

**Universidade Federal do Rio de Janeiro**  
**Centro de Ciências Matemáticas e da Terra**  
**Observatório do Valongo**  
**Departamento de Astronomia**

**Análise fotosfera-vento de estrelas O**

Aluno: Elisson Saldanha da Gama de Almeida (OV/UFRJ)

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino (OV/UFRJ)

**Data da Defesa: 28/04/2015**

**Membros da Banca:**

Wagner Luiz Ferreira Marcolino (OV/UFRJ)

Simone Daflon dos Santos (ON/MCTI)

Silvia Lorenz Martins (OV/UFRJ)

Helio Jaques Rocha-Pinto (OV/UFRJ)

**Projeto de Conclusão de Curso para a obtenção do título de Astrônomo**  
**Rio de Janeiro, Brasil**

Elisson Saldanha da Gama de Almeida

## ANÁLISE FOTOSFERA-VENTO DE ESTRELAS O

Monografia apresentada ao Curso de Astronomia da UFRJ, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de BACHAREL em Astronomia.

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

Rio de Janeiro

2015

# Resumo

Estrelas O possuem parâmetros físicos extremos (e.g., alta luminosidade e temperatura efetiva), enriquecendo química e fisicamente o meio interestelar pelo depósito de elementos químicos pesados, energia mecânica e luminosa, através de seus intensos ventos estelares e campos radiativos. Sendo assim, elas têm importância crucial no contexto astronômico, desde o processo de formação estelar até a evolução química das galáxias. Desta forma, precisamos acurar nosso conhecimento acerca de seus parâmetros físicos fundamentais fotosféricos e do vento estelar para compreendermos mais acerca de suas influências nesses processos. Em decorrência da natureza de suas atmosferas estendidas (ventos suficientemente intensos) observamos em tais objetos os chamados perfis *P-Cygni*, que nos permitem determinar os parâmetros físicos fundamentais do vento estelar.

Neste trabalho apresentamos uma análise espectroscópica para nove estrelas O gigantes do “tipo tardio” (O8-9.5III). Utilizamos dados de alta resolução na região do ultravioleta, obtidos pelo telescópio espacial *IUE*, assim como, quando disponíveis, dados de alta resolução na região do óptico (e.g., *FEROS*). Nosso objetivo é determinar os principais parâmetros físicos do vento estelar da amostra, i.e., a taxa de perda de massa e velocidade terminal. Para tanto, utilizamos modelos sofisticados de atmosferas em expansão na situação não-ETL, computados pelo código CMFGEN.

Somos motivados a desenvolver tal pesquisa pelo fato de estrelas O8-9.5III possuírem luminosidades em  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$ , região apontada na literatura como crítica para o chamado *problema dos ventos fracos*, onde taxas de perda de massa de estrelas com luminosidades inferiores ao valor mencionado são ordens de grandeza inferiores às previstas teoricamente via simulações hidrodinâmicas. Entretanto, não existia até então uma análise tão detalhada dessa região de luminosidade. Tal problema é grave, uma vez que modelos evolutivos de ponta usam tais resultados hidrodinâmicos, potencialmente fornecendo trajetórias evolutivas incertas. Também temos como motivação obter uma melhor caracterização dos parâmetros físicos do vento para gigantes O do “tipo tardio”, em decorrência da escassez de resultados na literatura para estrelas desse tipo.

Apresentamos a metodologia criada para obtermos os parâmetros físicos e suas associadas incertezas. As principais linhas diagnósticas encontradas na região do ultravio-

leta são: Fe III-IV-V (temperatura efetiva), perfis *P-Cygni* de C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$  (velocidade terminal) e Si IV  $\lambda\lambda 1394,1403$  (taxa de perda de massa). Na região do óptico analisamos as intensidades das linhas de He I e He II, nos possibilitando investigar por determinações mais precisas para a temperatura efetiva.

Os resultados obtidos para nossa amostra são analisados no chamado diagrama momento modificado do vento versus luminosidade estelar, em conjunto com outro dados para anãs e supergigantes O. Concluimos que gigantes O do “tipo tardio” apresentam “ventos fracos” e confirmamos a região de  $\log(L_\star/L_\odot) \approx 5.2$  como de transição para o *problema dos ventos fracos*.

Nosso trabalho é o primeiro a mostrar a existência de “ventos fracos” em gigantes. Anteriormente, tal problema foi encontrado somente em anãs O do tipo tardio.

# Abstract

O stars have extreme physical parameters (e.g., high luminosity and effective temperature) and enrich chemistry and physically the interstellar medium by the transfer of heavy elements, mechanical and luminous energy, through its intense stellar winds and radiative fields. They are thus very important in the astronomical context, from the stellar formation process to the galactic chemical evolution. Therefore, we need to improve our knowledge about its fundamental photospheric and wind parameters. As a result of its extended atmospheres (winds sufficiently strong), we observe in these objects the existence of the so-called P-Cygni profiles and by the analysis of these profiles we can determine the fundamental stellar wind's physical parameters.

In this project we do a spectroscopic analysis of nine late-type O giants (O8-9.5III). We use high resolution spectroscopic data from the IUE telescope, and when available, high resolution optical data (e.g., by FEROS). Our aim is to determine the principal stellar winds physical parameters of the sample, i.e., the mass loss rate and terminal velocity. For this, we use sophisticated non-LTE atmosphere models computed by the CMFGEN code.

We are primarily motivated to research about late O giants because of its luminosity region at  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$ , which seems to define the beginning of the so-called *weak wind problem*, where mass loss rates determined by atmosphere models are orders of magnitude lower than the predicted values by hydrodynamical simulations. This problem is quite serious since the front line stellar evolution models use these hydrodynamical results of the mass loss rate. Besides this goal, we were motivated to obtain a better physical characterization for late-type O giants winds because there are just a few results in the literature regarding these stars.

We developed a methodology to determine the physical parameters and its associated errors. The principal diagnostic lines in the ultraviolet region are: Fe III-IV-V (effective temperature), P-Cygni profiles of C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  (terminal velocity) and Si IV  $\lambda\lambda 1394, 1403$  (mass loss rate). In the optical region we focus on the intensities of He I and He II profiles in order to improve the effective temperature determinations.

The final results of our study are analyzed in the called modified-wind momentum versus luminosity diagram together with O dwarfs and supergiants results. We conclude that late-type O giants have “weak winds” and confirm the  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$  luminosity region as the transition area to the *weak-wind problem*.

Our results are the first to show the weak wind problem in other spectral class besides O V8-9 (late-type dwarfs).

# Agradecimentos

Agradeço aos meus pais, Elionai e Sônia, à tia Lila (nosso “Zé Roberto”) e à minha companheira, Poema (“Pretinha”), por simplesmente existirem, me ajudando a caminhar com tanto amor e apoio.

Ao meu orientador, Wagner, por ter me apresentado à área de ventos de estrelas massivas e continuamente contribuir para a minha visão quanto ao fazer científico. É claro, por sua paciência em enviar suas sugestões para a escrita da minha monografia. Também ao Helio que acolheu minhas dúvidas, no início de 2012, quanto à iniciação científica e me aconselhou a conversar com o Wagner, após ouvir meus interesses de pesquisa.

Aos meus amigos desde o ensino médio, Alex, David, Icaro, Marcio e Tássio, pelos quase nove anos (dentre muitos outros que virão) de apoio e “zuera”, fazendo-me muito feliz pela vida ter me dado a oportunidade de conhecê-los. E também pelas amizades feitas durante a graduação – Albert, Felipe e Leo – com toda a camaradagem nesses cinco anos.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>15</b>
1.1	Tipos de Estrelas . . . . .	15
1.2	Atmosferas de Estrelas O . . . . .	20
1.3	<i>O Problema dos Ventos Fracos</i> . . . . .	26
1.4	Objetivos . . . . .	31
<b>2</b>	<b>Metodologia</b>	<b>34</b>
2.1	Amostra e Dados Observacionais . . . . .	34
2.2	Modelagem . . . . .	38
2.2.1	Código CMFGEN . . . . .	38
2.2.2	Homogeneidade dos Modelos . . . . .	40
2.2.3	Custo Computacional . . . . .	42
2.3	Diagnósticos . . . . .	45
2.3.1	Velocidade de Rotação Projetada . . . . .	46
2.3.2	Temperatura Efetiva . . . . .	48
2.3.3	Velocidade Terminal e Taxa de Perda de Massa . . . . .	54
2.3.4	Degenerescência $T_{ef}$ & $\Delta\dot{M}$ . . . . .	58
2.3.5	Parâmetros Indiretos - Raio, Massa e Momento do Vento . . . . .	62
2.3.6	Efeito de <i>Clumping</i> : Implicação nos Parâmetros do Vento . . . . .	63
<b>3</b>	<b>Resultados</b>	<b>65</b>
3.1	Modelos Finais . . . . .	65
3.1.1	Parâmetros Estelares . . . . .	66
3.1.2	Modelos Finais – Ultravioleta . . . . .	71



3.1.3	$T_{ef}$ – Óptico . . . . .	80
3.2	Resumo dos resultados . . . . .	84
3.3	Lei $\beta$ . . . . .	85
3.4	Diagrama Momento do Vento Modificado versus Luminosidade . . . . .	90
<b>4</b>	<b>Discussão, conclusões &amp; perspectivas</b>	<b>94</b>
4.1	Discussão dos Resultados . . . . .	94
4.1.1	Modelagem – Ultravioleta & Óptico . . . . .	94
4.1.2	Caracterização Física . . . . .	99
4.1.3	Gigantes O do tipo tardio na Literatura . . . . .	103
4.1.4	Gigantes O – <i>Problema dos Ventos Fracos</i> . . . . .	106
4.2	Conclusões . . . . .	110
4.3	Perspectivas . . . . .	112
<b>A</b>	<b>Barras de Erro – <math>\dot{M}</math></b>	<b>114</b>
<b>B</b>	<b>Barras de Erro – <math>v_\infty</math></b>	<b>124</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>134</b>

