sinal, permitindo traçar a distribuição radial de espécies como L_α (1031,91Å), C III (977,03Å) e O V (629,73Å), e determinar o perfil de temperatura iônica, [6]. Para isso, pode-se utilizar tanto o MCP-CCD ou a fotomultiplicadora, bastando a adaptação de um seletor de altura (uma janela estreita que possa ser deslocada verticalmente). Uma das possíveis dificuldades seria a redução da intensidade do sinal, porém, acredita-se que as linhas previamente selecionadas tenham intensidade suficiente para que tal possibilidade seja testada. Deve-se ressaltar ainda que a alternativa de cálculo do alargamento instrumental $\Delta\lambda_{LMA}$ baseado em emissões de ordens superiores, pode ser mais explorada; Trás a vantagem inerente de fornecer tal parâmetro a partir de emissões do plasma quente, eliminando qualquer influência do $\Delta\lambda_D$.

A utilização de filtros ópticos seria bastante interessante e permitiria eliminar sobreposição de sinais em determinadas faixas do espectro, aumentando a gama de emissões que permitem o cálculo de T_i pela relação entre OSD. Além disso, a aquisição simultânea de sinal em dois espectrômetros distintos eliminaria uma das principais dificuldades para aplicação da relação entre OSD, que é reprodutibilidade dos disparos.

5.2 Trabalho no ASDEX Upgrade

Os estudos referentes a injeção de partículas neutras presentes nesse trabalho tiveram como objetivo principal construir uma documentação dos perfis de deposição de densidade de potência em plasmas de deutério e hélio no tokamak ASDEX Upgrade. Comparou-se os perfis de deposição e quantidades relacionadas para condições distintas de injeção e do plasma. Até então, tal comparação não havia sido realizada para plasmas de hélio no tokamak ASDEX Upgrade. A particularidade deste trabalho foi a utilização de uma nova base de dados (ADAS_{exc}) para o cálculo das seções de choque, que permitiram levar em conta a presença de átomos excitados no feixe de partículas neutras. Outra possibilidade explorada foi a comparação dos resultados do FAFNER com as análises realizadas pelos diagnósticos secundários TOT e TTH em caso de disparos com hélio. Tal comparação era interessante pois os diagnósticos TOT e TTH estão calibrados para uma faixa restrita de operação, e apenas para disparos com plasma de deutério, com I_p=0,8 MA; Dessa maneira, a comparação com os resultados do FAFNER permitiu checar sua acurácia para plasmas diferentes e cenários de injeção distintos.

Um estudo da influência das impurezas nos perfis de deposição de potência em plasma de D foi realizada. Os cálculos consistiram basicamente na especificação de carbono como principal impureza, sendo Z_{eff}=1,0; 1,5; 2,0. Os resultados foram comparados com a deposição de potência em plasma puro de He ($\mathrm{Z}_{eff} = 2$), e foi possível observar que, em caso de plasmas com densidade relativamente baixa $\overline{n}_e \approx 3.8 \times 10^{19}$ m^{-3} a presença de impurezas não desempenha papel importante (considerando-se a faixa de Z_{eff} testada), o que resultou em perfis de deposição praticamente idênticos em plasmas de D e He. Em contraste, para caso de injeção em plasmas de alta densidade, $\overline{n}_e \approx 9.3 \times 10^{19}$ m^{-3}, os perfis de deposição de potência mostraram crescente absorção do feixe, conforme aumentava a concentração de impurezas (Z_{eff}), sendo que o efeito foi mais relevante para o caso de injeção de H NBI-8 (72 keV), do que para o caso do injetor NBI-3 (42 keV). Além disso, ambos os casos: Plasma de D com $\mathrm{Z}_{eff} = 2$ e plasma puro de He ($\mathrm{Z}_{eff} = 2$) mostraram que os perfis de deposição de potência são aproximadamente os mesmos. Assim, as etapas posteriores do

trabalho sempre especificavam plasmas de D e He com $Z_{eff} = 2$, a fim de que fosse possível comparar apenas a influência da presença de de átomos excitados no feixe.

Primeiramente, em caso de densidade baixa $\overline{n}_e \approx 3.8{\times}10^{19}$ m^{-3}, considerou-se a injeção de H NBI-3 (42 keV) e NBI-8 (72 keV), comparando-se os perfis de deposição de potência em plasmas de D e He. Em ambos os casos, mostrou-se que a presença de átomos excitados no feixe não apresenta papel importante. Além disso, utilizando-se apenas a base de dados ADAS$_{exc}$, observou-se que plasmas de D e He são similares quanto a absorção do feixe em casos de baixa densidade eletrônica.

O mesmo estudo foi realizado considerando-se casos de densidade alta $\overline{n}_e \approx 9.3 \times 10^{19}$ m^{-3}. Primeiramente, mostrou-se que a absorção do feixe aumenta em até 10% quando considera-se a presença de átomos excitado nos feixe (ADAS$_{exc}$), revelando que a população de átomos excitas tem importante papel para sistemas de IPN em casos de plasmas com densidade alta. Considerando-se apenas o banco de dados ADAS$_{exc}$, a deposição em plasmas de D e He foi similar. No entanto, pequenas diferenças ($< 5\%$) podem ocorrer com relação a absorção do feixe na região da borda (apêncice C.1, injeção de D NBI-8 (93 keV)), que pode ter efeito de até 10% na região central do plasma. Assim, a similaridade de plasmas de D e He (com $Z_{eff} = 2$) não é generalizada, devendo ser tratada separadamente para cada condição de injeção e de plasma. Como principal conclusão, foi verificado que a presença de impurezas desempenha papel importante para a deposição do feixe de partículas neutras, assim Z_{eff} é um importante parâmetro com deseja-se comparar cenários de injeção distintos.

Considerando a validação dos diagnósticos secundários TOT e TTH (tempo de confinamento de energia total e térmico), foi selecionado um conjunto de disparos com plasma de He, com combinação distinta de injetores e cobrindo a faixa de τ_s entre $10-40$ms (tempo global de desaceleração), e em densidade $\overline{n}_e$ entre $3.6{-}9.6{\times}10^{19}$ m^{-3}. Mostrou-se que, em geral, o código TOT superestima o parâmetro W_{fi}/P_{tot} em aproximadamente 20% para caso de injeção de D em plasmas de D. A discrepância pode ser devido ao fato das perdas energéticas por ondulação do campo toroidal (Ripple) terem sido desconsideradas durante

o processo de cálculo, enquanto que o código TOT leva em conta todos os mecanismos de perda. Desta maneira, os cálculos mostraram maior W_{fi} (energia armazenada nos íons rápidos). Além disso, o parâmetro W_{fi} não mostrou dependência significativa com relação a presença de átomos excitados no feixe (ao menos na faixa de densidade e energia de feixe testadas). Para os disparos com He, os códigos TOT e TTH mostraram melhor acordo com os resultados do FAFNER, majoritariamente devido ao fato da energia armazenada W_{fi} ser maior ao especificar-se plasma de He no FAFNER. Assim, considerando-se a presente discussão, com margem de erro de 10%, pode-se dizer que há boa concordância entre as análises dos diagnósticos e os resultados do FAFNER.

Concluindo, a comparação da deposição de potência em plasmas de D e He não apresentou diferenças significativas, apenas variações da ordem de 10%. Logo, o tempo de confinamento assim como outras grandezas relacionadas, fornecidas pelos códigos TOT e TTH podem ser utilizadas, tendo em mente erro aproximado de 10%. Estimativas mais precisas requerem cálculos com FAFNER considerando-se todos os mecanismos de perda energética, além da calibração dos diagnósticos para cenários de injeção distintos.

Uma possível extensão do presente trabalho poderia ocorrer de duas maneiras: 1) A adaptação dos códigos TOT e TTH para injetor 2 (93 keV - injeção de D) em plasma de He, assim como a adaptação das presentes formulas em que se baseiam, utilizando FAFNER com ADAS$_{exc}$ para os casos de plasma de densidade alta. 2) Pode-se reescrever a maneira como o código FAFNER calcula a taxa de ionização ν_b, utilizando separadamente os coeficientes de atenuação devido a impacto iônico e eletrônico, e devido a troca de carga (eq. 3.33). Assim, o esquema de interpolação (eq. B.14 até B.17) não seria necessário, e seria possível trabalhar com os perfis exatos de densidade de cada espécie, ao invés de representar tais densidades como sendo *densidades efetivas* $\langle\sigma v\rangle^j_{e,eff}$ (eq B.14). Mais precisamente, tal esquema de interpolação foi construído pois anteriormente não era possível resolver separadamente a contribuição de cada processo de ionização (fig. B.1), fazendo-se necessário trabalhar apenas com $\langle\sigma v\rangle_{eff}$, que representa a soma de todas as contribuições $\langle\sigma v\rangle_e + \langle\sigma v\rangle_i + \langle\sigma v\rangle_{cx}$. Assim, todos os presentes testes e comparações poderiam ser revisados e estendidos a cenários com energia de feixe mais alta e densidades maiores.

Apêndices

A seguir apresenta-se os apêndices que tratam:

- Apêndice A. Sistema de Injeção de partículas Neutras (IPN) e principais conceitos sobre a deposição de energia no plasma
- Apêndice B. Banco de dados ADAS, que permite calcular coeficientes de atenuação $\langle \sigma\nu \rangle$ dos átomos excitados do feixe interagindo com as espécies do plasma
- Apêndice C. Documentação dos perfis de deposição de densidade de potência em plasmas de D e He, no tokamak ASDEX Upgrade
- Apêndice D. Documentação das emissões espectrais na região do UV, 500 - 3200Å, do tokamak NOVA-UNICAMP

Apêndice A

Sistema de IPN

No presente apêndice são apresentados considerações a respeito da produção do feixe de partículas neutras.

A.1 Produção do Feixe Neutro

Geralmente, a injeção de hidrogênio e deutério é preferencial para aplicações de aquecimento de plasma. Uma das principais razões é evitar a diluição do combustível, e a facilidade de acelerar partículas com menor massa a altas velocidades. A produção de um feixe de alta energia é baseada no mesmo conceito de um acelerador de partículas, onde íons são extraídos de uma fonte e ganham determinada quantidade de energia quando acelerados por campos elétricos bastante intensos. A principal diferença entre uma fonte de íons para IPN e para aceleradores é o fluxo de partículas necessário (dezenas de A) de modo a permitir que potência suficiente seja transferida para o plasma (ordem de MW). Tal necessidade requer fontes bastante sutis, capazes de fornecer alto fluxo de corrente, da ordem de centena de mA/cm^2 em uma área de centenas de cm^2, com estabilidade espacial e temporal (oscilação $\leq 10\%$), com reduzida fração de impurezas e grande eficiência no que diz respeito ao consumo de energia elétrica e gás injetado.

A fonte de íons consiste de uma câmara de plasma que pode ser construída com diferentes conceitos, utilizando filamentos aquecidos ou antenas RF ($\approx$1 MHz) para produção do plasma. As fontes baseadas em plasma RF possuem

inúmeras vantagens como: maior vida útil, baixo custo e menor necessidade de manutenção, tornando este design o principal conceito a ser utilizado na nova geração de fontes para aplicação em IPN. A extração eletrostática dos íons da fonte é realizada através da grade de direção. O design do sistema de extração de íons é de extrema importância para garantir a eficiência do sistema, pois as características geométricas do feixe são determinadas pela grade.