# Lista de Figuras

- 1.1 Eixo vertical: luminosidade e magnitude absoluta na banda V (visível). Eixo horizontal: temperatura efetiva e índice de cor B-V (correspondente ao tipo espectral). Diagrama HR formado por  $\approx 23000$  estrelas do *Hipparcos Catalogue* e *Gliese Catalogue of Nearby Stars*. Fonte: <http://en.wikipedia.org/wiki/File:HRDiagram.png>. . . . . 18
- 1.2 Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em nanômetros. Coletânea de espectros para diferentes tipos espectrais e mesma classe de luminosidade (estrelas anãs – classe V). Fonte: <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit1/SpTypes/>. . . 19
- 1.3 Espectro no ultravioleta (região de  $\approx 1350 - 1850 \text{ \AA}$ ) da gigante brilhante O **HD 152405**. Neste encontramos linhas que são criadas tanto na região do vento (Si IV e C IV), quanto na fotosfera (*floresta do Ferro*). . . . . 25
- 1.4 Eixo vertical: determinações para  $\dot{M}$  por modelos de atmosferas. Eixo horizontal: previsão para  $\dot{M}$  por Vink et al. (2000). Resultados para anãs (Martins et al. 2005b e Marcolino et al. 2009) e supergigantes O (Mokiem et al. 2007). Notamos que supergigantes O são compatíveis com as previsões de Vink et al. (2000), ao contrário do atestado para anãs O do tipo tardio. 29
- 2.1 Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda ( $\text{\AA}$ ). Modelo de atmosferas criado pelo código CMFGEN para os parâmetros físicos conforme descritos no título. Comparamos o modelo completo (em linha preta) com os cálculos somente para as linhas de Fe III (vermelha), Fe IV (verde) e Fe V (azul). . . . . 51
- 2.2 Eixos: idem à figura anterior. Mostramos dois modelos com parâmetros fixados, conforme o título da figura, e dois valores diferente de temperatura efetiva. Modelos com  $T_{ef} = 28000 \text{ K}$  (em linha vermelha) e  $35000 \text{ K}$  (azul). 52

2.3	Eixos: idem à figura anterior. Comparamos dados (em linha vermelha) para <b>HD 156292</b> e três modelos (em linha azul) com variação na temperatura efetiva (parâmetros fixados segundo o título). Mostramos nossas determinações para a temperatura efetiva ( $T_{ef}$ ) de <b>HD 156292</b> , assim como para as barras de erro ( $T_{ef}^+$ e $T_{ef}^-$ ). . . . .	53
2.4	Eixos: idem à figura anterior. Região de $\approx 1600 - 1975 \text{ \AA}$ . Mostramos dois modelos computados pelo CMFGEN (em linha vermelha e preta), com os mesmos parâmetros físicos conforme indicado pelo título da figura, entretanto, com distintos valores para taxa de perda de massa ( $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ e $10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ ). Notamos sensibilidade à variação da perda de massa somente quanto à N iv (formada no vento). . . . .	55
2.5	Eixos: idem à figura anterior. Análise da degenerescência entre as incertezas na temperatura efetiva e perda de massa para <b>HD 156292</b> . Modelos com parâmetros fixados de acordo com o título. Verificamos que o modelo com $\dot{M} = 5.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ (barra de erro superior para $\dot{M}$ ) produz linhas de Si iv <i>significamente</i> mais intensas em comparação ao modelo com $T_{ef} = 28000 \text{ K}$ (barra de erro inferior para $T_{ef}$ ). . . . .	60
2.6	Eixos: idem à figura anterior. Análise da degenerescência entre as incertezas na temperatura efetiva e perda de massa para <b>HD 116852</b> . Modelos com parâmetros fixados de acordo com o título. Verificamos que o modelo com $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ (barra de erro superior para $\dot{M}$ ) produz linhas de Si iv <i>marginalmente</i> mais intensas em comparação ao modelo com $T_{ef} = 30000 \text{ K}$ (barra de erro inferior para $T_{ef}$ ). . . . .	61
3.1	Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em $\text{\AA}$ . Comparação na região do ultravioleta entre dados em linha vermelha e modelo em linha azul. Modelo final para <b>HD 24431</b> com parâmetros no título da figura. . . . .	71
3.2	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 36861</b> . . . . .	72
3.3	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 105627</b> . . . . .	73
3.4	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 115455</b> . . . . .	74
3.5	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 116852</b> . . . . .	75

3.6	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 135591</b> . . . . .	76
3.7	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 153426</b> . . . . .	77
3.8	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 156292</b> . . . . .	78
3.9	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 218195</b> . . . . .	79
3.10	Eixos: Idem à figura anterior. Dados no óptico (FEROS) em linha vermelha, onde indicamos as linhas de He I e II. Três modelos com os parâmetros fixados conforme o título e nossa determinação para $T_{ef}$ em linha azul. Neste caso, note que a linha de He I é a única discrepante. Determinações dos limites inferior ( $T_{ef}^-$ ) e superior ( $T_{ef}^+$ ) respectivamente em verde e preta para <b>HD 105627</b> . . . . .	80
3.11	Eixos: idem à figura anterior, mas para <b>HD 115455</b> . Perceba que não encontramos acordo entre as linhas He I para determinação da temperatura efetiva. . . . .	81
3.12	Descrição dos eixos e legendas, além da discussão: idem à figura anterior, mas para <b>HD 153426</b> . Tendo-se como exceção (para descrição das legendas) que neste caso usamos dados no óptico obtidos pelo levantamento <i>GOSS</i> (resolução intermediária). . . . .	82
3.13	Descrição dos eixos e legendas, além da discussão: idem à figura anterior, mas para <b>HD 218195</b> . . . . .	83
3.14	Eixos: Idem à figura anterior. Dados em linha vermelha, modelos com $\beta = 1.0$ em linha azul. Modelos com $\beta = 0.35, 0.30$ e $0.35$ em linha preta, nessa ordem, para <b>HD 24431, HD 36861</b> e <b>HD 105627</b> . . . . .	87
3.15	Eixos: Idem à figura anterior. Dados em linha vermelha, modelos com $\beta = 1.0$ em linha azul. Modelos com $\beta = 0.35, 0.30$ e $0.30$ em linha preta, nessa ordem, para <b>HD 115455, HD 116852</b> e <b>HD 135591</b> . . . . .	88
3.16	Eixos: Idem à figura anterior. Dados em linha vermelha, modelos com $\beta = 1.0$ em linha azul. Modelos com $\beta = 0.30, 0.35$ e $0.50$ em linha preta, nessa ordem, para <b>HD 153426, HD 156292</b> e <b>HD 218195</b> . . . . .	89

3.17	Eixo vertical: logaritmo do momento modificado do vento. Eixo horizontal: logaritmo da luminosidade em função da luminosidade solar. Diagrama momento do vento estelar versus luminosidade estelar (análise de anãs + gigantes + supergigantes O). . . . .	92
3.18	Eixo vertical: logaritmo do momento modificado do vento. Eixo horizontal: logaritmo da luminosidade em função da luminosidade solar. Círculos vermelhos correspondem aos resultados de nosso trabalho e triângulos pretos à previsão de Vink et al. (2000). Pelo fato de existirem três estrelas da amostra com mesmo valor de luminosidade (adotado conforme a metodologia), também foram utilizados triângulos menores ao tamanho padrão das figuras no diagrama. . . . .	93
4.1	Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Dados no ultravioleta ( <i>IUE</i> ) em linha vermelha. Modelo final para <b>HD 135591</b> em linha azul para N/H solar padrão = $6.76 \times 10^{-5}$ (Grevesse et al. 2010) e N/H = $3.40 \times 10^{-4}$ (maior que a solar padrão por um fator 5). . . . .	96
4.2	Eixos: idem à figura anterior. Modelo final (i.e., parâmetros físicos de acordo com 3.1.1) para <b>HD156292</b> com a inclusão de raios-X (em linha azul) e sem raios-X (em vermelha). Estrela para a qual derivamos o menor valor de perda de massa ( $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ ). Notamos discrepância entre tais modelos para a linha de N v $\lambda 1240$ . Não percebemos o mesmo nível de discrepância quanto às principais ferramentas de diagnóstico do vento: Si iv $\lambda\lambda 1394,1403$ e C iv $\lambda\lambda 1548,1551$ . . . . .	97
4.3	Eixos e discussão: idem à figura anterior. Entretanto, referentes à estrela <b>HD 116852</b> , para a qual obtivemos o maior valor de perda de massa ( $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ ). . . . .	98
4.4	Estruturas de velocidade modeladas para estrela <b>HD 116852</b> – Modelos para $\beta = 0.3$ e $\beta = 1.0$ . . . . .	101

4.5	Eixo vertical: logaritmo da taxa de perda de massa determinada por modelos de atmosferas. Eixo horizontal: logaritmo da taxa de perda de massa prevista por Vink et al. (2000). Linha pontilhada e tracejada corresponde à relação um para um entre tais grandezas. Comparação entre os resultados obtidos para perda de massa por modelos de atmosferas e as previsões teóricas para estrelas O de diferentes classes de luminosidades (losangos de acordo com as cores especificadas nas legendas). . . . .	108
4.6	Eixos: idem à figura anterior. Comparação entre nossos resultados para perda de massa com suas específicas barras de erro e as previsões teóricas.	109
A.1	Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Dados na região do ultravioleta em linha vermelha. Três modelos com os parâmetros fixos conforme o título. Modelos correspondem ao limite superior da taxa de perda de massa ( $\dot{M}^+$ ) em linha preta, valor nominal ( $\dot{M}$ ) em azul e limite inferior ( $\dot{M}^-$ ) em verde para <b>HD 24431</b> . . . . .	115
A.2	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 36861</b> . . . . .	116
A.3	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 105627</b> . . . . .	117
A.4	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 115455</b> . . . . .	118
A.5	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 116852</b> . . . . .	119
A.6	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 135591</b> . . . . .	120
A.7	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 153426</b> . . . . .	121
A.8	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 156292</b> . . . . .	122
A.9	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 218195</b> . . . . .	123
B.1	Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Dados na região do ultravioleta em linha vermelha. Três modelos com os parâmetros fixos conforme o título. Modelos correspondem ao limite superior da velocidade terminal ( $v_\infty^+$ ) em linha preta, valor nominal ( $v_\infty$ ) em azul e limite inferior ( $v_\infty^-$ ) em verde para <b>HD 24431</b> . . . . .	125
B.2	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 36861</b> . . . . .	126
B.3	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 105627</b> . . . . .	127

B.4	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 115455</b> . . . . .	128
B.5	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 116852</b> . . . . .	129
B.6	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 135591</b> . . . . .	130
B.7	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 153426</b> . . . . .	131
B.8	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 156292</b> . . . . .	132
B.9	Idem à figura anterior, mas para <b>HD 218195</b> . . . . .	133

# Lista de Tabelas

2.1	Estrelas da amostra e dados observacionais (ultravioleta e óptico) utilizados neste trabalho. Na terceira coluna mostramos os arquivos SWP onde encontram-se os espectros obtidos pelo <i>IUE</i> . Na quarta coluna indicamos os instrumentos/ <i>survey</i> de onde vieram os dados no óptico. . . . .	37
2.2	Dados atômicos usados nos modelos CMFGEN. . . . .	44
3.1	Resumo para os parâmetros físicos – $\log(L_{\star}/L_{\odot})$ , $\log(g)$ , $R_{\star}$ , $M_{\star}$ e $T_{ef}$ . . . . .	84
3.2	Resumo para os parâmetros físicos – $v \sin i$ , $v_{\infty}$ , $\dot{M}$ e $\log(D_{mom})$ . . . . .	85
3.3	Análise da lei beta de velocidade – estrelas HD 24431, 36861, 105627, 115455 e 116852. . . . .	86
3.4	Análise da lei beta de velocidade – estrelas HD 135591, 153426, 156292 e 218195. . . . .	90
3.5	Resultados de $D_{mom}$ (em logaritmo) e comparação com as previsões teóricas para cada estrela da amostra com seus valores de luminosidade. . . . .	91
4.1	Caracterização física gigantes O - intervalos para $T_{ef}$ , $\dot{M}$ e $v_{\infty}$ . . . . .	99
4.2	Caracterização física gigantes O - intervalos para $R_{\star}$ , $M_{\star}$ e $\log(D_{dmom})$ . . . . .	99
4.3	Sumário dos resultados (óptico) para gigantes O obtidos por Repolust et al. (2004) – Tipo Espectral, $R_{\star}$ , $M_{\star}$ , $T_{ef}$ , $v_{\infty}$ e $\log(D_{mom})$ . . . . .	105
4.4	Sumário dos resultados (ultravioleta) para gigantes O obtidos por Howarth & Prinja (1989) – , $T_{ef}$ , $R_{\star}$ , $M_{\star}$ , $\dot{M}$ , $v_{\infty}$ e $\log(D_{mom})$ . . . . .	106



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Tipos de Estrelas

Estrelas ocupam nosso fascínio desde o primórdio da astronomia e talvez sejam os objetos astronômicos para os quais conseguimos até o momento alcançar nosso melhor nível de entendimento a partir dos fundamentos da física (e.g., atômica, hidrodinâmica, termodinâmica, eletromagnetismo). Este feito está relacionado ao fato de estrelas serem os blocos constituintes básicos do Universo (em um sentido “hierárquico”), ou seja, sistemas astrofísicos *simples*.

Entretanto, lembramos que onde há simplicidade, também há elegância. Tais sistemas são responsáveis pela produção de todos os elementos químicos mais pesados que o Oxigênio (assim como pela maior parte da atual abundância deste), seja pelos processos de nucleossíntese ao decorrer de suas trajetórias evolutivas ou por explosões de supernovas, até a estrutura e evolução dinâmica das galáxias através da transferência de energia cinética e radiativa em direção ao meio interestelar.

Com o advento da espectroscopia estelar foi possível se desenvolver esquemas para a *classificação estelar*, remontando às pioneiras Classes de Secchi (c.f., Pannekoek 1961), com o objetivo de tentar agrupar os espectros estelares conforme a observação de suas específicas linhas espectrais na *região do óptico* ( $\approx 3000 - 8000 \text{ \AA}$ ). Desde então, essa tentativa de “taxonomia estelar” tem sido de grande valia para a obtenção de ideias acerca das propriedades físico-químicas das estrelas.

O sistema de classificação mais amplamente utilizado atualmente é a chamada Classificação de Yerkes (Morgan et al. 1943), onde as estrelas são agrupadas pelos tipos canônicos O, B, A, F, G, K e M e classes de luminosidade V, IV, III, II, I. A relevância primária da existência de tal esquema está no fato dele expressar as peculiares propriedades físicas das estrelas. Ao passo, que os tipos O ao M correspondem a uma *sequência*

em temperatura efetiva, as classes V à I expressam diferentes estágios da evolução estelar, uma *sequência evolutiva* das estrelas.

Essas sequências em temperatura e estágios evolutivos estão associados às específicas regiões do chamado *diagrama Hertzsprung-Russell* (HR), onde essencialmente se evidencia uma forte correlação entre o índice de cor B-V (correspondendo a uma sequência do tipo espectral O ao M) e a magnitude absoluta na banda do visível. Equivalentemente, sob uma perspectiva teórica, uma correlação entre a temperatura efetiva e a luminosidade estelar.

Mostramos na Figura 1.1 um diagrama HR observacional, obtido a partir de dados do satélite *Hipparcos*. Percebe-se claramente que existe uma região onde encontramos uma grande parte das estrelas se distribuindo ao longo dos valores de temperatura efetiva, a chamada *sequência principal* (classe V) do diagrama HR. A sequência principal, onde encontram-se  $\approx 90\%$  das estrelas, está associada ao início da vida estelar, onde a energia radiativa é produzida através dos processos de nucleossíntese de Hidrogênio em Hélio, o que corresponderá à maior parte da evolução de uma estrela. Estendendo-se esta do canto inferior direito do diagrama HR, onde encontramos estrelas tipo M com baixa temperatura efetiva e luminosidade até o canto superior esquerdo. Nesta região encontramos as estrelas anãs (i.e., de classe V) *mais* quentes e luminosas: de tipo O.

Em uma ordem de aproximação zero, a principal característica física de uma estrela é a sua massa. Toda sua trajetória evolutiva está intimamente atrelada com este parâmetro (assim como, também a forma como varia a massa estelar em função do tempo, ao decorrer dessas fases evolutivas), pois todo o processo de evolução estelar é governado pelo *balanceamento de forças* entre a gravidade e via pressão do gás.

Regiões pós-sequência principal, que correspondem às classes IV, III, II, I, são povoadas por estrelas onde se esgotou a maior parte de seus reservatórios de Hidrogênio no núcleo, ocorrendo os subseqüentes processos de reações termonucleares para além da “queima” do hélio. Encerrando-se este processo de produção de elementos químicos (e energia radiativa) no interior estelar na nucleossíntese do Carbono em estrelas de baixa massa até possivelmente no Ferro em estrelas de alta massa.

Na figura 1.2 temos uma exemplificação da chamada Classificação Espectral de Yerkes, onde se encontra uma coletânea de espectros estelares de diferentes tipos espectrais (O ao M), que mostram como se dá a variação do fluxo radiativo estelar (normalizado) em

função do comprimento de onda (cobrindo praticamente toda a região do óptico). Notamos claramente que existe um deslocamento no pico de emissão da radiação para comprimentos de ondas cada vez menores, correspondendo no caso, da região do infravermelho em direção ao ultravioleta, nas distribuições de estrelas M ao tipo O.

Esse deslocamento no pico de emissão está diretamente relacionado ao aumento da *temperatura efetiva* da estrela. Tal parâmetro é um tipo de temperatura que está associado à estrela de tal forma que o fluxo estelar total seja correspondente ao fluxo total de um corpo negro (i.e., radiação emitida conforme a *distribuição de Planck*) a uma certa temperatura  $T$ .

Vemos pela lei de deslocamento de Wien (equação 1.1) que o comprimento de onda ( $\lambda_{max}$ ), correspondente ao pico máximo de intensidade da radiação emitida por um corpo negro, é inversamente proporcional à temperatura deste. Desta forma, estrelas onde encontramos os maiores valores para temperatura efetiva, emitem a maior parte de sua energia radiativa na faixa do ultravioleta, em acordo com as observações das distribuições espectrais de energia para estrelas O.

$$\lambda_{max} = \frac{C}{T} \quad (1.1)$$

Onde  $C \equiv$  constante (dependente do sistema de unidades para  $\lambda_{max}$ ).

Em meio aos distintos tipos estelares, que englobam estrelas com diferentes propriedades quanto ao estado do gás e campo de radiação em suas atmosferas, estamos interessados neste trabalho em investigar as propriedades físicas atmosféricas das estrelas de tipo espectral O, que conforme constatamos em nossa discussão, são as mais quentes, luminosas e de alta massa dentre uma dada classe de luminosidade.

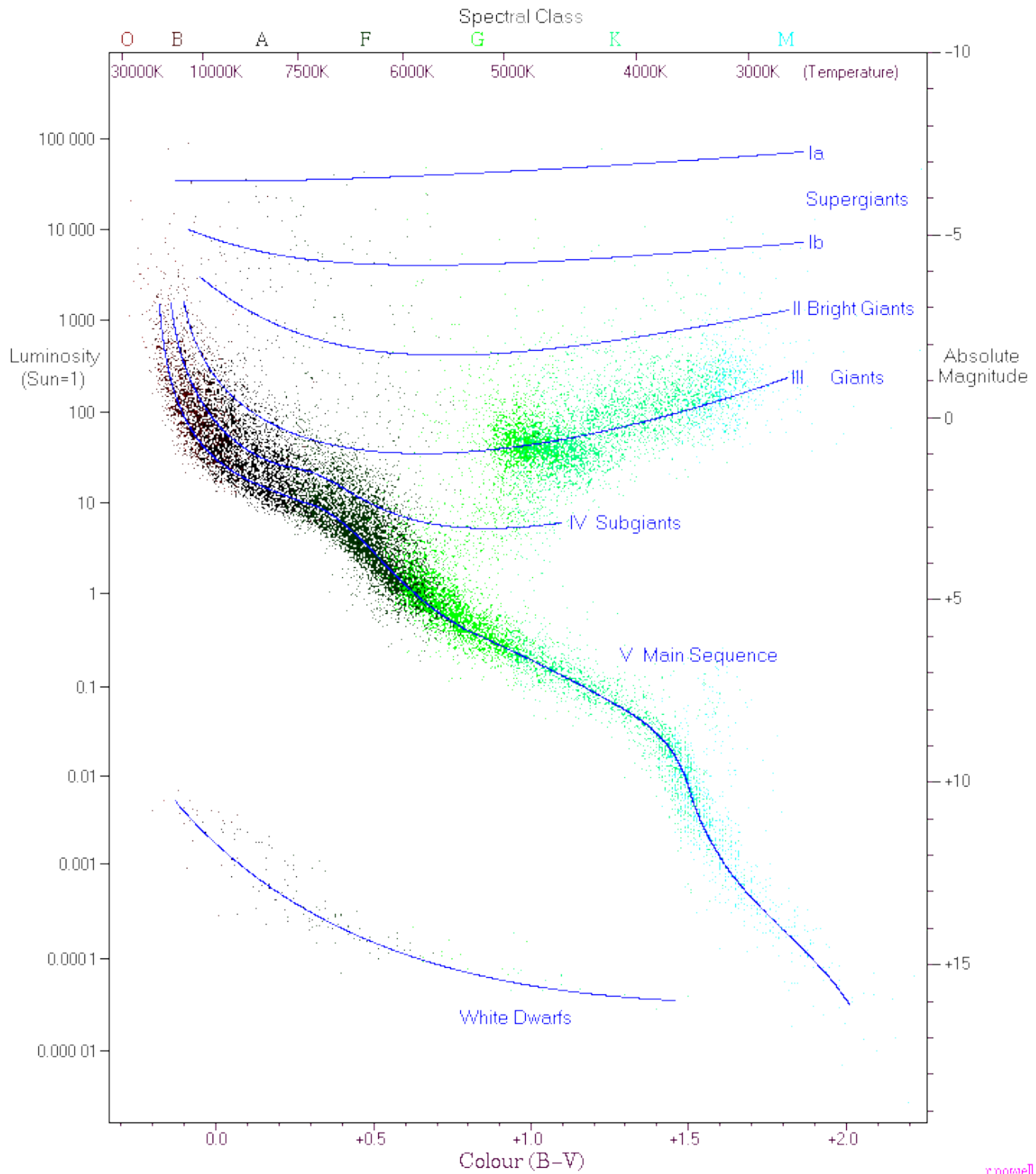


Figura 1.1: Eixo vertical: luminosidade e magnitude absoluta na banda V (visível). Eixo horizontal: temperatura efetiva e índice de cor B-V (correspondente ao tipo espectral). Diagrama HR formado por  $\approx 23000$  estrelas do *Hipparcos Catalogue* e *Gliese Catalogue of Nearby Stars*. Fonte: <http://en.wikipedia.org/wiki/File:HRDiagram.png>.