Os íons são acelerados a partir da fonte por uma grade com múltiplas aberturas circulares, desenhadas para minimizar as aberrações associadas a cada parcela do feixe, produzindo em conjunto, uma grande seção reta e colimada. A aceleração dá-se através da utilização de um arranjo de três a quatro eletrodos metálicos (Fig.A.1) sob alta voltagem, com o objetivo de realizar a extração dos íons. A função da grade com tensão negativa (Grade Decel) é prevenir que elétrons vindos do neutralizador sejam acelerados pelo potencial da grade (60 - 100 kV entre a Grade de Plasma e a Grade Aterrada) e injetados dentro da fonte de íons. No entanto, os eletrodos negativos atuam sobre o feixe de íons, como lentes eletrostáticas divergentes. A corrente I extraída de uma única abertura, e a curvatura das bordas do plasma (que efetivamente determinam a geometria de emissão dos íons) é descrita por um modelo conhecido como "space-charge-limited flow"eq. A.1

$$I = C \cdot V^{3/2} \Big(\frac{Z}{M}\Big)^{1/2} \Big(\frac{a}{d}\Big)^{2} \tag{A.1}$$

onde V é o potencial eletrostático aplicado, Z e M são a carga e a massa do íons extraído, a é o raio da abertura na grade, d a distância entre os eletrodos de plasma e de supressão, e C é uma constante. Este modelo pode ser utilizado em caso de extração de íons positivos a partir de uma superfície esférica de plasma, assim como mostrado na figura A.1. Outro parâmetro importante é a perveancia P, definida como $P = I/V^{3/2}$, que permite o cálculo de acoplamento ótimo entre a densidade de corrente de íons extraída da fonte e o potencial eletrostático na Grade de Plasma. Uma perveancia ótima resulta numa curvatura de plasma que leva a mínima divergência do feixe, e consequentemente, minimiza as perdas devido impacto das partículas do feixe com bordas e paredes do equipamento. No entanto, parâmetros geométricos são limitados pela formação de arco-voltaico (por exemplo, dependendo da

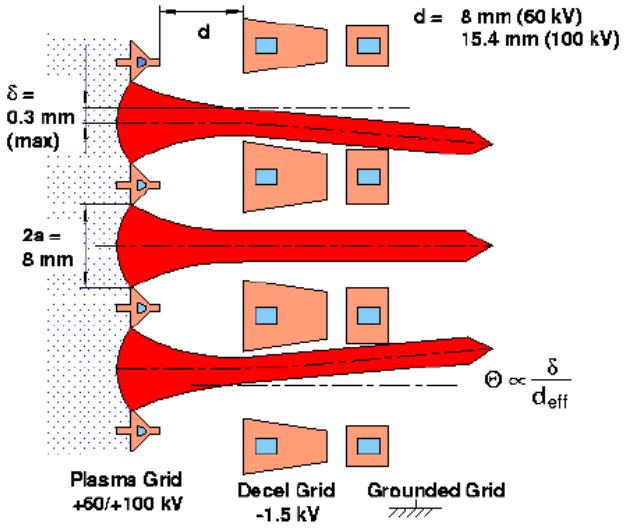


FIGURA A.1: Geometria de extração para sistema com três eletrodos, e três aberturas circulares. Em vermelho, o feixe de íons extraído, mostrando a superfície esférica de plasma no lado esquerdo, e o "ângulo de viragem"θ do lado direito. As voltagens indicadas são típicas para o caso dos injetores do ASDEX Upgrade.

tensão aplicada, há um mínimo d para o qual há formação de arco-voltaico ocorre) e também pelo nível de aberração permitido para o feixe (eficiência de colimação). Usualmente, mantem-se a relação $a/d < 0,5$ no design das grades. Consequentemente, grandes feixes não podem ser extraídos de uma única abertura da grade, o que exige grades com múltiplas aberturas de pequeno diâmetro. Dimensões típicas para as aberturas da grade, os chamados "beamlets"estão mostrados na figura A.1).

A.2 Processos de Neutralização

O próximo estágio depois da aceleração dos íons é a neutralização do feixe. Este processo é realizado por reação de troca de carga dentro da câmara de neutralização, constituída simplesmente de um fluxo de gás frio posicionado logo a frente da grade de extração de íons. Um bom acoplamento entre o neutralizador e a fonte de íons é desejável, para que o comprimento total do aparato seja minimizado, reduzindo efeitos relacionados ao movimento de

partículas carregadas dentro da estrutura metálica, assim como reduzindo os requerimentos de bombeamento. Desta maneira, com o objeto de entregar maior potência possível para o plasma reduzindo as perdas, a otimização da fonte de íons é um ponto chave. A reação de troca de carga é expressa por:

$$D_b^+ + D_2 \longrightarrow D_b + D_2^+ \tag{A.2}$$

onde o sufixo 'b' assinala a partícula do feixe com alta energia, e as partículas sem o sufixo são as que compões o gás na câmara de neutralização.

A re-ionização das partículas neutras rápidas devido colisão com as moléculas neutras do gás (stripping) pode ocorrer, caracterizando uma reação que reduz a eficiência do neutralizador:

$$D_b + D_2 \longrightarrow D_b^+ + D_2 + e^- \tag{A.3}$$

Há ainda a possibilidade de gerar partículas carregadas negativamente, devido a reação $D_b + D_2 \longrightarrow D_b^- + D_2^+$, mas a seção de choque de tal processo é tão pequena que pode ser negligenciada [3]. Como mostrado nas reações, os processos dentro da câmara de neutralização ocorrem majoritariamente pela troca de um único elétron, desta maneira o momento característico do feixe não sofre alteração considerável durante a interação, pois $\mathrm{v}_b >> \mathrm{v}_{gas}$.

Um ponto importante a ser ressaltado é que a fonte de íons não produz somente o íon desejado D^+, mas também moléculas carregadas do tipo D_2^+ e D_3^+. No processo de aceleração as moléculas carregadas adquirem a mesma energia cinética E_b que os íons, mas tem menor velocidade v_b devido a maior massa, segundo a equação $v_b = \sqrt{2E_b/M}$. Essa moléculas são dissociadas no neutralizador resultando em átomos com as frações energéticas $\mathrm{E}_b/2$ ou $\mathrm{E}_b/3$. Devido sua menor energia, essas partículas tem menor eficiência de penetração e aquecimento do plasma.

Apêndice B

ADAS - Atomic Data Analises

O projeto de ADAS é um esforço internacional dedicado à modelagem da propriedades radiantes de íons e átomos em plasmas, para auxiliar na análise e interpretação das medidas espectrais e de interações de partículas neutras com o plasma. Especificamente para o caso de injeção de partículas neutras, o banco de dados ADAS fornece a possibilidade de cálculo das taxas de reação (ionização) efetivas $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$ que levam em conta todos os processos contribuindo para a ionização das espécies neutras no feixe, incluindo a presença de átomos excitados. Para se ter uma ideia de quão relevante pode se tornar contribuição das espécies excitadas para o parâmetro $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$, a figura B.1 é apresentada. Em vermelho, a $\langle \sigma \upsilon \rangle$ para o caso de absorção do feixe considerando somente processo de ionização a partir das partículas neutras no estado fundamental *chamado ADAS_{gs}. Em azul, a $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$ para o caso de absorção do feixe considerando-se a ionização das partículas neutras no estado fundamental e e das neutras nos 'n' estados excitados possíveis *chamado ADAS_{exc}.

O valor absoluto de $\langle \sigma \upsilon \rangle$ pode ser até 15% maior em caso de $\overline{n}_e \approx 10^{20}$ m^{-3} (plasma de densidade alta). Quando considera-se a presença de átomos excitados no feixe, a contribuição do impacto eletrônico para o coeficiente efetivo de atenuação $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$ é a maior diferença. Isso indica que os impactos eletrônicos passam a ter papel mais relevante quando considera-se a presença de átomos excitados. Dessa forma, dependendo das condições do plasma e da energia do feixe, a contribuição dos átomos excitados pode representar uma diferença significante com relação aos perfis de potência depositada no plasma. Em par-

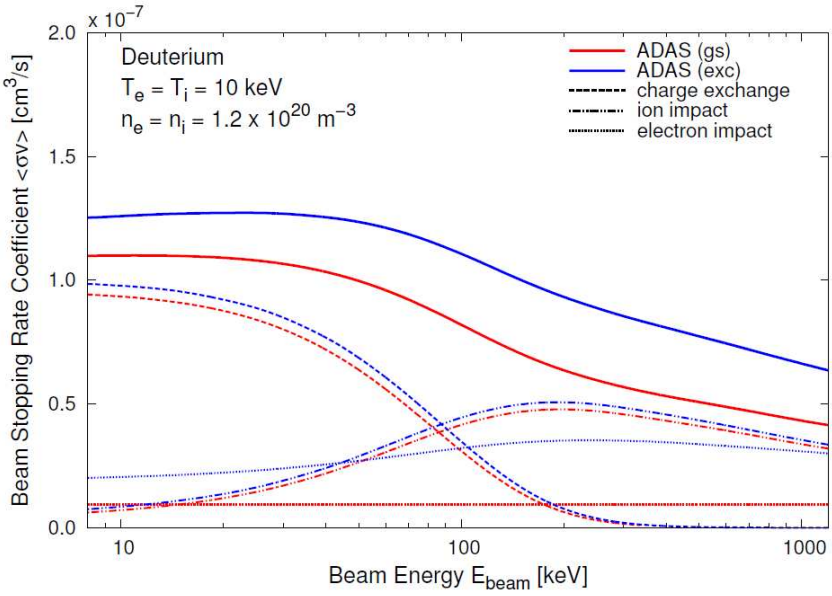


FIGURA B.1: Comparando os coeficientes de atenuação do feixe (taxa de reação) para o caso de injeção de D em plasma de D sendo: Ionização a partir dos átomos no estado fundamental (ADAS_{gs}), e ionização a partir dos átomos no estado fundamental e excitado (ADAS_{exc}). ($\mathrm{T}_e = 10\,\mathrm{keV}$ e $\mathrm{n}_e = 1,2 \times 10^{20}\,\mathrm{m}^{-3}$) [4]

ticular, em cenários de densidade alta, a absorção do feixe na região de borda pode ser bem maior do que as previstas pela modelagem Freeman & Jones, que não leva em consideração a presença de átomos excitados no feixe. Para melhor compreensão de todo o processo de cálculo envolvendo as espécies excitadas, deve-se ter em mente que o pacote ADAS fornece os coeficientes $\langle \sigma \upsilon \rangle$ tanto para as partículas neutras rápidas quanto para as partículas excitadas no feixe (H ou D) interagindo com as principais espécies que eventualmente compõe o plasma (H, D, He, Li, Be, B, C, N, O, F, Ne). Nessa abordagem, o cálculo dos coeficientes de atenuação do feixe $\langle \sigma \upsilon \rangle$ para os átomos excitados é algo relativamente novo. A implementação de tais rotinas no código FAFNER, que consideram a presença da atomos excitados, é realizada através da adição de coeficientes de atenuação que influenciam o valor final de $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$; Tal trabalho foi realizado recentemente como projeto de mestrado Ref. [4].

Papel dos Átomos Excitados na Interação Feixe-Plasma

O modelo que vinha sendo utilizado para o cálculo dos coeficientes de atenuação era o chamado Fremman and Jones (F&J$_{gs}$), e que considerava apenas ionização a partir dos átomos neutros no estado fundamental. Como já mencionado, o ADAS$_{exc}$ permite levar em conta a presença espécies em 'n' estados de excitação devido à interação com elétrons e íons do plasma. Uma espécie excitada requer interação de menor energia para que seja ionizada, o que pode aumentar significativamente as taxas de atenuação do feixe, especialmente na região de borda. Um ponto chave para compreensão do processo de simulação é que as partículas neutras do feixe, no estado fundamental ou excitado, interagem apenas com espécies do plasma completamente ionizadas (H^+, D^+, He^{2+}, Li^{3+}, Be^{4+}, B^{5+}, C^{6+}, N^{7+}, O^{8+}, F^{9+}, Ne^{10+}). Considerando-se o interesse deste estudo para injeção de H e D em plasmas de D e He, é importante ter em mente os canais de reação envolvidos no processo de absorção do feixe. No caso de injeção de D_b em plasma de D (onde o sufixo b representa espécie do feixe), os processos de ionização primário são devido a interação das partículas neutras no estado fundamental (n=1) com os íons e elétrons do plasma. Esses processos são amplamente conhecidos (seção 3.2) e formam a base de cálculo com a antiga versão do código (F&J) onde a base de dados ADAS ainda não estava disponível. Os canais de reação secundários consideram as reações de excitação, que consistem em interações que geram átomos no feixe em certo nível 'n' de excitação.

Uma população de átomos excitados está estatisticamente distribuída segundo T_e, n_e e E_b, assumindo equilíbrio termodinâmico local no qual tal população não muda. Considerando D_b como sendo a representação da partícula neutra em estado fundamental, e $D_{(n)_b}$ como sendo a partícula neutra excitada, os seguintes processos de excitação podem ocorrer no feixe, respectivamente devido a impacto com íons e elétrons:

$$D_b + D^+ \longrightarrow D^+ + D_{(n)_b} \tag{B.1}$$

$$D_b + e^- \longrightarrow e^- + D_{(n)_b} \tag{B.2}$$

Tais espécies podem ser vistas como um feixe secundário interagindo com elétrons e núcleons completamente ionizadas do plasma:

$$D_{(n)_b} + D^+ \longrightarrow D + D_b^+ \tag{B.3}$$

$$D_{(n)_b} + D^+ \longrightarrow D^+ + D_b^+ + e^- \tag{B.4}$$

$$D_{(n)_b} + e^- \longrightarrow e^- + D_b^+ + e^- \tag{B.5}$$

com taxas de reação específicas $\langle \sigma \upsilon \rangle$ (fig. B.3) determinadas utilizando-se o modelo ADAS.