### Dwarf Stars (Luminosity Class V)

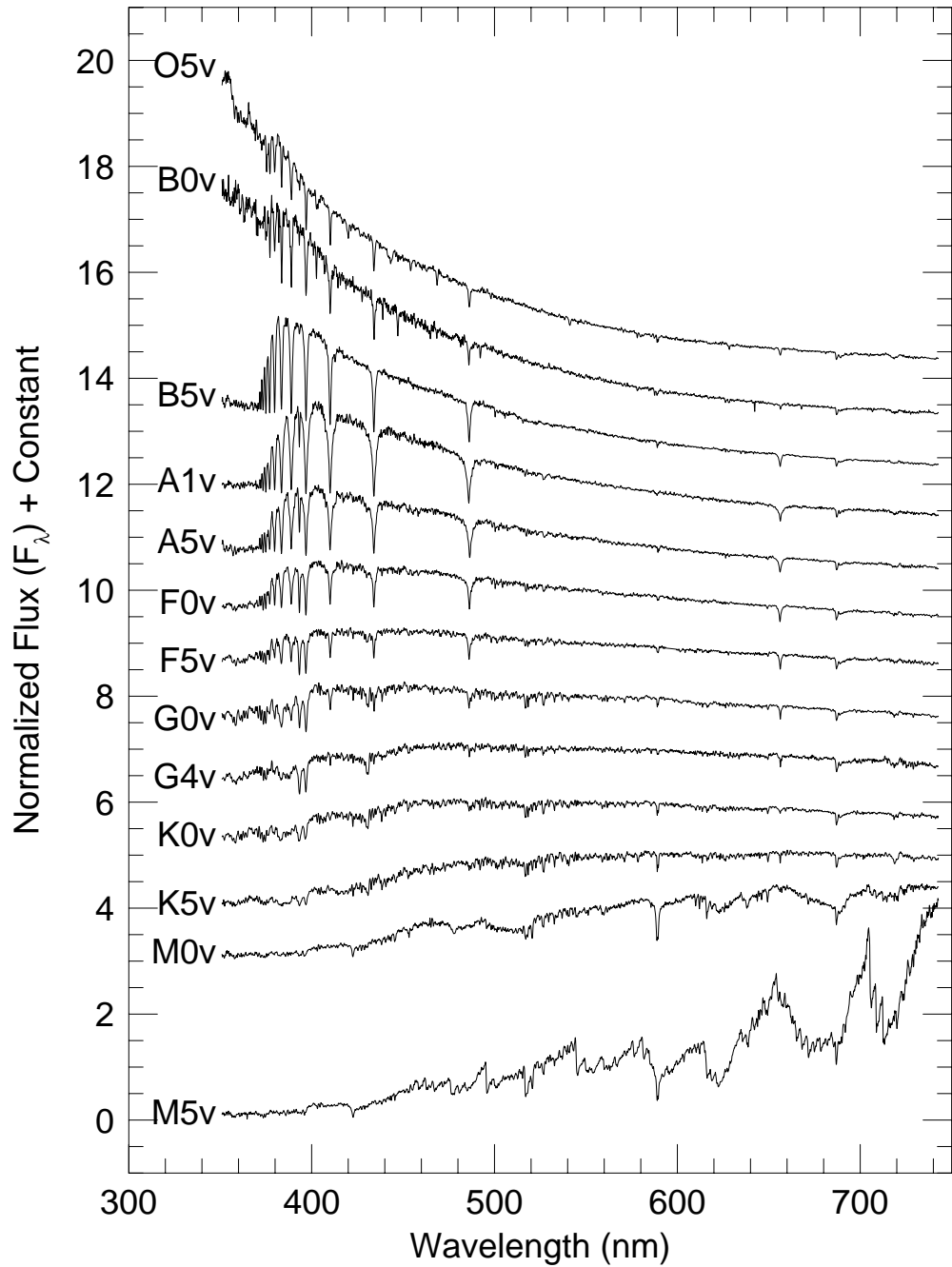


Figura 1.2: Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em nanômetros. Coletânea de espectros para diferentes tipos espectrais e mesma classe de luminosidade (estrelas anãs – classe V). Fonte: <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit1/SpTypes/>.

## 1.2 Atmosferas de Estrelas O

Discutimos que existe toda uma gama de tipos de estrelas, que são classificadas do tipo O ao M de acordo com as suas características espectrais (na região do óptico). Enquanto estrelas do tipo O são assim classificadas por detectarmos linhas espectrais criadas pelo He I e He II, chega-se a verificar linhas produzidas por bandas moleculares (e.g., TiO) em estrelas do tipo M. Tal fato é qualitativamente compreendido, quando identificamos na discussão anterior que a sequência de tipos espectrais representa diretamente uma sequência em temperatura efetiva associadas a estes objetos. Em resumo, a classificação estelar expressa uma diferenciação quanto ao estado físico (radiação e gás) das atmosferas desses objetos.

Entendemos a *atmosfera* como a camada mais externa da estrela, tipicamente várias ordens de grandeza menos extensa que o raio estelar <sup>1</sup>, onde as funções de estado termodinâmico são drasticamente distintas em comparação com os parâmetros do interior estelar. Na atmosfera, os fótons (antes “aprisionados” na estrutura estelar, em decorrência dos altíssimos valores para a estratificação em densidade) conseguem escapar em direção ao meio interestelar. Poderíamos nos questionar a cerca da relevância em conhecermos bem acerca das propriedades físicas que caracterizam tal região atmosférica: “afinal, por que nos importariamos com estruturas tão insignificamente finas das estrelas?”

A resposta se dá pelo fato da radiação estelar observável (i.e., passível de medição por nossos instrumentos) ser o resultado dos processos de interação da radiação (originada do interior estelar através de processos nucleares) com o meio material que compõe a região atmosférica da estrela. Assim, a maior parte do corpo teórico da física estelar somente pode ser passível de falseabilidade a partir de medidas da radiação derivada desta região das estrelas! Desta forma, fica-se evidente a necessidade de sempre buscarmos melhorar nossa compreensão acerca das propriedades físicas referentes às atmosferas.

Nosso trabalho busca exatamente por isso. De forma específica, procuraremos encontrar uma caracterização física para as atmosferas das raras estrelas de tipo O,

---

<sup>1</sup>Tomamos por “tipicamente” quanto às estrelas anãs (sequência principal). Não estamos considerando até agora o conceito de atmosfera estendida e também não incluímos aqui casos específicos da evolução estelar pós-sequência principal, como supergigantes vermelhas.

estimando-se que existam cerca de  $\sim 10^5$  estrelas O dentro de uma população galáctica de  $\sim 10^{11}$ . Apesar de sua raridade, nossa motivação para ocuparmos nosso interesse com tais estrelas está intimamente conectada com a *importância* que possuem no contexto astronômico. Importância esta que está diretamente conectada com suas típicas propriedades atmosféricas. Neste capítulo apresentamos uma discussão qualitativa acerca das propriedades atmosféricas de estrelas O.

Como mencionamos, estrelas do tipo O possuem alta massa ( $M_{\star} \gtrsim 8M_{\odot}$ )<sup>2</sup>. Em consequência dos altos valores para a massa, tais estrelas possuem um interior estelar caracterizado por estruturas de pressão, temperatura e densidade significativamente diferentes quando comparamos com estrelas de massa “típica”. Encontrando-se, comparativamente a essas últimas, intensas pressões centrais (onde ressaltamos a importância da pressão radiativa em estrelas de alta massa para a pressão total) que são responsáveis por altas taxa de reação nuclear que provocam uma maior taxa de variação da estratificação da temperatura em função da distância ao núcleo. Isto é fundamental para entendermos sobre suas propriedades atmosféricas, pois *intensos* gradientes de temperatura caracterizam também *intensos* fluxos de energia radiativa, em acordo com a equação de transporte de energia<sup>3</sup>, sendo a luminosidade estelar (emissão de energia radiativa por unidade de tempo) é diretamente proporcional à taxa de variação espacial da estrutura de temperatura.

Uma implicação direta está em compreendermos o porquê dessas estrelas de alta massa possuírem *também* altos valores para a luminosidade total, podendo-se chegar à  $\sim 10^6$  vezes o valor solar. Ou seja, quando comparamos esses parâmetros com valores solares percebe-se claramente que estamos a lidar com estrelas que possuem uma física *extrema*: alta massa, luminosidade e “temperatura atmosférica”.

Aqui conectamos esta característica, quanto à energia radiativa extrema, com outra essencial que é apresentada por essas estrelas: possuem atmosferas que estão *fora* do equilíbrio hidrodinâmico. Enfatizamos aqui que tal “quebra” da hidrostática estelar é uma consequência direta de apresentarem valores tão altos para a luminosidade. Isto se dá, a partir da transferência resultante do momento linear para o material atmosférico via fótons que interagem com as diversas espécies atômicas que compõem a atmosfera estelar.

---

<sup>2</sup> $M_{\odot} \equiv$  unidade de massa solar. Outras grandezas serão, ao longo do texto, expressadas em função de parâmetros do Sol:  $L_{\odot} \equiv$  unidade de luminosidade solar e  $R_{\odot} \equiv$  unidade de raio solar.

<sup>3</sup>Considerando-se a validade desta somente ao *transporte de energia radiativa*

Desta forma, a *equação de conservação de momento* para um elemento constituinte da estrutura atmosférica, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}p - \frac{GM\rho}{r^2}\hat{r} + \vec{g}_{rad} \quad (1.2)$$

Onde  $\vec{\nabla}p$  está associado à força (volumétrica) exercida neste pela *pressão do gás*,  $\frac{GM\rho}{r^2}$  à força gravitacional e o último termo  $\vec{g}_{rad}$  expressa a força de *origem radiativa*. Caso esses termos assumam valores (em algum determinado ponto da atmosfera) tais que a força resultante por unidade de volume  $\rho \frac{d\vec{v}}{dt} \neq 0$ , então caracteriza-se a existência de um *contínua* ejeção radial de matéria da atmosfera estelar, isto é, o *vento estelar*.

Entendemos pelo vento estelar como uma parte constituinte da estrela (*atmosfera estendida*), pois a radiação que recebemos é resultante tanto da interação radiação-matéria na região hidrostática da atmosferas (fotosfera), quanto pela interação na região que está em contínua expansão (vento estelar). Dentre os diversos parâmetros físicos do vento que podem ser derivados a partir das observações, apresentamos a seguir os dois mais importantes, que estão *diretamente* relacionados à intensidade do vento estelar.

**(I) Taxa de perda de massa** denotada por  $\dot{M} \equiv \left| \frac{dM_{\star}}{dt} \right|$

Expressa a quantidade de matéria perdida pela estrela via vento por unidade de tempo. Em decorrência da já discutida importância da massa quanto à evolução estelar, a perda de massa é claramente algo decisivo quanto à esta, pois estrelas com alta taxa de perda de massa irão assim evoluir de forma essencialmente diferente daquelas com baixa perda de massa.<sup>4</sup>

A partir das hipóteses de simetria esférica e estacionaridade do vento estelar, isto é, um fluido se expandindo de forma simétrica e sem dependência temporal para a perda de massa, temos a *equação de continuidade de massa* para o vento:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r)v(r) \quad (1.3)$$

Onde:

$r \equiv$  distância ao centro da estrela

---

<sup>4</sup>Ressaltamos que a discussão não é tão simplória quanto a divisão entre “estrelas que apresentam perda de massa alta versus baixa”, pois esta propriedade do vento também é dependente do estágio evolutivo estelar!



$\rho(r) \equiv$  estrutura de densidade do vento

$v(r) \equiv$  estrutura de velocidade do vento

**(II) Velocidade terminal** denotada por  $v_\infty$

É o valor atingido assintoticamente pela velocidade do vento para distâncias  $r \gg$  raio estelar, de forma que o somatório das forças resultantes sobre um elemento do vento seja nula, desta forma a velocidade do vento passa a ser uma constante em função da distância. Usualmente a velocidade do vento é modelada a partir da chamada *lei beta de velocidade*, conforme a seguir:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta \quad (1.4)$$

Sendo  $\beta \equiv$  parametrização da lei beta (“parâmetro livre”), que descreve o gradiente da estrutura de velocidade. Sendo o termo  $1 - \frac{R_\star}{r} < 1$ , então menores valores de  $\beta$  estão associados a maiores valores de  $v(r)$  para uma dada distância  $r$ . Além de também notarmos a estratificação da velocidade, sob a forma  $v(r) \propto r$ , em consequência do regime de validade dessa equação para valores de  $r > R_\star$ .

Assim, a quantidade de energia cinética por unidade de tempo, que é transferida via vento estelar para o meio interestelar pode ser quantificada através da grandeza  $\frac{1}{2}\dot{M}v_\infty$ . Desta maneira, estamos a dizer que ventos intensos estão *principalmente* associados a altos valores para perda de massa e velocidade terminal. Exemplificando, enquanto o Sol<sup>5</sup> possui uma perda de massa  $\sim 10^{-14} M_\odot/\text{ano}$  e velocidade terminal  $\approx 400$  km/s, estrelas do tipo O apresentam valores típicos para  $\dot{M} \lesssim 10^{-6} M_\odot/\text{ano}$  e  $v_\infty \gtrsim 3000$  km/s (e.g., Repolust et al. 2004 e Martins et al. 2005b), podendo-se assim perder matéria por unidade de tempo a uma taxa até  $\sim 10^8$  vezes maior que a perdida pelo Sol!

Em suma, estrelas O são importantes no contexto astrofísico por apresentarem alta massa e por isso são capazes de passar da fase de “queima” do hélio, produzindo elementos químicos mais pesados que o Oxigênio (indo possivelmente até o Ferro). Além disso, por apresentarem alta luminosidade (que em acordo com a discussão anterior, tal fato está conectada com seus altos valores para a massa), estrelas O possuem ventos estelares intensos (quando comparamos com outros tipos espectrais canônicos). Desta

---

<sup>5</sup>Que possui um vento devido à pressão do gás. O Sol não possui luminosidade suficientemente alta para produzir ventos dirigidos por radiação.

forma, enriquecem química e fisicamente o meio interestelar pelo contínuo depósito de energia radiativa e mecânica, através de seus campos radiativos, vento e (por seus possíveis descendentes evolutivos) explosões em supernovas (c.f., Abbott 1982). Consequentemente, exercem um papel importante desde o processo de formação estelar até a evolução físico-química das galáxias.

Por fim, como sabemos que tais estrelas apresentam vento estelar? No caso do Sol, entendemos que este apresenta um vento estelar a partir de detecções diretas do seu material ionizado. Para estrelas de alta massa, nosso conhecimento pauta-se em uma característica *spectral* fundamental dessas estrelas: encontramos os chamados perfis *P-Cygni* em diversas regiões espectrais (desde o ultravioleta até o infravermelho).

Tais perfis são caracterizados por encontrarmos uma parte em absorção sob o efeito de *blueshift* (deslocamento para comprimentos de ondas menores) e uma outra em emissão sob *redshift*, em relação ao comprimento de onda de “laboratório” associado a uma determinada transição eletrônica. Em essência, observamos tais perfis em decorrência dos inúmeros processos de interação da radiação com o vento estelar (*fluido em movimento*) e como consequência de “efeito de geometria” da perspectiva da linha de visada do observador (recebendo radiação proveniente de regiões do vento que estão expandindo radialmente)<sup>6</sup>.

Para efeito de ilustração, mostramos o espectro no ultravioleta para a gigante brilhante HD 152405 do tipo O9.7II (c.f., Maíz Apellániz et al. 2013). Percebe-se em destaque duas estruturas espectrais nessa região, sendo estas perfis *P-Cygni* do Si IV  $\lambda\lambda 1394,1403$  e C IV  $\lambda\lambda 1548,1551$ . Também é nítida a existência de inúmeras linhas espectrais além desses dois perfis, estas são formadas na região da fotosfera e são criadas a partir processos de interação da radiação estelar com íons de metais (no sentido químico), de forma mais relevante do Ferro, constituindo assim a chamada *floresta do Ferro* no ultravioleta. Sendo assim, são assinaturas espectrais dos processos físicos que *causaram* a formação do vento estelar, através do transporte de momentum do campo de radiação à matéria. Desta maneira, é possível compreender o porquê de tais ventos serem chamados como *dirigidos por linhas espectrais*.

Conforme discutiremos ao longo deste trabalho, podemos obter parâmetros

---

<sup>6</sup>Para maiores detalhes sobre o processo de formação de perfis *P-Cygni*, indicamos o capítulo *Observations of stellar winds* de Lamers & Cassinelli (1999).

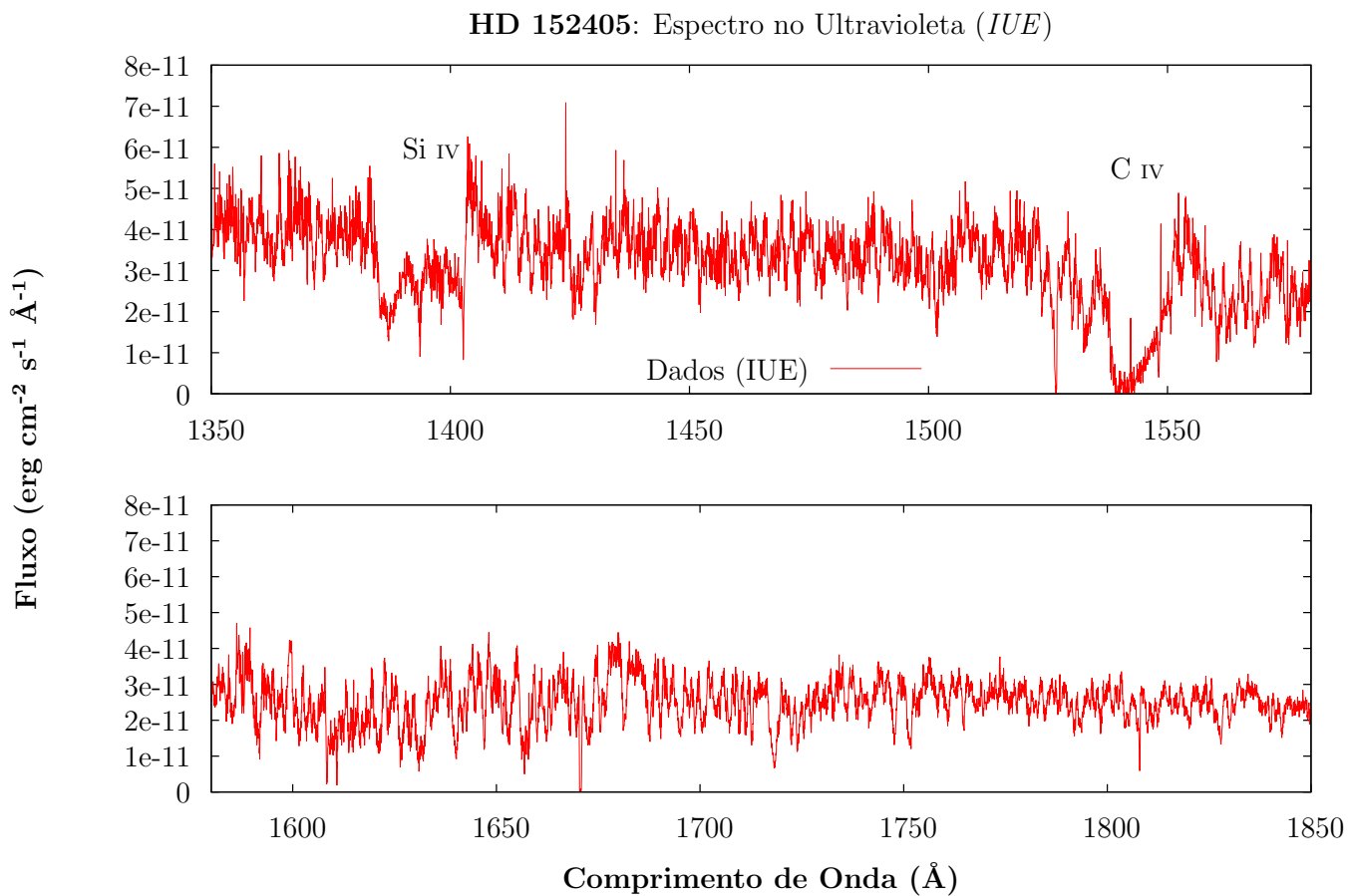


Figura 1.3: Espectro no ultravioleta (região de  $\approx 1350 - 1850 \text{\AA}$ ) da gigante brilhante O **HD 152405**. Neste encontramos linhas que são criadas tanto na região do vento (Si IV e C IV), quanto na fotosfera (*floresta do Ferro*).

físicos atmosféricos (e.g., temperatura efetiva, perda de massa e velocidade terminal) a partir da análise espectroscópica tanto das linhas formadas na região do fotosfera (*floresta de Ferro*), quanto no vento estelar (*P-Cygni*)

### 1.3 *O Problema dos Ventos Fracos*

A maior parte do conhecimento acerca dos parâmetros físicos de estrelas O provêm de resultados obtidos através da análise *espectroscópica quantitativa* (i.e., análise do espectro estelar observado por meio de modelos de atmosferas). Através da modelagem dos processos de interação radiação-matéria podemos encontrar uma descrição do estado da radiação (intensidade do campo de radiação) e do gás (populações dos níveis) pela resolução iterativa das equações de transporte radiativo e equilíbrio estatístico (estando estas em princípio acopladas). Isto nos permite criar um espectro “teórico” (sintético) para determinados parâmetros estelares (químicos e físicos) e atômicos que são incluídos na modelagem.