A figura B.2 mostra a seção de choque para excitação aos níveis n=2;3;4;5, por impacto de íons e elétrons, o que ilustra a contribuição de cada processo de excitação para formação da população de átomos excitados.

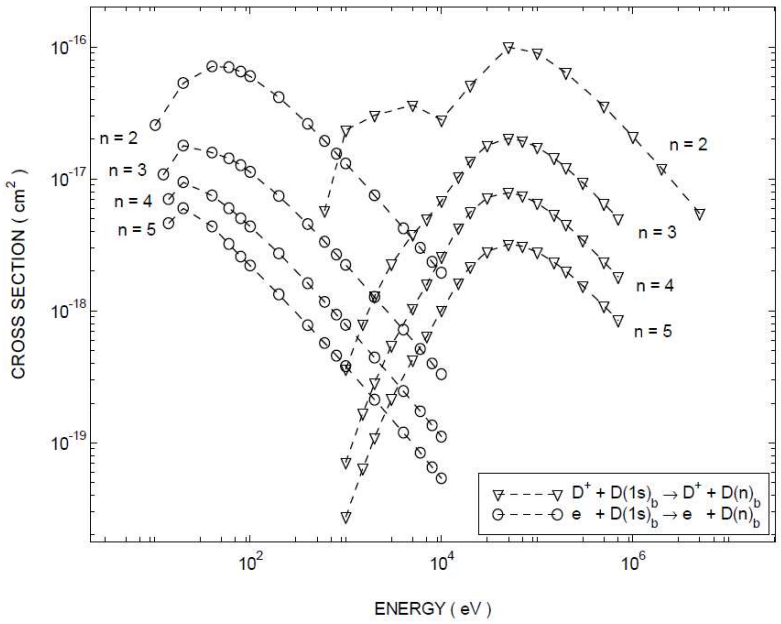


FIGURA B.2: Seções de choque para excitação aos estados n=2; 3; 4; 5 a partir do estado fundamental, por impacto com íons e elétrons, e em função da energia do feixe [32].

Como pode ser notado, este gráfico considera seções de choque para cada processo separadamente, e não a taxa de reação $\langle \sigma \upsilon \rangle$. Isso significa que deve-se ter cuidado ao comparar a relevância dos processos de impacto por íons e elétrons na construção da população de átomos excitados. De fato, a velocidade dos elétrons no plasma é aproximadamente 60 vezes maior que a de íons como

D^+, logo a curva que representa a taxa de reação $\langle \sigma v \rangle$ referente a impacto de elétrons, seria deslocada mais que uma ordem de magnitude. Ainda assim, para feixe de D, com $E_b > 40$ keV, o processo de excitação dominante é o de impacto com íons, levando ao estado excitado com n=2. Na figura B.3 a seção de choque para ionização por impacto e troca de carga associadas às camadas n= 2;3;4 são apresentadas no seguinte gráfico B.3.

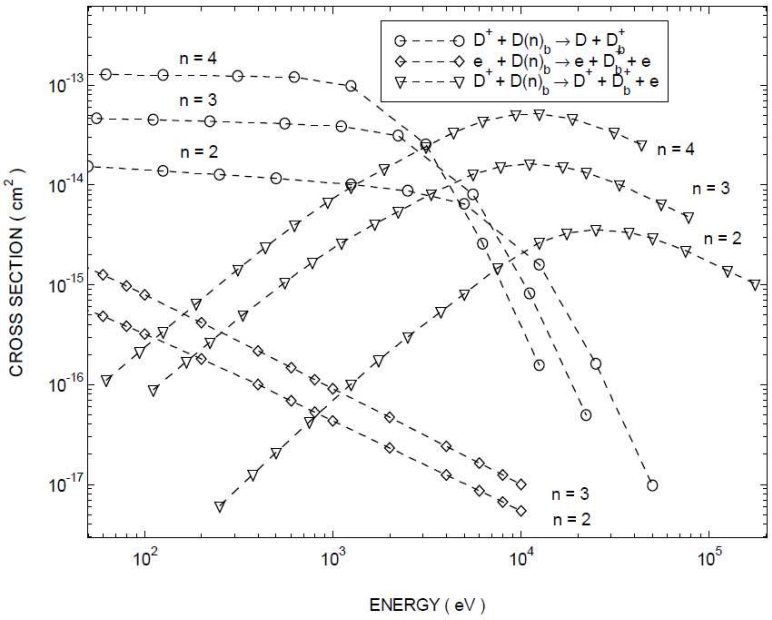


FIGURA B.3: Seção de choque para impacto ionizante e troca de carga, associados aos níveis excitados n= 2; 3; 4, em função da energia do feixe [32].

No caso do feixe neutro de D, $E_b > 40$ keV, o processo de ionização dominante é o de troca de carga, com seção de choque uma a duas ordens de grandeza maior que as da ionização por impacto iônico. Nessa faixa de energia, a seção de choque para impacto eletrônico parece negligenciável, mas pode ter papel importante quando considera-se as taxas de reação, pois a velocidade dos elétrons é maior que a dos íons, logo $\langle \sigma v \rangle_e$ pode ser significativo, assim como mostrado na figura B.1.

Nessas condições, a contribuição dos átomos excitados para a atenuação deve ser mais sensível à densidade iônica, já que o impacto iônico e a troca de carga são os processos que dominam a formação da população de átomos excitados. Dessa maneira, a concentração de impurezas é de extrema importância.

Considerando-se os coeficiente de atenuação do feixe para todos os processos e a população de átomos excitados de acordo com T_e, n_e e E_b, um coeficiente de atenuação efetivo é calculado. Este, corresponde à soma de todas as contribuições para a ionização do feixe, ou seja, troca de carga e ionização por impacto iônico e eletrônico. Estes dados são processados utilizando a base de dados ADAS para distintas energias de feixe e condições de plasma, sendo os coeficientes de atenuação efetivos armazenados e fornecidos ao FAFNER. Baseado nisso, o código estima por interpolação um valor para o coeficiente efetivo em cada região do plasma (célula de simulação), permitindo uma acurada descrição do processo de absorção do feixe.

Um comentário a respeito da população de átomos excitados é que a redistribuição entre os estados com distintos n (níveis de excitação) é considerada. O que significa, por exemplo, que a população com n=2 depende da taxa de excitação dos estados fundamental de n=1, e da taxa de de-excitação de níveis superiores (n= 3; 4; 5) para o estado n=2. Tal redistribuição de populações, em grande parte é devido aos impactos iônicos e eletrônicos [32]. A figura B.4 mostra os coeficientes efetivos de atenuação do feixe para injeção de D interagindo com diferentes espécies.

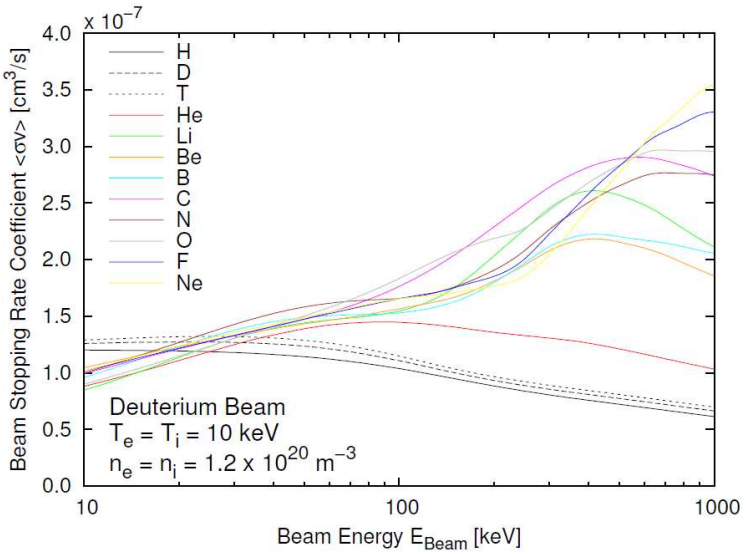


FIGURA B.4: Coeficiente efetivo de atenuação do feixe utilizando ADAS$_{exc}$; Injeção de D em plasma com T_e=10 keV e $\overline{n}_e = 1,2 \times 10^{20}$ m^{-3} [4].

Pode ser compreendida como a representação de $\langle \sigma \upsilon \rangle_{eff}$ para o caso de injeção de D em plasmas puros, compostos apenas de H, D, He... ou outros.

O mesmo aplica-se para o caso de injeção de H em plasma de He, onde as seguintes reações ocorrem: Ionização dos átomos do feixe a partir do estado fundamental

$$H_b + He^{2+} \longrightarrow He^{+} + H_b^{+} \tag{B.6}$$

$$H_b + He^{2+} \longrightarrow He^{2+} + H_b^{+} + e^{-} \tag{B.7}$$

$$H_b + e^{-} \longrightarrow e^{-} + H_b^{+} + e^{-} \tag{B.8}$$

Processos de excitação a partir dos átomos em estado fundamental:

$$H_b + He^{2+} \longrightarrow He^{2+} + H_{(n)_b} \tag{B.9}$$

$$H_b + e^{-} \longrightarrow e^{-} + H_{(n)_b} \tag{B.10}$$

Ionização das espécies excitadas que compõe o feixe:

$$H_{(n)_b} + He^{2+} \longrightarrow He^{+} + H_b^{+} \tag{B.11}$$

$$H_{(n)_b} + He^{2+} \longrightarrow He^{2+} + H_b^{+} + e^{-} \tag{B.12}$$

$$H_{(n)_b} + e^{-} \longrightarrow e^{-} + H_b^{+} + e^{-} \tag{B.13}$$

A figura B.5 mostra os coeficientes efetivos de atenuação do feixe para o caso de injeção de H:

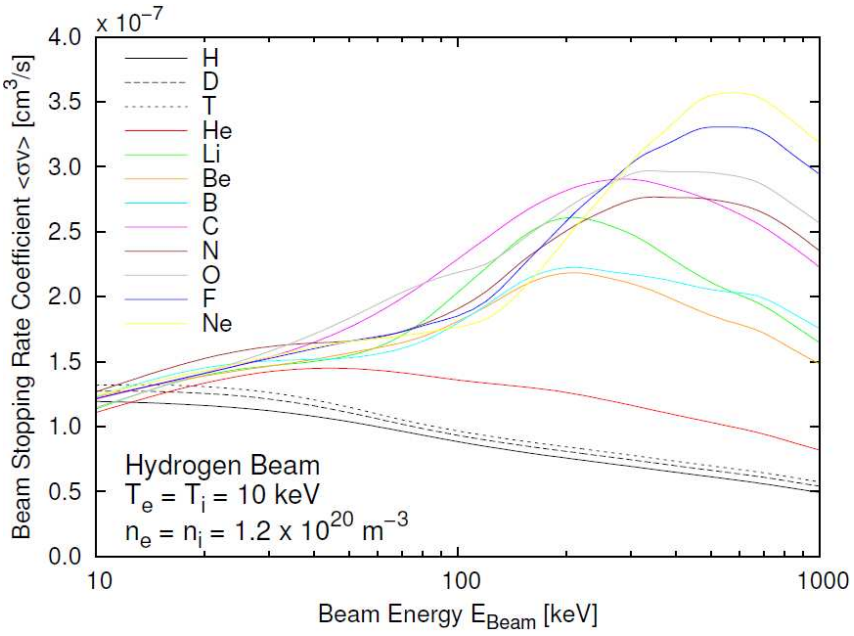


FIGURA B.5: Coeficiente efetivo de atenuação do feixe utilizando ADAS$_{exc}$; Injeção de H em plasma com T_e=10 keV e $\overline{n}_e = 1,2 \times 10^{20}$ m^{-3} [4].

Um ponto a ser ressaltado é seguinte. Se algum íon térmico que poderia ser excitado é gerado devido interação do feixe neutro com o plasma, como He^+ (eq. B.7; B.11), não é levado em consideração para os cálculos seguintes, pois tais espécies geradas no plasma teriam perfil de densidade desconsiderável em relação a outras espécies iônicas.

A interação do feixe com tais espécies seria uma classe de *interação de terceira ordem* que não está incluída no código. Assim, o cálculo que leva em conta a presença de átomos excitados está restrito a espécies do feixe, e não considera espécies excitáveis que venham compor o plasma.

Em todos os casos, sempre há uma pequena quantidade de impureza considerada. Há duas maneiras de especificá-las: Através de Z$_{eff}$, escolhendo-se as impurezas (deixando o código ajustar as frações de cada impureza escolhida); Ou especificando separadamente cada impureza e suas respectivas densidades (como fração da densidade eletrônica do plasma). As impurezas podem representar importante contribuição com respeito aos processos primários de ionização. A figura B.6 mostra a seção de choque para os processos de troca

de carga e impacto iônico para o caso de injeção de D.

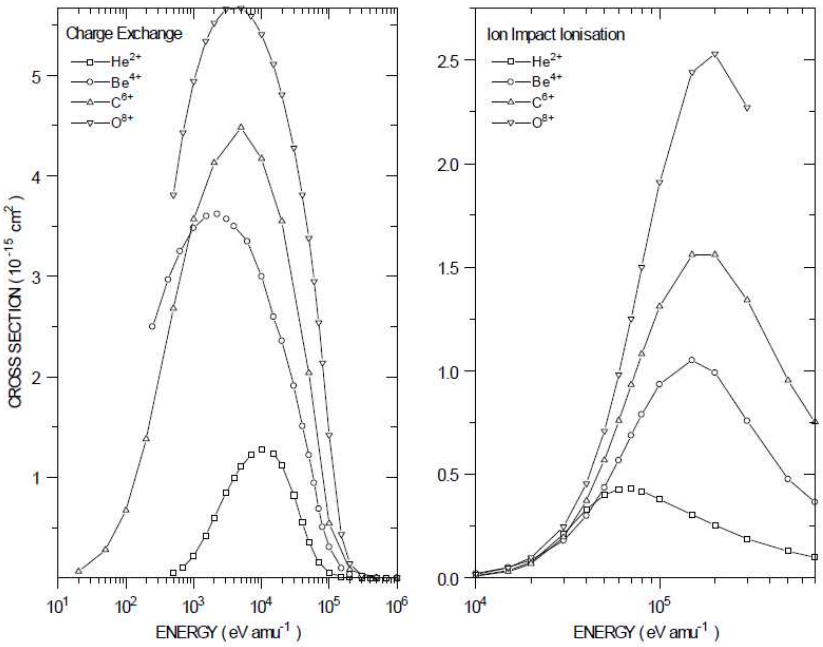


FIGURA B.6: Seção de choque para os processos de troca de carga (esquerda) e impacto iônico (direita) em caso de injeção de D, para uma seleção de espécies totalmente ionizadas [32].

De ambas as figuras, pode-se notar que a magnitude das seções de choque descrevendo cada processo, aumenta com a carga do núcleo. Observação similar pode ser feita para os processos atômicos remanescentes associados com cada um dos íons de impurezas (responsáveis pela formação da população de átomos excitados, e a ionização dos mesmos) [32]. Mesmo que a concentração de impurezas seja pequena, menor que $< 5\%$, a maior seção de choque associada a seus processos de de ionização faz com que sua influência para absorção do feixe seja maior, e comparável à influencia do D^+, que é o constituinte principal (fração $> 90\%$). Considerando que o plasma é composto de espécies distintas, com perfis de distribuição diferentes, o código FAFNER calcula um $\langle \sigma v \rangle_{eff}$ total, chamado $\langle \sigma v \rangle_{tot}$, que leva em conta a contribuição dos $\langle \sigma v \rangle_{eff}$ distintos para a atenuação do feixe, de acordo com os perfis de densidade de cada espécie.

$$\langle \sigma \upsilon \rangle_{tot(E_b,n_e,T_i)} = \frac{\sum_{j=1}^{l} \langle \sigma \upsilon \rangle^{j}_{e,eff(E_b,n_{e,eff},T_i)}}{\sum_{j=1}^{l} Z_j f_j} [cm^3 s^{-1}] \tag{B.14}$$

onde $n^j_{e,eff}$ representa uma densidade eletrônica efetiva correspondendo a cada espécie iônica j [4]. Tal método pode aumentar a eficiência de cálculo de modo que a dependência das densidades iônicas passa a ser representada unicamente por n_e. O parâmetro $n^j_{e,eff}$ é calculado como sendo:

$$n^j_{e,eff} = n_e \frac{\sum_{k=1}^{l} (Z_k)^2 f_k}{\sum_{k}^{l} Z_j Z_k f_k} \tag{B.15}$$

onde k representa a soma sobre todos as espécies que compõe o plasma. na eq. B.15 f_j é a fração de cada espécie j no plasma

$$f_j = \frac{n_j}{\sum_k n_k} \tag{B.16}$$

Assim, um único $\langle \sigma \upsilon \rangle_{tot}$ determinado para cada célula de simulação é utilizado no cálculo da interação do feixe com o plasma, e dependerá somente da n_e em cada posição. Outro ponto a ser mencionado é que tal processo envolve todas as frações de energia que compõe o feixe (E_b, $E_b/2$, $E_b/3$). Assim, considerando o banco de dados ADAS, a taxa de reação (ionização) é dada por:

$$\nu_B = \langle \sigma \upsilon \rangle_{tot} n_e \tag{B.17}$$

a ser utilizado na equação 3.32, para a determinação do caminho livre médio das partículas neutras. Desta maneira, permite o cálculo do fluxo de partículas em cada superfície de fluxo magnética (eq. 3.31), e o cálculo da deposição de potência (que depende da varição de fluxo de partículas entre as superfícies de campo, e da energia contida nos íons depositados). A princípio, o código é capaz de trabalhar com quaisquer espécies (k) compondo o plasma, e qualquer tipo de partícula neutra injetada. A única restrição é fornecer ao código a base de dados contendo $\langle \sigma \upsilon \rangle$ para as diferentes espécies alvo.

Apêndice C

Documentanção: ASDEX Upgrade

C.1 Injeção de H/D em Plasmas de D/He

O presente apêndice mostra um conjunto completo de resultados da simulação, onde os perfis de deposição de potência são calculado considerando-se plasma de densidade alta $\overline{n}_e \approx 10^{20}$ m $^{-3}$ (Disparo 23620, $t = 3,35s$) para todas as fontes e todos os cenários possíveis de injeção no ASDEX Upgrade, injeção de H e D em plasmas de D e He, com $Z_{eff} = 2$. No FAFNER, o banco de dados ADAS foi utilizado para calcular os coeficientes de atenuação do feixe. Em geral, a densidade de potência depositada, assim como o processo de desaceleração dos íons rápidos, são bastante semelhantes em plasmas de D e He nas condições de injeção descritas. Uma observação especial sobre os feixes NBI-7 e NBI-8, para caso de injeção de D (93 keV) em plasmas de D e He, é que há uma pequena diferença $< 5\%$ em relação à deposição de energia na borda. Na verdade, tal diferença é muito pequena para ser distinguida do ruído estatístico introduzidas pelo método Monte Carlo (utilizado durante o processo de simulação), mas ainda assim reduz em até 10% a potência entregue aos íons rápidos P_{fi} na região central. Portanto, as semelhanças não são gerais e os perfis de deposição de energia devem ser calculados separadamente para cenários de injeção distintos. Nas figuras a seguir, uma comparação entre a densidade de potência depositada em plasmas de D e He é apresentada.

As tabelas mostram a energia armazenada nos íons rápidos W_{fi}, a fração da potência total injetada transferida para íons e elétrons $f_t = f_e + f_i$, apenas para os elétrons f_e, apenas para os íons f_i, e todas as perdas de energia do feixe (que são apresentadas como porcentagem do total de potência injetada P_{tot}. Os dados são referentes ao disparo 23620.

Injetor 1, Injeção de D 60 keV

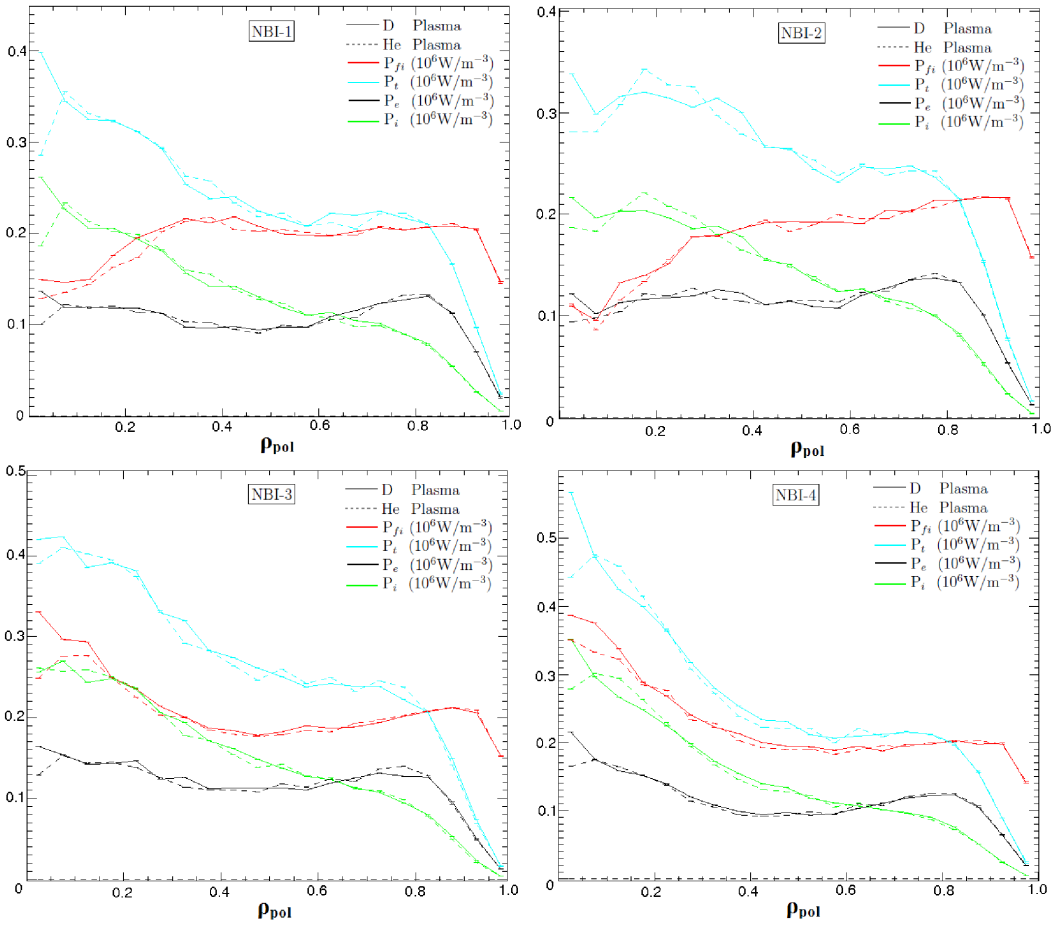


FIGURA C.1: Disparo 23620. Perfis de densidade de potência depositada em plasmas de D e He, Injetor 1, IPN-H.

TABELA C.1: FAFNER(ADAS$_{exc}$). Plasmas de D e He. Injetor 1, IPN-D.