Nosso entendimento sobre as propriedades físicas do vento de estrelas O passou por mudanças drásticas nas últimas duas décadas. Isto ocorreu em virtude da crescente sofisticação dos códigos computacionais para a modelagem atmosférica, embora *diversos* problemas ainda permaneçam em abertos na área de estrelas massivas. Apenas como exemplo, a introdução *ad hoc* da chamada velocidade de macroturbulência, referente ao ajuste das linhas de metais, e o problema da “massa-discrepante” (entre resultados por modelos de atmosferas e de evolução estelar). Para maiores detalhes, indicamos como referência o artigo de Puls (2008), onde estas e outras questões são discutidas.

Voltamos nossa atenção especificamente para o chamado *problema dos ventos fracos*, que é caracterizado pela discrepância, entre as previsões “teóricas”<sup>7</sup> via simulações hidrodinâmicas para a taxa de perda de massa e as determinações deste parâmetro pela análise de modelos de atmosferas, para estrelas de tipo O “pouco” luminosas (com  $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$ ).

Estas previsões teóricas são resultados do trabalho de Vink et al. (2000), onde, resumidamente, a taxa de perda de massa é obtida (como uma função da temperatura efetiva, luminosidade e massa estelar) a partir de iterações “cíclicas” entre modelos de atmosferas criados pelo código ISA-WIND (de Koter et al. 1993) e simulações de *Monte Carlo* computadas pelo código MC-WIND (de Koter et al. 1997). Este último utiliza a

---

<sup>7</sup>A previsão obtida por Vink et al. (2000) não é teórica no sentido mais fundamental do termo, em parte pelo fato de utilizar valores para a velocidade terminal e estrutura de velocidade do vento obtidos pela análise de modelos de atmosferas. Desta forma, seria mais correto se referir a estas como “semi-empíricas”. Por simplificação estética, utilizaremos o adjetivo “teórica” sem o uso das aspas.”

estrutura atmosférica (estado do campo de radiação e gás), computada pelo código ISAWIND, para determinar a transferência total de energia via fótons (do campo de radiação) para a estrutura do vento estelar. Tal processo iterativo entre os códigos é repetido até que o valor inicial provido pela modelagem atmosférica seja equivalente ao valor computado pela simulação de *Monte Carlo*.

Apresentaremos aqui uma contextualização do surgimento de tal problema na literatura. Apesar de existirem indícios desde o início da década de 90 (e.g., análise de anãs O do “tipo tardio”<sup>8</sup> por Chlebowski & Garmany 1991), o primeiro resultado obtido através da análise por modelos de atmosferas “unificados” (modelagem da estrutura fotosférica + vento estelar) que apontava para tal questão aparece no trabalho de Herrero et al. (2002). Este verificou pela análise no óptico e ultravioleta que a estrela galáctica 10 Lacertae (“protótipo” da classe O9V) apresentava um “vento fraco” por ter uma perda de massa menor que a previsão de Vink et al. (2000) (paradigma teórico a dez anos atrás, para a perda de massa de estrelas OB), em  $\sim$  uma ordem de grandeza.

Subsequentemente, análises espectroscópicas por Bouret et al. (2003) e Martins et al. (2004), através do ultravioleta (e óptico pelo primeiro), encontraram para sete estrelas O6-9.5V na Pequena Nuvem de Magalhães (ambiente de baixa metalicidade)  $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ , o que também as qualificavam com “ventos fracos”. Uma importante questão levantada por tais resultado se referia quanto à influência da metalicidade para a existência de tal “problema de ventos fracos”. Os trabalhos de Martins et al. (2005b) e Marcolino et al. (2009) desenvolveram uma análise por modelos de atmosferas (conjuntamente pelo óptico e ultravioleta) para ao todo dezessete estrelas anãs e mostraram que anãs O6-9.5V galácticas também apresentavam o *problema dos ventos fracos*, constatando-se tais discrepâncias em até  $\sim$  duas ordens de grandeza para as perdas de massa!

Para ilustrar nossa discussão, mostramos na figura 1.4 um diagrama onde comparamos determinações para taxa de perda de massa através da análise de modelos de atmosferas com os valores previstos pela “receita” de Vink et al. (2000) para esse parâmetro. Além dos resultados obtidos por Martins et al. (2005b) e Marcolino et al. (2009) para anãs O, também incluímos resultados publicados em Mokievich et al. (2007) para estrelas O “brilhantes” (classe das supergigantes), que tipicamente englobam uma

---

<sup>8</sup>Nossa tradução da expressão em inglês *late-type*, significando “o final da classe de luminosidade”. Por simplificação estética, utilizaremos essa tradução sem as aspas.

região diferente em luminosidade. Não apresentamos barras de erro para as grandezas, pois nosso propósito é uma discussão qualitativa. Claramente se percebe que supergigantes O possuem perdas de massa *compatíveis* com as previsões teóricas providas por Vink et al. (2000). O mesmo para anãs do “tipo inicial”<sup>9</sup> (O3.5-5), que também mostram bom acordo com a teoria<sup>10</sup>. Entretanto, de forma explícita, anãs O do tipo tardio apresentam a anteriormente discutida discrepância com os valores obtidos pela modelagem hidrodinâmica de Vink et al. (2000).

Conforme ficará claro, quando discutirmos os resultados deste trabalho no chamado diagrama do momento modificado do vento versus luminosidades, tais diferentes tipos de estrelas O estão em diferentes *regiões de luminosidade*. Enquanto supergigantes e anãs O do tipo inicial possuem  $\log(L_*/L_\odot) > 5.2$ , as anteriormente citadas anãs do tipo tardio têm  $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$ . Desta forma, percebemos que a região em luminosidade de  $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$  mostra-se crítica quanto à validade das previsões feitas por Vink et al. (2000)

---

<sup>9</sup>Nossa tradução da expressão em inglês *early-type*, significando “o início da classe de luminosidade. Por simplificação estética, utilizaremos essa tradução sem as aspas.

<sup>10</sup>De fato, estes não são os resultados encontrados por Martins et al. (2005b) para o momento do vento de anãs O. Dentre as 11 estrelas analisadas por Martins et al. (2005b), nós alteramos o momento de 4 estrelas, de forma a *desconsiderar os efeitos de não-homogeneidade* na estrutura de densidade do vento. No caso, essas 4 estrelas são todas as de tipo inicial. Fizemos isso para efeito de comparação desses com os resultados em Mokiem et al. (2007), que são obtidos a partir de modelos de atmosferas com estruturas de densidade *homogêneas*. Entretanto, frisamos que mesmo os valores *de fato* encontrados, por tal autor para o  $\log(D_{mom})$  de anãs do tipo inicial, são no geral ao menos *marginalmente* compatíveis com a teoria. Caso o(a) leitor(a) sinta a necessidade de maior esclarecimento por agora, veja de forma seguida o item **iv** da subseção 2.2.2 e a subseção 2.3.6.

Diagrama  $\log(\dot{M})$  versus  $\log(\dot{M}_{Vink})$ : Anãs, Gigantes e Supergigantes O

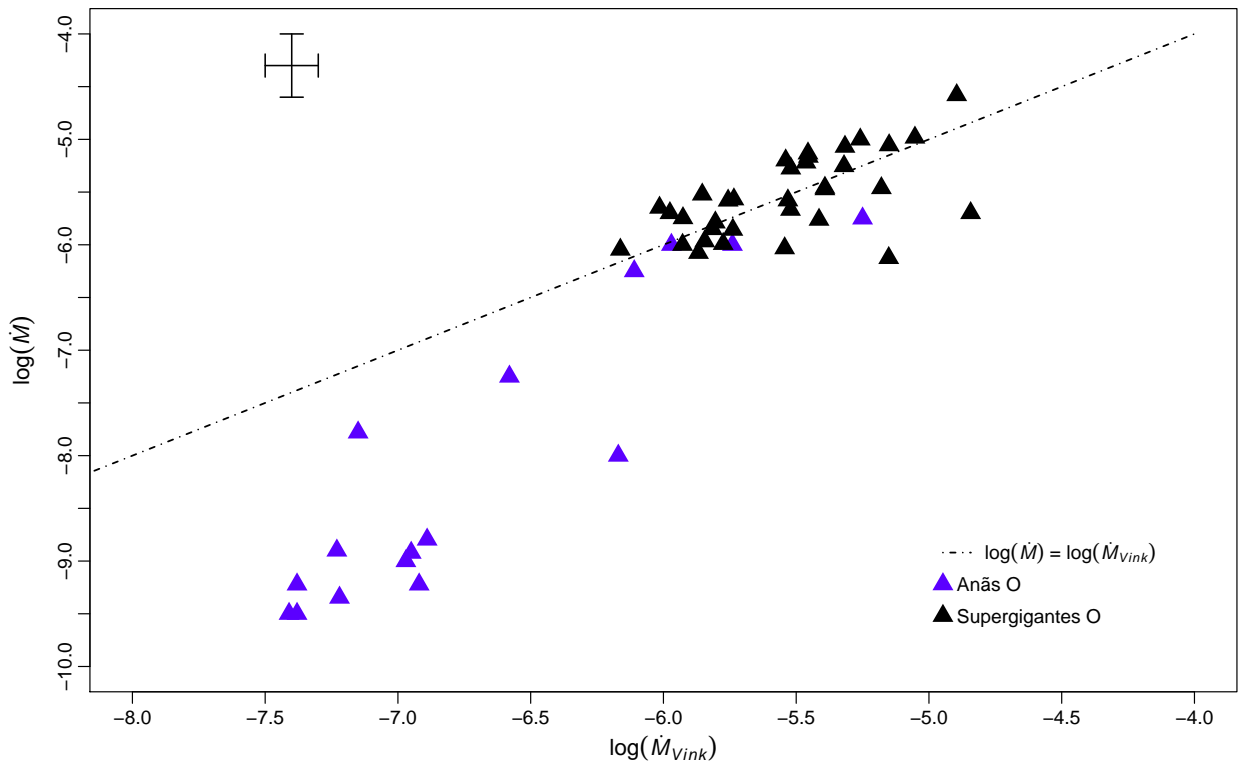


Figura 1.4: Eixo vertical: determinações para  $\dot{M}$  por modelos de atmosferas. Eixo horizontal: previsão para  $\dot{M}$  por Vink et al. (2000). Resultados para anãs (Martins et al. 2005b e Marcolino et al. 2009) e supergigantes O (Mokiem et al. 2007). Notamos que supergigantes O são compatíveis com as previsões de Vink et al. (2000), ao contrário do atestado para anãs O do tipo tardio.