NBI	Plasma	W_{fi} ($\times 10^4 J$)	f_t	f_e	f_i	f_{Shine}	f_{cx}	f_{orbit}	f_{SOL} (%)
1	D	1,43	84,74	45,08	39,66	0,14	0,29	11,41	3,42
	He	1,42	84,49	45,23	39,26	0,13	0,26	11,40	3,73
2	D	1,53	88,64	45,92	42,72	0,05	0,16	7,42	3,73
	He	1,54	88,46	46,16	42,30	0,04	0,15	7,32	4,04
3	D	1,56	88,74	45,35	43,44	0,04	0,15	7,48	3,54
	He	1,57	88,53	45,64	42,89	0,03	0,13	7,34	3,97
4	D	1,46	84,58	44,17	40,41	0,15	0,21	11,72	3,34
	He	1,46	84,38	44,51	40,41	0,12	0,20	11,59	3,72

Injetor 2, Injeção de D 93 keV

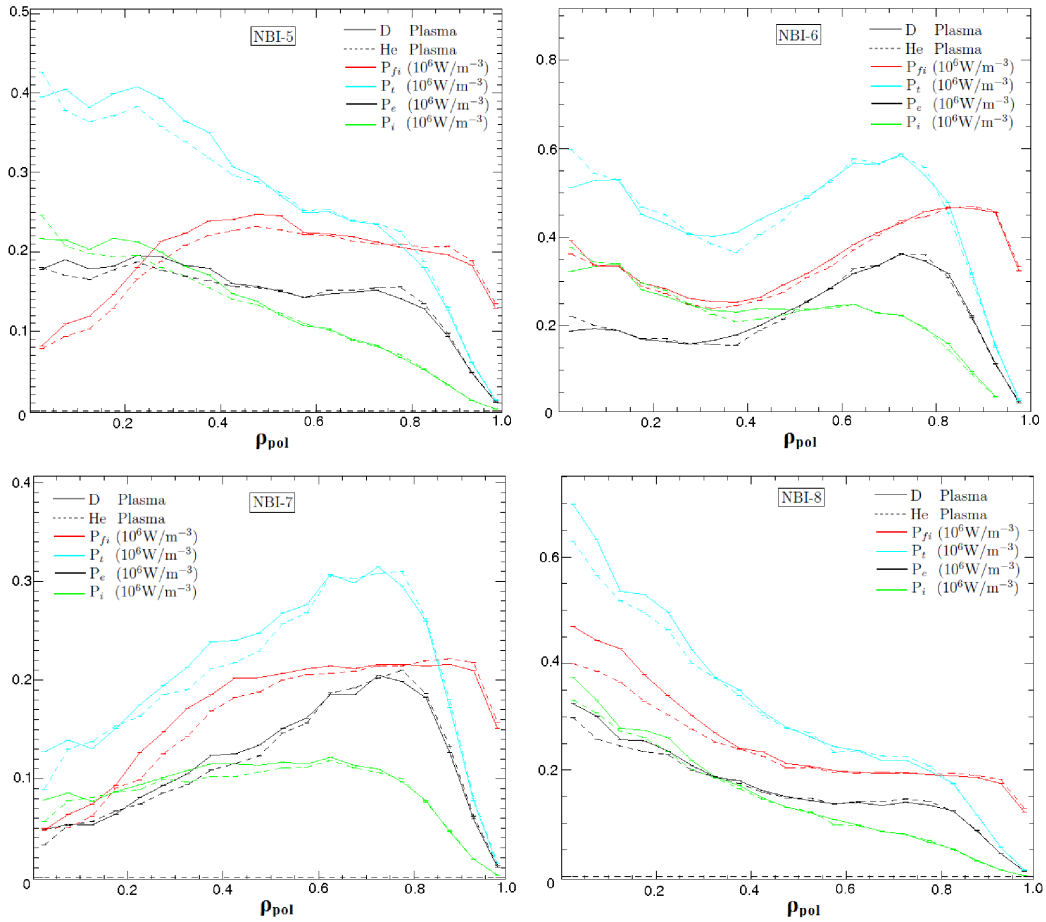


FIGURA C.2: Disparo 23620. Perfis de densidade de potência depositada em plasmas de D e He, Injetor 2, IPN-D.

TABELA C.2: FAFNER(ADAS$_{exc}$). Plasmas de D e He. Injetor 2, IPN-D.

NBI	Plasma	W_{fi} ($\times 10^4 J$)	f_t	f_e	f_i	f_{Shine}	f_{cx}	f_{orbit}	f_{SOL} (%)
5	D	1,93	89,27	53,78	35,49	0,33	0,13	7,32	2,96
	He	1,92	89,02	54,36	34,66	0,23	0,10	7,27	3,38
6	D	3,17	88,56	51,63	36,93	0,08	0,28	7,29	3,80
	He	3,16	87,52	51,40	36,12	0,06	0,20	7,88	4,34
7	D	1,77	92,26	57,95	34,31	0,01	0,14	4,15	3,45
	He	1,75	91,70	58,41	33,29	0,00	0,12	4,09	4,09
8	D	1,99	89,36	52,85	36,51	0,26	0,12	7,53	2,73
	He	1,97	88,71	53,13	35,58	0,16	0,12	7,71	3,30

Injetor 1, Injeção de H 42 keV

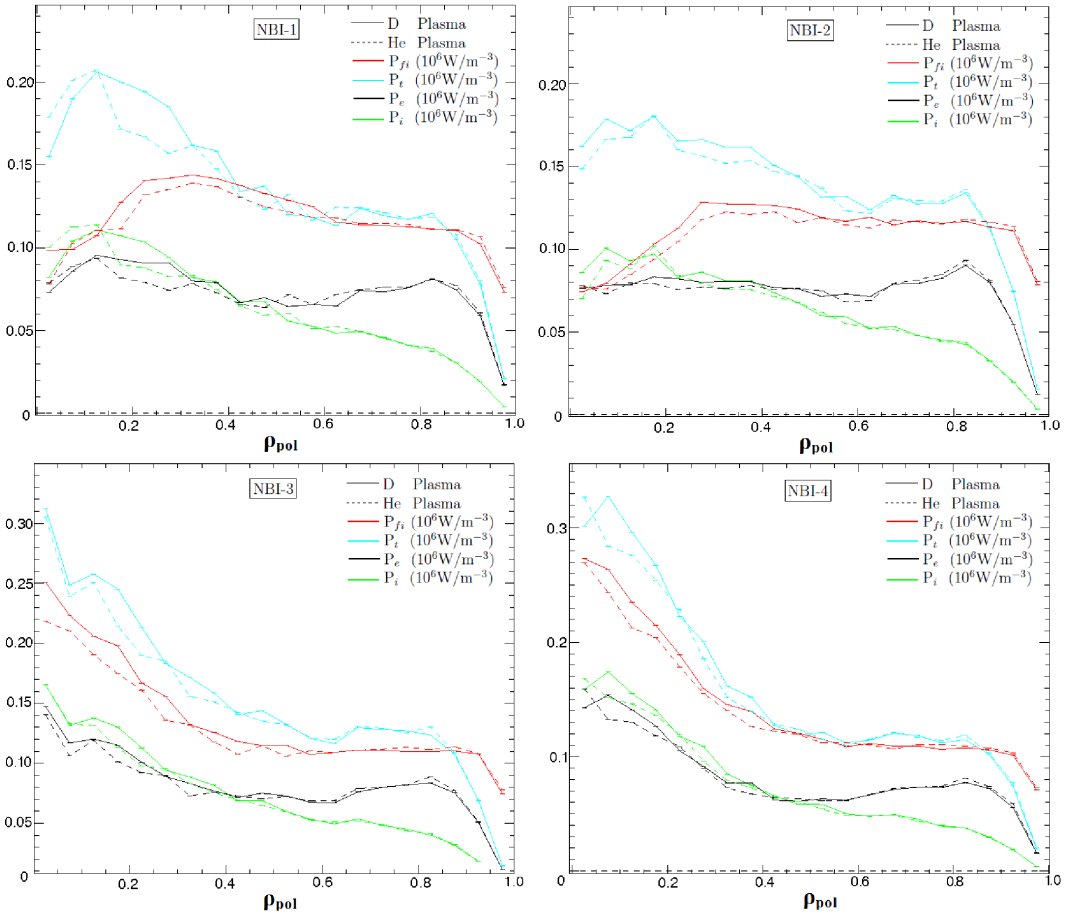


FIGURA C.3: Disparo 23620. Perfis de densidade de potência depositada em plasmas de D e He, Injetor 1, IPN-H.

TABELA C.3: FAFNER(ADAS$_{exc}$). Plasmas de De e He. Injetor 1, IPN-H.

NBI	Plasma	W_{fi} $(\times 10^3 J)$	f_t	f_e	f_i	f_{Shine}	f_{cx}	f_{orbit}	f_{SOL} (%)
1	D	5,27	90,44	55,01	35,43	0,50	0,20	5,94	2,93
	He	5,14	89,89	55,30	34,59	0,29	0,20	6,19	3,42
2	D	5,35	93,09	56,53	36,56	0,15	0,11	3,41	3,23
	He	5,30	92,33	56,62	35,71	0,08	0,12	3,80	3,68
3	D	5,55	93,15	55,75	37,40	0,13	0,09	3,54	3,10
	He	5,53	92,,42	56,02	36,40	0,06	0,11	3,90	3,50
4	D	5,43	90,52	54,31	36,21	0,43	0,12	6,00	2,93
	He	5,37	90,26	54,86	35,40	0,23	0,15	6,01	3,34

Injector 2, H injection 72 keV

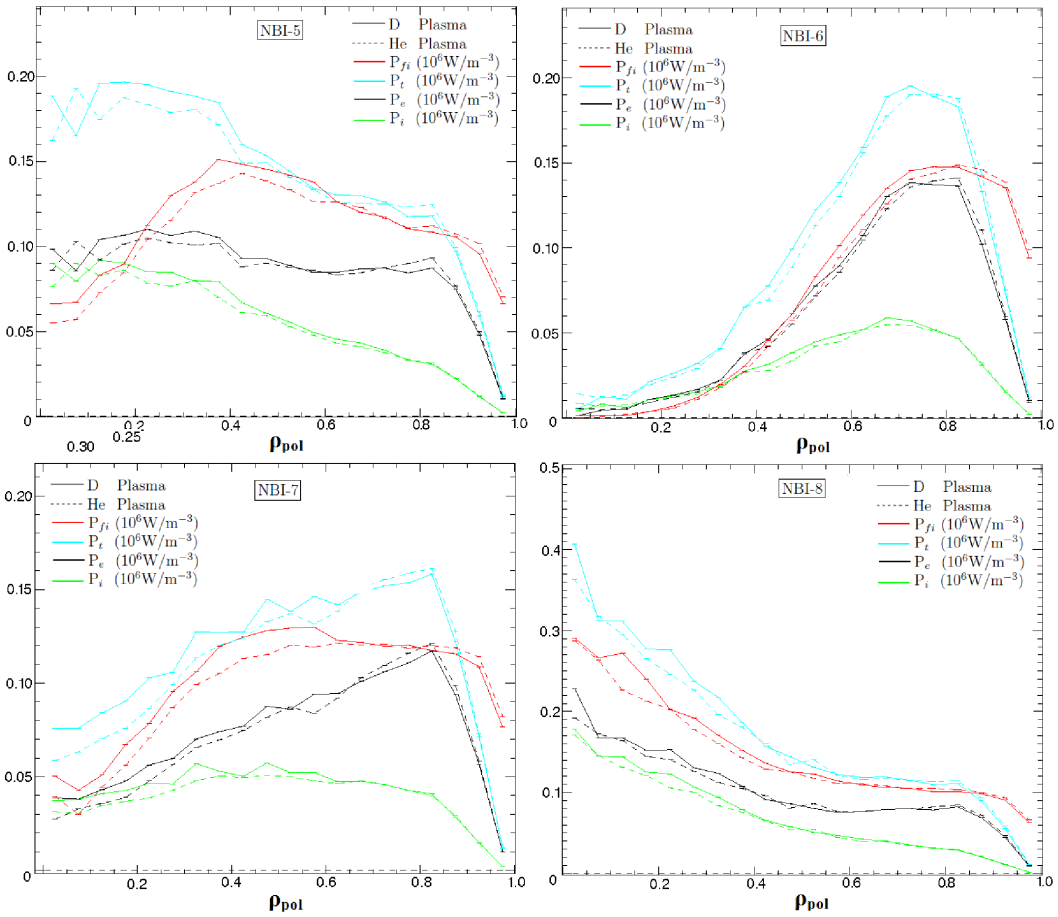


FIGURA C.4: Disparo 23620. Perfis de densidade de potência depositada em plasmas de D e He, Injetor 2, IPN-H.

TABELA C.4: FAFNER(ADAS$_{exc}$). Plasmas de D e He. Injetor 2, IPN-H.

NBI	Plasma	W_{fi} $(\times 10^3 J)$	f_t	f_e	f_i	f_{Shine}	f_{cx}	f_{orbit}	f_{SOL} (%)
5	D	6,09	92,39	61,74	30,65	0,79	0,13	4,01	2,68
	He	5,97	91,75	62,15	29,60	0,51	0,09	4,47	3,18
6	D	5,08	94,00	66,71	27,29	0,04	0,11	2,11	3,74
	He	4,95	93,57	67,06	26,51	0,02	0,06	1,95	4,42
7	D	5,66	95,10	65,57	29,53	0,02	0,08	1,75	3,05
	He	5,57	94,21	65,79	28,42	0,02	0,12	1,95	3,70
8	D	6,44	92,93	61,02	31,91	0,64	0,08	3,86	2,49
	He	6,45	92,60	61,67	30,93	0,42	0,08	3,89	3,01

Apêndice D

Documentação: Tokamak Nova-Unicamp

O presente apêndice contém uma documentação das emissões espectrais do tokamak NOVA-UNICAMP na região do ultravioleta do vácuo (500 - 3200Å), operando em modo de descarga tokamak, com $I_p \approx$10kA, e tempo de descarga Δt$\approx$10ms. Uma análise da relevância das linhas observadas para o cálculo da T_i via relação entre OSD é realizada, visando a seleção dos sinais a serem utilizados.

D.1 Espectro das Linhas de Emissão

Como o objetivo de identificar as linhas, foi utilizada abertura relativamente grande na fenda do espectrômetro McPherson-225, 90μm, a fim de obter sinais intensos. Os gráficos mostram o Comprimento de de onda λ(Å) vs. Contagem. As espécies emissoras estão identificadas em vermelho, e o número que aparece junto delas corresponde ao λ_0(Å) da emissão.

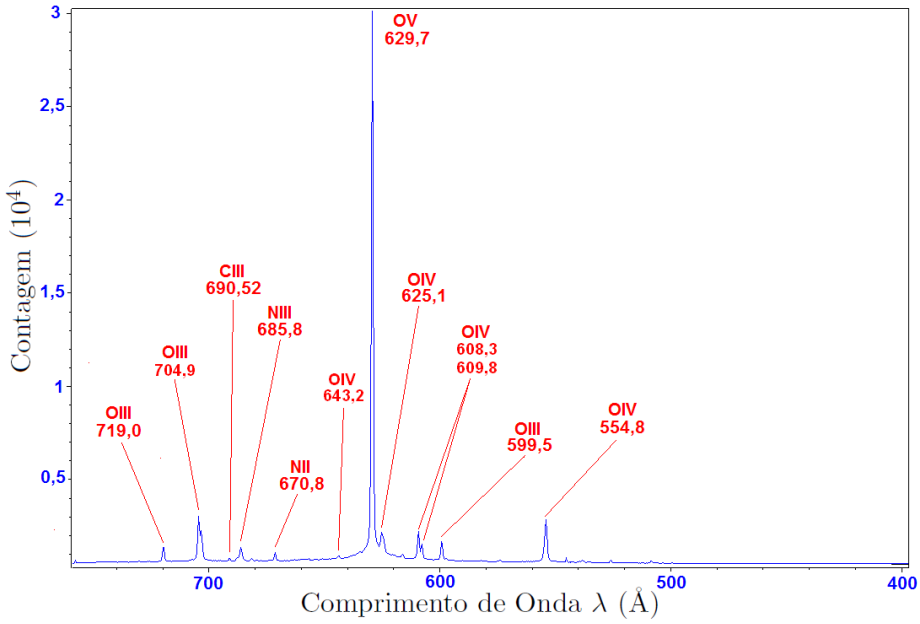


FIGURA D.1: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

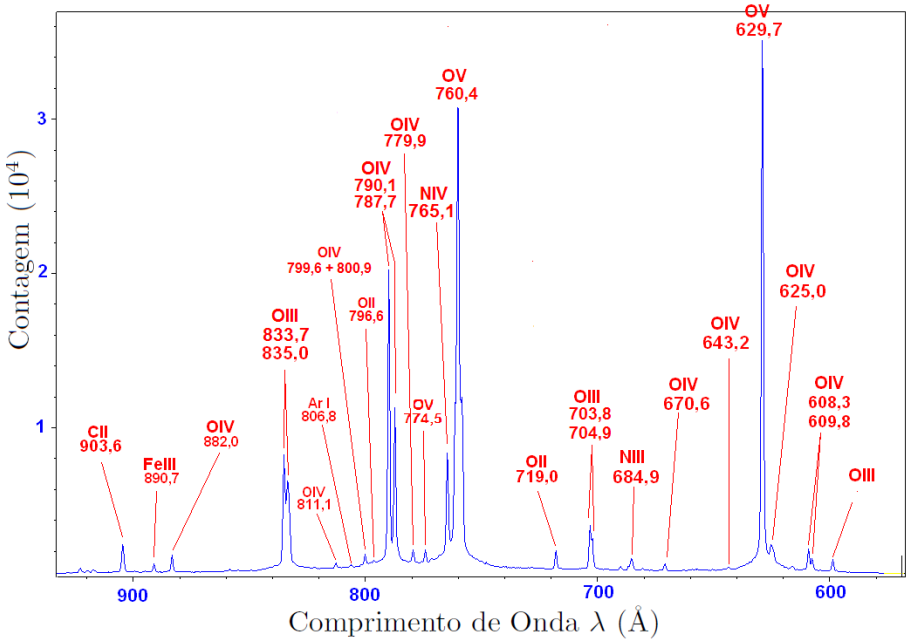


FIGURA D.2: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

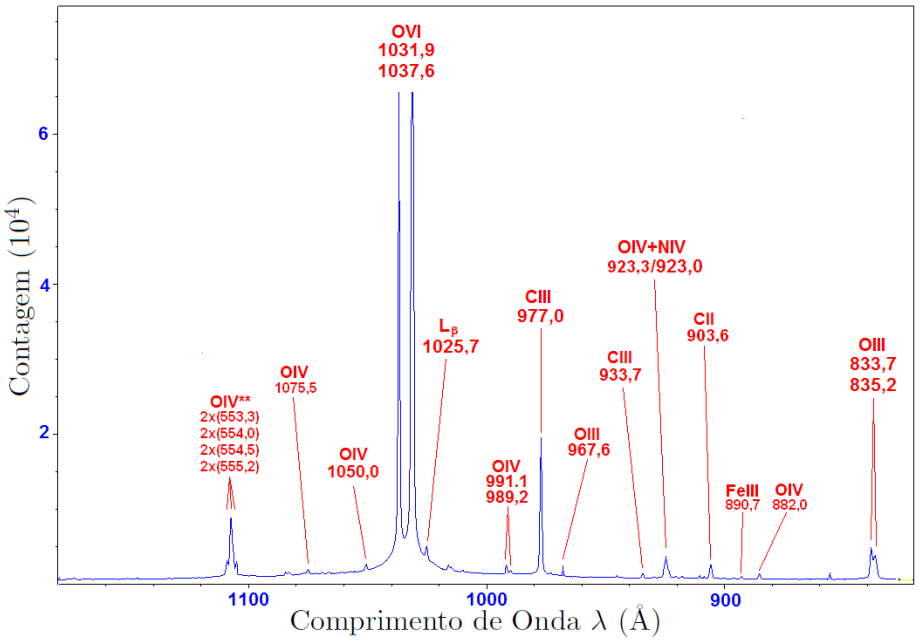


FIGURA D.3: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

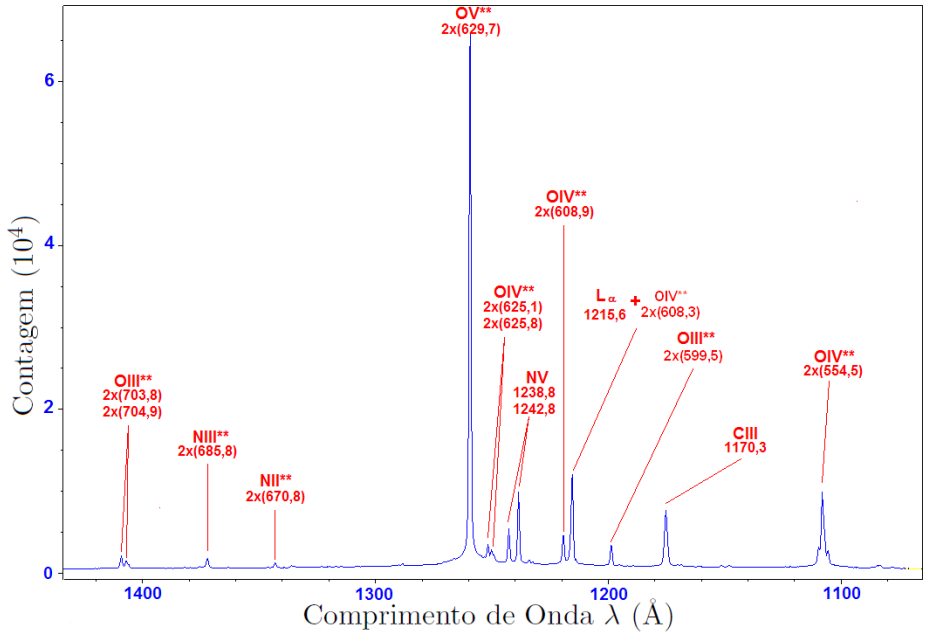


FIGURA D.4: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

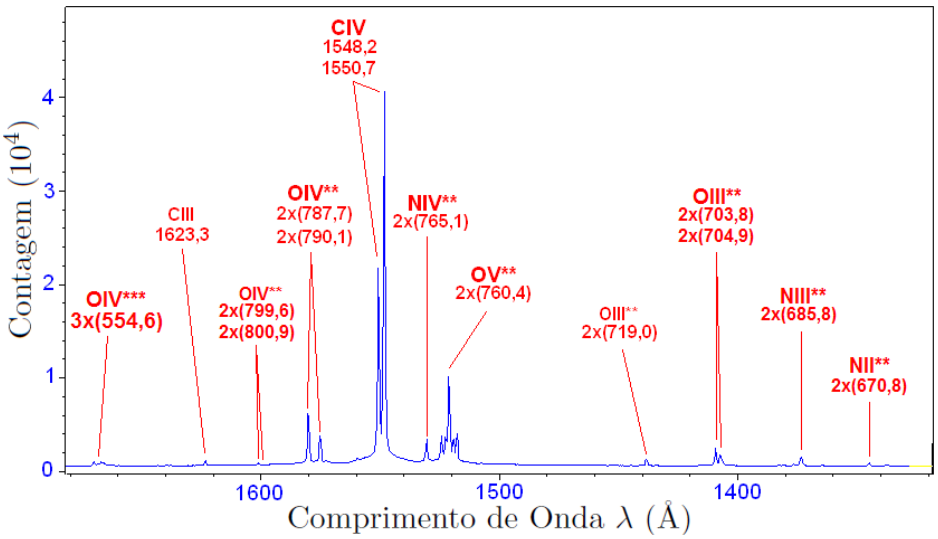


FIGURA D.5: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

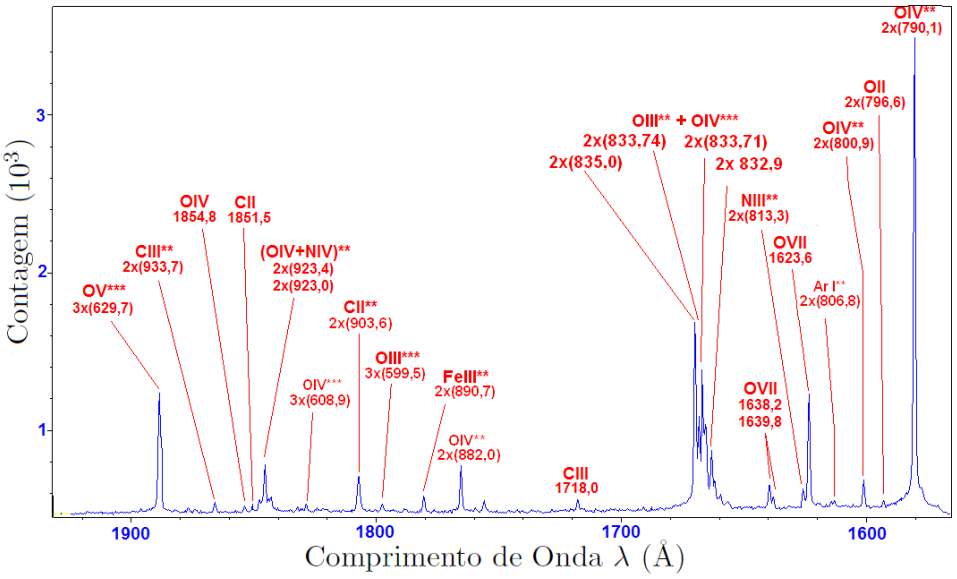


FIGURA D.6: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

.