Diante desses fatos sobre estrelas com “ventos fracos”, mostrando-se tal problema nitidamente relacionado a uma determinada *região de luminosidade*, o leitor poderia se questionar: “*afinal, qual a relevância desse problema?*”

Apresentamos abaixo uma discussão acerca do *problema dos ventos fracos* em dois pontos que consideramos importantes (para além da área de atmosferas estelares):

- (i) Em verdade, o atual paradigma hidrodinâmico, pelo trabalho de Muijres et al. (2012), não conseguem nem mesmo calcular valores para a perda de massa de estrelas “pouco” luminosas ( $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$ ). Isto é uma evidente falha da teoria pois explicitamente observamos perfis *P-Cygni* em tais estrelas. Todavia, essa discrepância entre as determinações por modelos de atmosferas e previsões via simulações hidrodinâmicas de Vink et al. (2000) é preocupante *atualmente*, pois tais previsões para perda de massa ainda são utilizadas em modelos evolutivos de *ponta* para estrelas de alta massa, por exemplo, do *Grupo de Genebra* (veja Ekström et al. 2012). Destacamos a gravidade da questão pelo fato da taxa de perda de massa ser um dos “ingredientes” fundamentais para a modelagem em evolução estelar, o que é ainda mais grave, pois trata-se da evolução de estrelas massivas, que possuem trajetórias evolutivas fortemente influenciadas pela perda de massa.
- (ii) A partir da determinação dos parâmetros fundamentais do vento ( $\dot{M}$  e  $v_\infty$ ), além do raio estelar ( $R_*$ ), podemos calcular o chamado momento modificado do vento (que será discutido em detalhe nos capítulos seguintes). Tal grandeza, denotada por  $D_{mom}$ , foi apresentada pela primeira vez na literatura pelo trabalho de Kudritzki et al. (1995), onde o autor mostrou que  $D_{mom} = \dot{M}v_\infty\sqrt{R_*}$  (uma forma de quantificarmos a intensidade do vento) deve ser uma função *somente* da luminosidade estelar, onde o momento do vento é descrito por uma *lei de potência* em luminosidade:

$$L_*^\alpha \propto \dot{M}v_\infty\sqrt{R_*} \quad (1.5)$$

Onde  $\alpha \equiv$  constante (em função do tipo espectral).

Chamamos este resultado de relação momento modificado do vento – luminosidade (*WLR - modified wind momentum – luminosity relation*). Uma consequência direta da existência de uma determinada *WLR* (para estrelas do tipo O) seria a possibilidade de usarmos tal relação para determinarmos distâncias em astronomia (especialmente extragalácticas). Conhecendo-se os parâmetros do vento de uma determinada estrela O, então



poderíamos inferir a sua luminosidade e determinar sua distância (tendo-se de antemão o fluxo total observado). Em adiantamento de discussão, a existência de “ventos fracos” para  $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$  cria sérios problemas quanto ao suporte de uma específica relação momento do vento – luminosidade (para o tipo O), pois existe uma “quebra” atestada na literatura (c.f., Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009) de tal relação a partir de resultados obtidos por modelos de atmosferas para anãs O do tipo tardio.

## 1.4 Objetivos

Estrelas O apresentam parâmetros físicos extremos (e.g., alta luminosidade, massa e temperatura efetiva) em meio os diversos tipos espectrais e conseqüentemente possuem grande influência no enriquecimento do meio interestelar. Tanto sob o ponto de vista físico, pela transferência de momento e energia (mecânica + radiativa), através de seus intensos ventos e campos radiativos. Quanto pelo químico, onde ao longo de suas trajetórias evolutivas tais estrelas depositam no meio interestelar elementos químicos pesados, que foram sintetizados em seus interiores, através de seus ventos e por explosões em supernovas. Além pelo fato de serem as grandes responsáveis pela formação das chamadas regiões H II (por emitirem a maior parte de sua radiação na região do ultravioleta) e potenciais progenitoras de objetos astrofísicos peculiares, como estrelas de nêutron e buracos negros (por possuírem massas iniciais suficientemente altas, o que torna possível o caminho evolutivo até explodirem em supernova por colapso), assim como, todo um conjunto de fenômenos astrofísicos de altas energias que estão vinculados a estes objetos (e.g., os chamados *GRBs* - *Gamma Ray Bursts*).

Fica auto-evidente a importância que estrelas O possuem no contexto astrofísico. Desta forma, para que possamos tentar compreender melhor acerca de tais objetos (e conseqüentemente seus “papéis” na evolução galáctica e cósmica) precisamos de determinações confiáveis quanto aos seus parâmetros fundamentais, tanto fotosféricos<sup>11</sup> (e.g., luminosidade, aceleração gravitacional superficial, massa, raio, temperatura efetiva, velocidade de rotação) quanto do vento estelar (e.g., taxa de perda de massa, velocidade terminal e lei de velocidade).

Entretanto, segundo nossa discussão, não existe um consenso acerca da taxa de

---

<sup>11</sup>Isto é, parâmetros que são determinados a partir da análise da radiação emergente do processo de interação radiação-matéria na região fotosférica

perda de massa para os diferentes tipos de estrelas O – anãs, gigantes e supergigantes – do tipo inicial e tipo tardio. Encontramos na literatura que perdas de massa “medidas” (i.e., determinadas a partir do formalismo de processos radiativos utilizado em modelos de atmosferas) para anãs O tipo inicial ( $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$ ) são significativamente menores que as previstas teoricamente via simulações hidrodinâmicas, em até duas ordens de grandeza!

Em suma, a partir dos resultados que encontrarmos na literatura percebemos claramente que a região em luminosidade de  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$  é extremamente interessante de ser investigada no contexto do *problema dos ventos fracos*. Desta forma, somos motivados a estudar as propriedades físicas do vento de estrelas que englobam tal região. No caso, estrelas O gigantes “do tipo tardio” encontram-se em  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2 \pm 0.1$ , sendo estes nossos objetos de interesse científico. Além dessa motivação primária, notamos que existem pouquíssimos resultados a partir da análise de modelos de atmosferas para os parâmetros físicos de tais estrelas na literatura. Encontramos análises realizadas por Repolust et al. (2004) para uma estrela O9III e duas O7.5III (apesar destas serem de um tipo espectral que já começa a divergir de nossa amostra). Encontramos ainda resultados obtidos por Mokievich et al. (2005) para uma O7III e Herrero et al. (2002) também para outra O7III. Todos esses resultados foram obtidos através da análise exclusivamente na região do óptico por modelos criados pelo código FASTWIND (Puls et al. 2005). Desta forma, também somos muito motivados a investigar acerca de uma caracterização física para gigantes O do tipo tardio no contexto de nossa metodologia (modelagem atmosférica pelo ultravioleta).

Nosso objetivo é desenvolver uma análise *espectroscópica quantitativa* para uma amostra representativa de O gigantes do tipo tardio – O8-9.5III – estando nosso foco na análise dos principais parâmetros físicos do vento estelar (i.e., a taxa de perda de massa e velocidade terminal), para assim contextualizarmos os resultados dessas propriedades do vento no *problema dos ventos fracos*. Para tanto, utilizamos sofisticados modelos de atmosferas computados pelo código CMFGEN (Hillier & Miller 1998) e dados obtidos pelo telescópio *Internacional Ultraviolet Explorer (IUE)*, assim nossas determinações dos parâmetros físicos (fotosféricos e do vento) são *fundamentadas* pela região do ultravioleta. Conforme discussão posterior, também usamos dados na região no óptico para um refinamento referente à análise da temperatura efetiva de algumas estrelas.

Apresentamos a seguir nossos objetivos, onde para cada um deles temos associados determinados questionamentos (que serão ao menos parcialmente respondidos até

o último capítulo):

- (I)** Determinar os parâmetros físicos (fotosfera-vento) de nossa amostra de gigantes O do tipo tardio, nos pautando na região do ultravioleta. Além de também utilizarmos dados no óptico para específicas análises da temperatura efetiva de algumas estrelas.
- (i) Quais serão as linhas-diagnóstico (tanto fotosféricas quanto na região do vento) mais úteis para determinação dos parâmetros dessas estrelas?
  - (ii) Qual será a caracterização física para gigantes O do tipo tardio? Verificamos compatibilidade entre nossa caracterização e o que encontrarmos de resultados na literatura para tais estrelas?
  - (iii) O que podemos concluir quanto à estrutura de velocidade do vento para tais estrelas através dos resultados para a chamada lei beta de velocidade?
  - (iv) Encontramos convergência entre nossa análise via ultravioleta e óptico para a temperatura efetiva?
- (II)** A partir da obtenção dos principais parâmetros do vento (perda de massa e velocidade), comparar nossas determinações para perda de massa com a previsão teórica via simulações hidrodinâmicas e analisar tais resultados no diagrama momento modificado do vento versus luminosidade, onde buscamos por uma relação “empírica”<sup>12</sup> (i.e., via modelos de atmosferas) entre o momento do vento e a luminosidade estelar (*WLR*).
- (i) Encontramos *acordo* ou *desacordo* entre nossos resultados e as referidas previsões teóricas para taxa de perda de massa?
  - (ii) Nossa *WLR* empírica é compatível com à prevista teoricamente? Averiguamos uma “quebra” da relação momento modificado do vento – luminosidade em torno da região de  $\log(L_*/L_\odot) = 5.2$  para gigantes O do tipo tardio, em concordância com resultados obtidos para anãs O do tipo tardio?
  - (iii) O que podemos atestar sobre a região de  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$ , quanto ao chamado *problema dos ventos fracos*?

---

<sup>12</sup>“Empírica” pois estamos buscando tal resultado a partir da resolução da hidrodinâmica do vento de estrelas O. Entretanto, frisamos ser necessário o usada das aspas pois nossa metodologia se vale da análise de modelos de atmosferas, que são pautados no chamado formalismo de transporte radiativo. Por simplificação estética, deixaremos de usar as aspas.