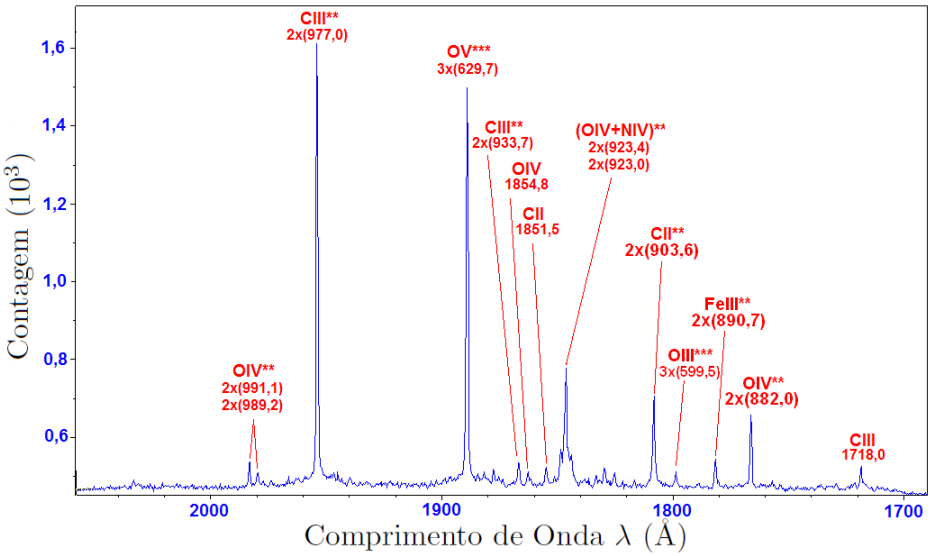


FIGURA D.7: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

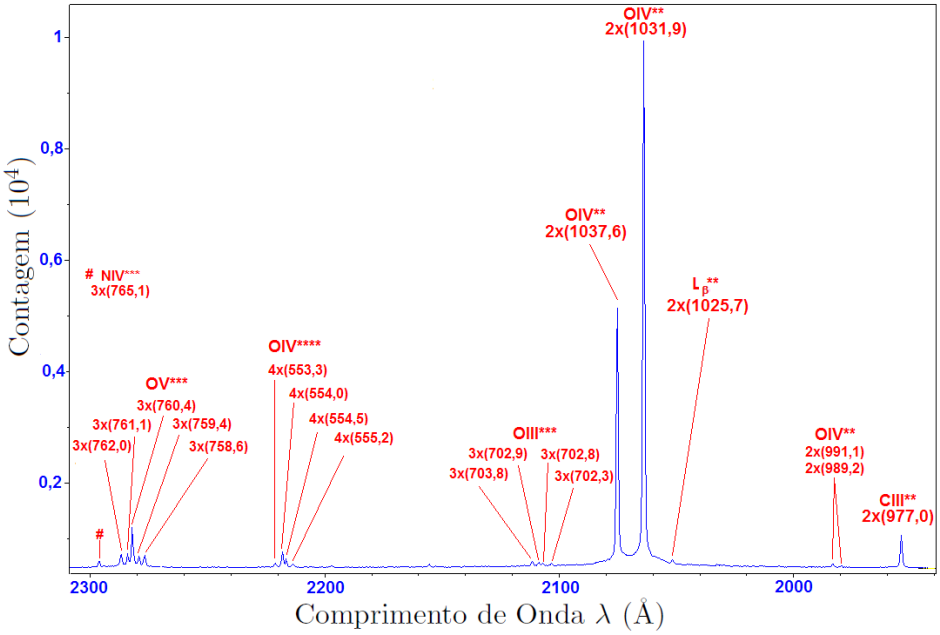


FIGURA D.8: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

.

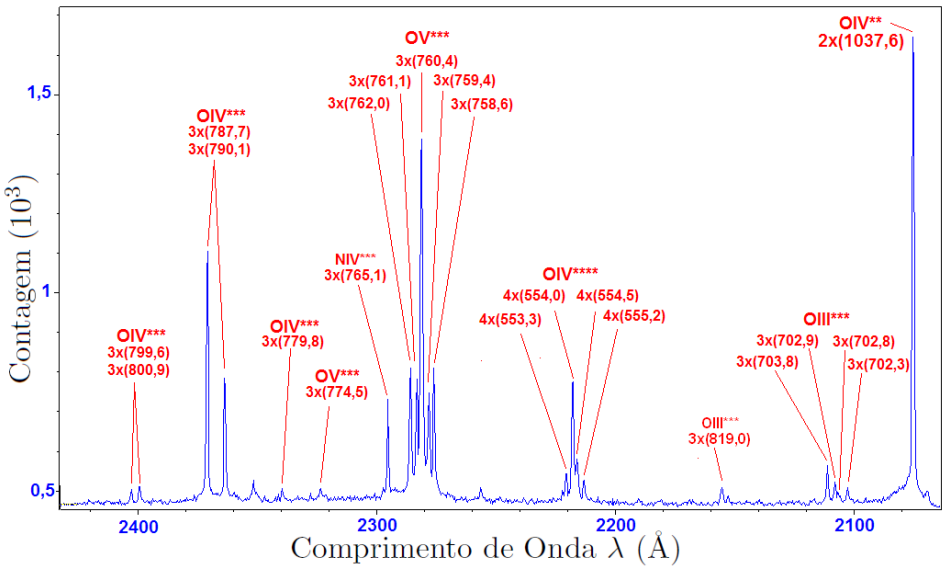


FIGURA D.9: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

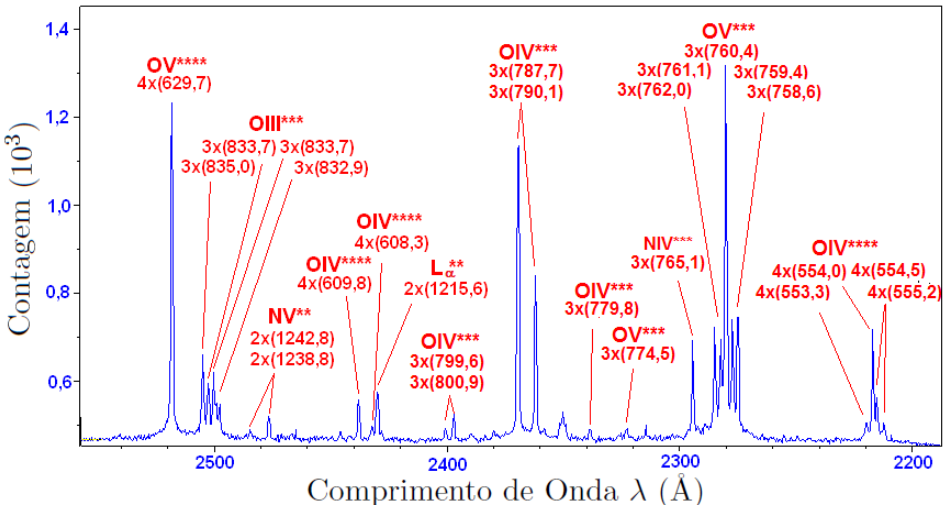


FIGURA D.10: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

.

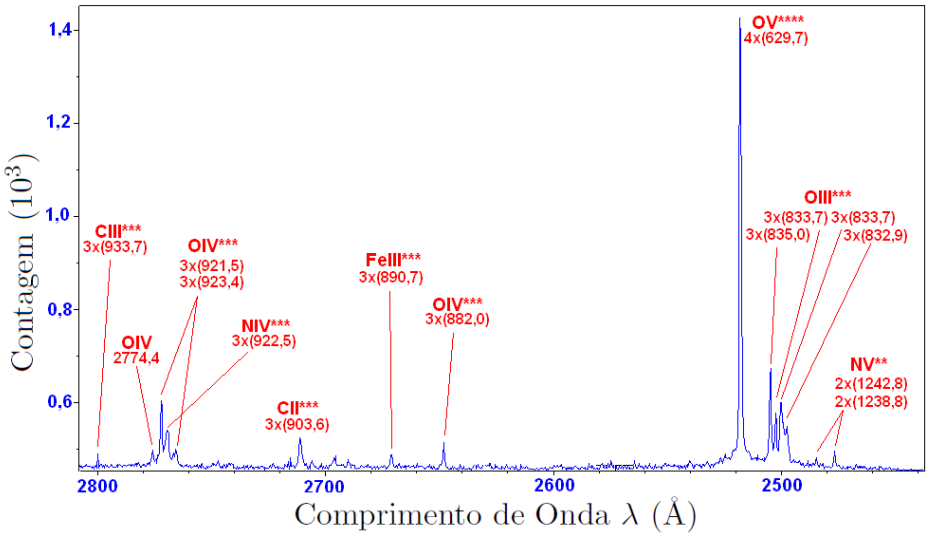


FIGURA D.11: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

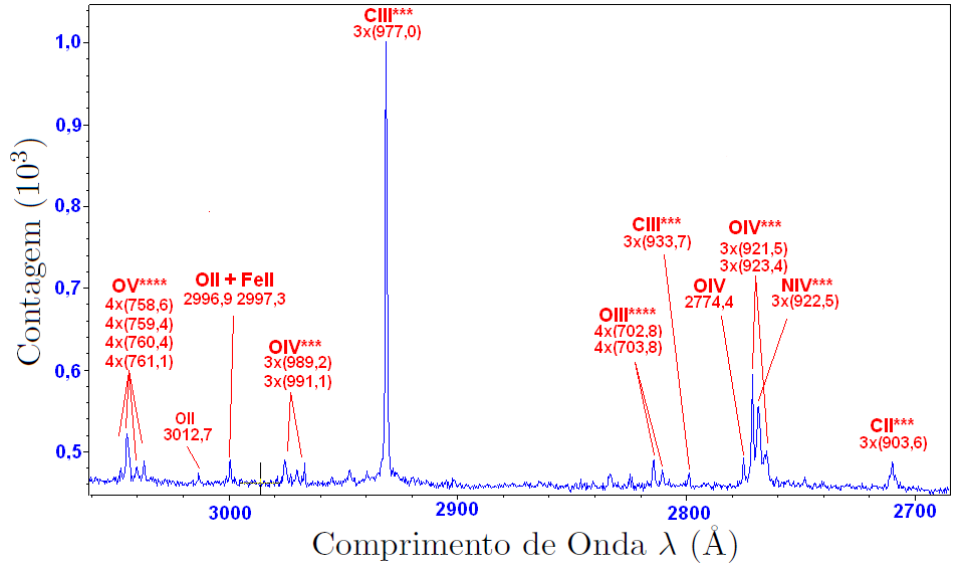


FIGURA D.12: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

.

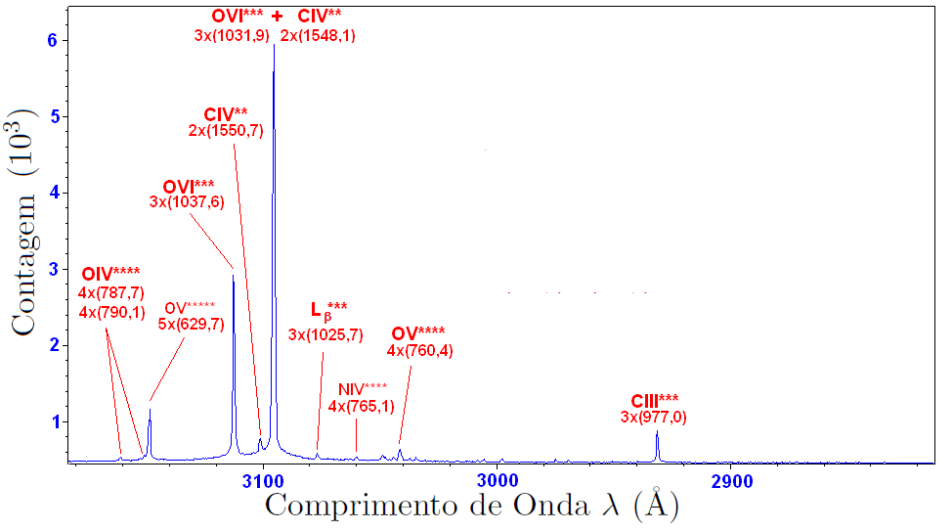


FIGURA D.13: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

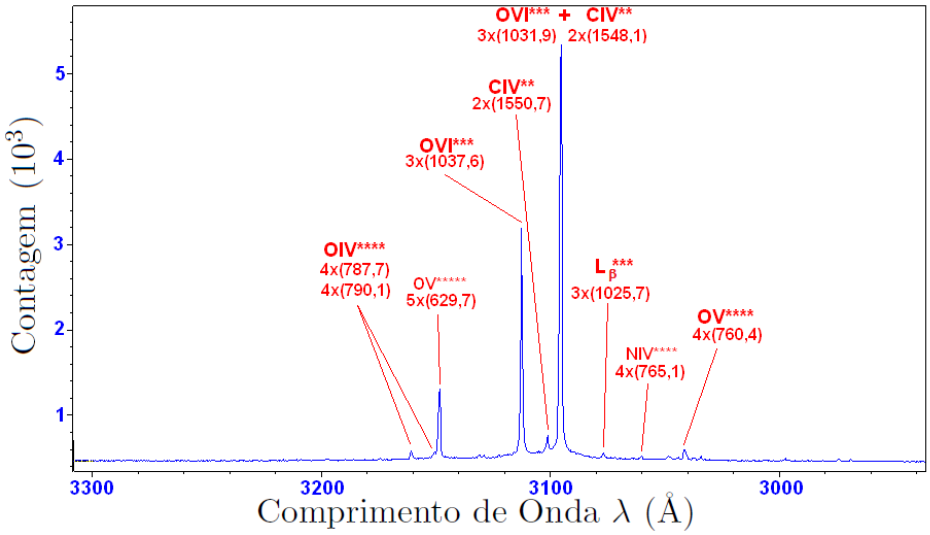


FIGURA D.14: Emissões do plasma; Disparo em modo tokamak, I_p ≈10kA; Tempo de Descarga: Δt≈10ms. Abertura de 90μm na fenda do espectrômetro.

.

D.2 Relevância para Cálculo de T_i via OSD

O IV - (553,33Å; 554,07Å; 554,51Å; 555,26Å) Quadripleto fica evidente na terceira ordem de difração, por volta de 2220Å, figura D.7. O aparato não foi capaz de resolver as linhas na primeira e segunda ordens de difração, e na terceira ordem, o sinal esta sobreposto com O III** 2x(833,7Å; 835,0Å).

O III - (599,59Å) Aparece bem isolado da primeira à terceira ordem de difração, porém o sinal de OIII*** é relativamente fraco (400 contagens). Somente a primeira e segunda ordens de difração do O III (599,59Å) poderiam ser utilizadas.

O IV - (608,39Å; 609,82Å) Este dupleto aparece até a terceira ordem de difração, porém o sinal de O IV*** é bem fraco. Na segunda ordem, o pico referente a 2x(608,39Å) está parcialmente sobreposto com o sinal de L_α (1215,6Å), porém, o sinal de Lα é ao menos uma ordem de grandeza mais intenso.

O IV - (625,1Å; 625,8Å) O sinal deste dupleto é relativamente fraco e só aparece na primeira e segunda ordens de difração. Além disso, os sinais estão sobrepostos.

O V - (629,73Å) Linha de emissão bastante intensa, aparece até quinta ordem de difração. Da primeira à quarta ordem é bem isolada e pode ser utilizada no cálculo da temperatura iônica. Na quinta ordem aparece parcialmente sobreposta com O IV**** 4x(787,7Å); Uma regressão Gaussiana Multi-Picos pode resolver o sinal e fornecer o alargamento total observado.

C III - (690,52Å) Linha de emissão muito fraca.

O III - (702,33Å; 702,83Å; 702,90Å; 703,85Å) Quadripleto fica evidente na terceira ordem de difração, figura D.7. Na primeira e segunda ordem os sinais estão sobrepostos.

O III - (719,06Å) Aparece até a terceira ordem de difração, porém com sinal fraco.

O II - (718,24Å) Aparece até a segunda ordem de difração.

O V - (758,69Å; 759,44Å; 760,45Å; 761,13Å; 762,01Å) Quintupleto fica evidente na terceira ordem de difração, figura D.7, por volta de 2280Å. Na primeira e segunda ordem os sinais estão sobrepostos.

N IV - (765,14Å) Aparece até a terceira ordem de difração com sinal relativamente intenso e isolado.

O V - (774,51Å), **O IV** (779,91Å), **O II** (796,68Å) - Sinais fracos, só aparecem na primeira ordem de difração.

O IV - (787,71Å; 790,19Å) Dupleto aparece até a quarta ordem de difração com sinal intenso e isolado. Apenas O IV**** 4x(787,7Å) está parcialmente sobreposto com O V***** 5x(629,7Å). Pode ser utilizado para cálculo da temperatura iônica.

O IV - (799,62Å; 800,90Å) Aparece até segunda ordem, porém com sinal fraco.

O III - (832,92Å; 833,71Å; 833,74Å; 835,09Å) Quadripleto aparece até a terceira ordem de difração, havendo sobreposição com O IV*** 3x(608,9Å) na segunda ordem. As linhas aparecem sobrepostas até na terceira ordem.

O IV - (882,04Å) Aparece até a terceira ordem de difração com sinal isolado. Pode ser utilizado para cálculo da temperatura iônica.

Fe III - (890,76Å) Aparece até terceira ordem de difração. A presença desse tipo de íon no plasma não é surpresa. Tanto o vaso como o limitador do tokamak NOVA-UNICAMP são de aço. A observação de raio-x durante nos disparos indica que, em determinados momentos, o plasma toca as paredes do vaso ou do limitador, contaminando o plasma com esse tipo de íon.

C II - (903,62Å) Aparece até a terceira ordem de difração com sinal bem definido e isolado.

N IV - (923,05Å) Aparece até a terceira ordem de difração, porém o sinal está sobreposto com o de O IV (923,37Å)

O IV - (923,37Å) Aparece até a terceira ordem de difração, porém o sinal está sobreposto com o de N IV (923,05Å)

C III - (933,75Å) Aparece até a terceira ordem de difração com sinal isolado porém fraco.

O III - (967,67Å) Sinal é fraco. Só aparece a primeira ordem de difração.

C III - (977,03Å) Aparece até terceira ordem, com sinal intenso e isolado. Pode ser utilizado para o cálculo da temperatura iônica.

O IV - (989,27Å; 991,18Å) Aparece até terceira ordem, porém com sinal fraco e sobreposto.

L_β - (1025,72Å) Aparece até a terceira ordem de difração, porém o sinal é fraco em relação ao dupleto O VI (1031,9Å; 1037,6Å) que está bem próximo, o que causa sobreposição parcial dos sinais na primeira ordem de difração.

O VI - (1031,91Å; 1037,61Å) Aparece até a terceira ordem de difração com sinal bastante intenso e isolado. Somente na terceira ordem de difração há uma sobreposição do pico de O VI*** 3x(1031,91Å) com o pico de C IV** 2x(1548,19Å).

O IV - (1050,04Å) Sinal fraco, só aparece na primeira ordem de difração.

O IV - (1075,57Å) Aparece até a segunda ordem de difração, porém com sinal fraco.

C III - (1170,33Å) Só aparece na primeira ordem de difração.

L_α - (1215,67Å) Aparece até a segunda ordem, porém o sinal está sobreposto com O IV** 2x(608,39Å) na primeira ordem, e com O IV**** 4x(608,39Å) na segunda ordem de difração, figura D.9.

N V - (1238,82Å; 1242,80Å) Aparece até a segunda ordem de difração com sinal isolado, porém fraco.

C IV - (1548,19Å; 1550,77Å) Aparece até a segunda ordem de difração com sinal intenso. O sinal de C IV** 2x(1548,19Å) está sobreposto com o de O VI*** 3x(1031,91Å), mas C IV** 2x(1550,77Å) está isolado e pode ser utilizado para cálculo da temperatura iônica. Se o alargamento instrumental for conhecido com boa precisão, pode-se utilizar a primeira ordem de difração do C IV (1548,19Å) para cálculo de T_i.

O VII - (1623,64Å) Só aparece a primeira ordem de difração.

O VII - (1638,2Å?, 1639,88Å) Dupleto de OVII, só aparece na primeira ordem com sinal relativamente fraco.

C III - (1718,08Å); **C II** (1851,55Å); **O IV** (1854,86Å); Só aparecem na primeira ordem de difração e com sinais fracos.

O II - (2996,93Å) Sinal fraca e aparentemente sobreposto com uma emissão que pode ser Fe II (2997,3Å).

Fe II - (2997,3Å) Sinal aparentemente sobreposto com O II (2996,93Å)

O II - (3012,75Å) Sinal fraco.

Referências Bibliográficas

[1] D. Sventeske, *Energy Revolution 2008, A suitable World Energy*, Aerospace Center(DLR), Institut of Technical Thermodynamics, Energy Policy, Vol.37, 2009.

[2] B. Frois, *Nuclear Energy in Global Context*, France Nuclear Physics, A 805, 2008.

[3] J. A. Wesson, *Tokamaks*, third Edition, Oxford Science Publications.

[4] M. Kraus, *Heiz-und Stromprole bei Neutralteilcheninjektion in Tokamakplasmen*, Diploma Thesis, Technique University Munich, 2009.

[5] E. Speth, *Neutral Beam Heating on Fusion Plasma*, Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik, EURATOM Ass., Germany.

[6] T. Sugie, *Determination of Ion Temperature Distributions from Doppler Broadenings of Impurity Lines in the Vacuum UV Region for Tokamak Discharges*, Journal of the Physical Society of Japan, Vol 46, No 1, January 1979.

[7] T. J. Dolan, *Fusion Research, Principles, Experiments and Technology*, Pergamon press.

[8] A. M. Daltrini, *Estudo de Plasmas a Altas Temperaturas por Espectroscopia Visível e Ultravioleta no Vácuo.*, Tese de Doutorado, Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP, 2003.

[9] M. Machida et. al., *The Role of Higher Diffraction Order to Determine Ion Temperature in Vacuum Ultraviolet Region Using Multichannel Detector*, Journal of Plasma and Fusion Research Series, vol 8, p. 636-639, 2009.

[10] M. Machida et. al., *VUV Spectral Line Emission Measurements in the TCABr Tokamak*, Brazilian Journal of Physics, vol. 39, no. 2, June, 2009.

[11] http://www.mcphersoninc.com/spectrometers/vuvuvvis/model225.htm, McPherson-225 Manual.

[12] L. A. Berni, *Espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC-1*, Tese de Doutorado, Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP, 1996.

[13] F. Reif, *Fundamentals of statistical and thermal physics*, McGraw- Hill, Singapura, 1985.

[14] G. G. Lister, *A Fully 3-D Neutral Beam Injection Code Using Monte Carlo Methods*, Max-Planck Institut fur Plasmaphysik, IPP Report Nº 4/222, Germany, 1985.

[15] R.J. Freeman, E.M. Jones, *Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: Analytic Expressions for Selected Cross Sections and Maxwellian Rate Coefficients*, Culham Laboratory Report CLM-R, 1974.

[16] http://www.horiba.com/optics-tutorial, Horiba Scientific, Manual de Espectroscopia.

[17] J. H. F. Severo, *Estudo da Rotação de Plasma no TCABr-USP*, Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade Estadual de São Paulo, 2003.

[18] http://www.adas.ac.uk/manual.php, Adas Open Manual.

[19] I.C. Nascimento et. al., Nuclear Fusion, Vol. 45, 2005.

[20] McCARTHY, P.J., MARTIN, P., SCHNEIDER, W., *The CLISTE interpretive equilibrium code*, IPP Report 5/85, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Germany, 1999.

[21] P.J. Mc Carthy and ASDEX Upgrade Team, *Plasma geometry and current profile identification on ASDEX Upgrade using an integrated equilibrium generation and interpretation system*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Repot D-85748, EURATOM-Ass., Germany, .

[22] Annual Report, Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Germany, 2001.

[23] P. J. Mc Carthy, *Current Profile Identification on ASDEX Upgrade via Motional Stark Effect and the CLISTE Interpretative code*, 27^{th} EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Budapest, Vol. 24B, 2000.

[24] L. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostic*, second edition, Cambridge University press.

[25] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Electrical Sciences and Engineering Department, University of California, Plenum Press.

[26] http://physics.nist.gov/, NIST, *Open Atomic Spectra Database*.

[27] T. Tala and X. Garbet, *Physics of Internal Transport Barriers*, JET EFDA, ScienceDirect, C. R. Physique 7, 2006.

[28] H. Anderson, *Neutral beam stopping and emission in fusion plasmas I: deuterium beams*, Plasma Phys. Control. Fusion, Vol. 42, 2000.

[29] R. Fischer, E. Wolfrum and Ch. Fuchs, *Integrated density profile analysis in ASDEX Upgrade H-modes*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Report D-85748, EURATOM Ass., Germany.

[30] M. Reich, *A new diagnostic for ASDEX Upgrade edge ion temperatures by lithium-beam charge exchange recombination spectroscopy*, Diploma Thesis, Hirschau, Germany, 2004.

[31] Plasma Physics Summer School, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Ass., Germany, 2007

[32] H. Anderson, *Collisional-Radiative Modeling of Neutral Beam Attenuation and Emission*, PhD Thesis, Department of Physics and Applied Physics of the University of Strathclyde, United Kingdom, 1999.

[33] H. J. Hartfuss, T. Geist and M. Hirsch, *Heterodyne methods in millimetre wave plasma diagnostics with applications on ECE, interferometry and reflectometry*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Report 85748, EURATOM-Ass., Germany, 1997.

[34] J. H. Vuolo, Fundamentos da Teoria de Erros, Editora Edgard Blucher LTDA.

[35] *i* Star User Guide MCP-CCD Detector, Andor Technology