# Capítulo 2

## Metodologia

### 2.1 Amostra e Dados Observacionais

Nossa amostra é constituída por nove estrelas O gigantes do tipo tardio (O8.5-9III), onde também constam duas com classes de luminosidade próximas (IV e II-III). Na tabela 2.1 mostramos seus tipos espectrais e dados observacionais utilizados neste trabalho. Abaixo apresentamos uma discussão acerca dos fundamentos para a seleção da amostra:

- (i) Buscamos por O8-9.5III em conformidade com a classificação pelo *Galactic O-Star Catalog - GOSC*<sup>1</sup> (Maíz Apellániz et al. 2013). Sendo um projeto de ponta na área da classificação espectral de estrelas O, que atualmente se encontra na terceira versão (*GOSC v3.0*). Esta versão de classificação do *GOSC* pauta-se em dados espectroscópicos na região do óptico coletados pelo correlato projeto *Galactic O-Star Spectroscopic Survey - GOSS* (Maíz Apellániz et al. 2011), desenvolvido com o propósito de obter dados (alto nível de sinal-ruído  $\sim 300$  e resolução espectral moderada  $\sim 2500$ ) na região de  $\sim 3900\text{-}5100 \text{ \AA}$  para o maior número possível de estrelas galácticas que já tenham sido classificadas como de tipo O na literatura (até Junho de 2013, foram obtidos espectros para 1593 estrelas pelo projeto *GOSS*).
- (ii) Selecionamos estrelas que possuem dados espectroscópicos na região do ultravioleta obtidos pelo telescópio *Internacional Ultraviolet Explorer (IUE)*<sup>2</sup>. Cobrindo-se a região espectral de  $\approx 1200\text{--}1975 \text{ \AA}$ , que nos interessa por encontrarmos usuais linhas-diagnóstico para a análise dos parâmetros físicos do vento estelar. Tais dados foram coletados pelo espectrógrafo *Short Wavelength Prime Camera*, tendo alta resolução espectral  $\approx 10.000$

---

<sup>1</sup>Para maiores informações acessar o sítio eletrônico do projeto *GOSC*: <http://sbg.iaa.es/en/content/galactic-o-star-catalog/>

<sup>2</sup>Dados de domínio público disponíveis no sítio eletrônico do banco de dados *Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST)*: <http://archive.stsci.edu/iue/>

e nível sinal-ruído moderado  $\gtrsim 20$ . Quando disponíveis, em tal banco de dados, selecionamos diferentes observações para um mesmo objeto. Isto nos permite “criar” um espectro médio, com o propósito de aumentarmos o nível de sinal-ruído para o espectro observacional que será utilizado em nossa análise. Assim, como para todos os espectros da amostra, realizamos uma média a cada cinco “pontos” (associados aos valores de fluxo e comprimento de onda). Desta forma, obtemos uma suavização para tais espectros observacionais. Todavia, sempre nos atentamos se tal procedimento induz em perda das informações referentes as características intrínsecas das observações (isto é, se não “caímos” no erro de analisar um espectro observado que teve sua natureza artificializada por tal método).

- (iii) Pesquisamos na literatura por informações acerca das estrelas “candidatas”, para assim evitarmos casos potencialmente “problemáticos” no contexto deste projeto. Exemplificando, ter conhecimento de estrelas O gigantes em sistemas com companheiras que possam “contaminar” sua informação espectral na região do ultravioleta, ou estrelas onde provavelmente exista “quebra” da simetria esférica em seus ventos, evitando-se assim “rotadores rápidos” (de forma geral,  $v \sin i \gtrsim 300$  km/s)<sup>3</sup>.

Como ilustração da segunda situação aqui descrita, citamos o caso da análise para a estrela HD 93521 (O9.5III<sup>4</sup>), que inicialmente fazia parte de nossa amostra, porém descobrimos que essa apresentava um vento com forte assimetria equador-polo, ou seja, uma simetria cilíndrica, conforme encontrado pelos trabalhos de Howarth & Reid (1993) e Massa (1995), como uma consequência de sua alta velocidade de rotação ( $v \sin i = 432$  km/s pela determinação de Howarth et al. 1997). Para uma boa investigação de suas propriedades físicas, necessitaríamos de modelos de atmosferas bidimensionais (analisar a estrutura do vento em função da distância à base e de uma variável angular - simetria cilíndrica), ao invés de nossa modelagem unidimensional (que possui validade para simetria esférica).

Conforme discutimos anteriormente, buscamos obter os parâmetros físicos (e.g.,  $T_{ef}$ ,  $v \sin i$ ,  $\dot{M}$ ,  $v_\infty$ ) através da análise de modelos de atmosferas na *região do ultravioleta*. Para tanto, precisamos explorar quais específicas linhas-diagnóstico no ultravioleta nos seriam mais úteis para estudarmos as atmosferas de gigantes O do tipo tardio (caracterização esta que não encontra-se até então na literatura). Apesar de fundamentarmos

---

<sup>3</sup>Utilizamos “sin” (do inglês *sine*) para designar a função seno.

<sup>4</sup>De acordo com classificação provida pelo *GOSC*.

nossa investigação no ultravioleta, também utilizamos quando disponíveis (de domínio público ou enviados de forma privada) dados espectroscópicos na região do óptico (preferencialmente) de alta resolução e alto nível sinal-ruído. Conseguimos dados obtidos pelo instrumento *The Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph - (FEROS/ESO)*, com  $R \approx 48000$  e cobrindo-se a região  $\approx 3530 - 9220 \text{ \AA}$ . Além de usarmos dados no óptico ( $R \approx 2500$  e cobrindo-se  $\approx 3920 - 5100 \text{ \AA}$ ) obtidos pelo *GOSS*) para analisarmos duas estrelas.

Até então, somente uma parte (quatro estrelas) da amostra foi analisada pelo óptico – HD 105627, HD 115455, HD 153426 e HD 218195 – pois desenvolver uma investigação física da estrutura fotosfera-vento para gigantes O, através da região do ultravioleta, faz parte dos objetivos delineados por este projeto. Desta forma, *sempre* começamos nosso trabalho por esta região espectral (ao invés de utilizarmos dados no óptico como uma primeira abordagem em nosso trabalho). Entretanto, ao decorrer da análise da temperatura efetiva pelo ultravioleta, procuramos por dados no óptico de alta resolução e sinal-ruído, para objetos onde encontrarmos específicas dificuldades para as determinações dos limites superior e inferiores (barras de erro) para tal parâmetro pelo ultravioleta. Isto é, procuramos por *refinamentos* para as barras de erro na temperatura efetiva. Todavia, salientamos que nossas determinações de  $T_{ef}$  via óptico, *sempre* foi acompanhada pelas correlata investigação deste parâmetro pelo ultravioleta (e de acordo com discussão posterior, encontramos até então *acordo* entre as determinações de  $T_{ef}$  via ultravioleta e óptico). Ressaltamos o fato de termos disponíveis, desde o início do projeto, dados no óptico obtidos pelo *GOSS* para toda a amostra. Não nos valemos inicialmente destes em decorrência do nosso objetivo de criamos uma análise fundamentada no ultravioleta, além de possuírem resolução significativamente menor, em relação aos outros dados no óptico também utilizados (obtidos pelo instrumento FEROS). De acordo com nossa discussão anterior, utilizamos dados do *GOSS* para as estrelas HD 153216 e HD 218195, pois avaliamos necessário analisar via óptico as barras de erro para a temperatura efetiva destas estrelas (para as quais não possuímos dados *FEROS*), além de termos a pretensão de começar uma comparação sistemática entre nossos resultados para  $T_{ef}$  obtidos via ultravioleta e óptico (de acordo com discussão no último capítulo).

Em suma, dados no óptico foram *complementares* à nossa investigação pela região do ultravioleta. Apresentamos a seguir, sob uma forma mais sistematizada, esta discussão acerca da obtenção da temperatura efetiva no ultravioleta “versus” óptico:

- (i) Nos fundamentamos pelo ultravioleta para a análise de gigantes O do tipo tardio. Sendo nossa meta desenvolver uma investigação de seus parâmetros fotosféricos e do vento que seja independente o máximo possível de dados no óptico.
- (ii) Avaliando-se necessário obtermos uma refinamento quanto as barras de erro da temperatura efetiva, procuramos por dados no óptico de alta resolução (*FEROS*).
- (iii) Quando não encontrarmos tais dados de alta resolução, utilizamos dados do *GOSS*, o que evitamos o quanto possível em decorrência de possuírem baixa resolução (em comparação com *FEROS*).
- (iv) Procuramos por dados no óptico por dois motivos principais: tentar obter específicos refinamentos para as barras de erro em  $T_{ef}$  e começar a avaliar as determinações de  $T_{ef}$  via óptico, frente aos resultados previamente obtidos via ultravioleta.

Por fim, apresentamos nossa amostra na tabela 2.1, onde especificamos os tipos espectrais para cada estrela, assim como os espectros *IUE* (cada arquivo “SWP” contém uma observação espectral feita pelo *IUE*) utilizados em nossa análise e os dados no óptico.

Estrela	Tipo Espectral	Ultravioleta (SWP)	Óptico (Instrumento)
HD 24431	O9III	30166	—
HD 36861 ( $\lambda$ Ori A)	O8III	46234	—
		46237	
		46241	
		46245	
		46247	
HD 105627	O9III	20623	<i>FEROS (ESO)</i>
HD 115455	O8III	16087	<i>FEROS (ESO)</i>
HD 116852	O8.5II-III	09332	—
HD 135591	O8IV	48294	—
HD 153426	O8.5III	01517	<i>GOSS</i>
		07827	
		07828	
HD 156292	O9.7III	16218	—
HD 218195	O8.5III	26975	<i>GOSS</i>

Tabela 2.1: Estrelas da amostra e dados observacionais (ultravioleta e óptico) utilizados neste trabalho. Na terceira coluna mostramos os arquivos SWP onde encontram-se os espectros obtidos pelo *IUE*. Na quarta coluna indicamos os instrumentos/*survey* de onde vieram os dados no óptico.

## 2.2 Modelagem

### 2.2.1 Código CMFGEN

Para que possamos desenvolver nossa análise espectroscópica quantitativa, utilizamos o código de atmosferas CMFGEN (*CoMoving Frame GENeral*) de Hillier & Miller (1998), que foi originalmente criado para o estudo das propriedades de estrelas massivas. O CMFGEN é considerado um código estado-da-arte quanto ao formalismo de transporte radiativo na astrofísica estelar, tendo sucesso na literatura na modelagem de estrelas onde a situação não-ETL (sem a hipótese de *equilíbrio termodinâmico local*) e uma atmosfera em expansão se fazem presentes: desde estrelas massivas como de tipo O (e.g., Martins et al. 2005a; Marcolino et al. 2009; Bouret et al. 2012), *Wolf-Rayet* (Herald et al. 2001) e *Luminous Blue Variable* (Groh et al. 2009), até objetos como estrelas centrais de nebulosas planetárias (Marcolino et al. 2007) e supernovas (Dessart & Hillier 2011).

O propósito fundamental do CMFGEN é resolver (em geometria esférica no referencial co-móvel) computacionalmente de forma simultânea e iterada as *equações de transporte radiativo*, conjuntamente com as *equações de equilíbrio estatístico* (i.e., sem a suposição de equilíbrio termodinâmico local) e *radiativo*, levando-se em conta o tratamento do efeito de *line blanketing* por metais<sup>5</sup>. Desta forma, o CMFGEN nos permite determinar a estrutura atmosférica (fotosfera + vento), ou seja, encontrar o estado da radiação (intensidade do campo de radiação) e do gás (populações atômicas) para determinados parâmetros estelares (e.g., luminosidade, temperatura efetiva, taxa de perda de massa, abundâncias químicas) e atômicos (e.g., espécies, níveis de energia e seções de choque), levando-se em conta a modelagem de diferentes processos físicos (e.g., excitação e desexcitação radiativa e colisional, fotoionização, recombinação eletrônica).

Tal tratamento nos permite criar espectros (de linhas formadas na fotosfera + vento) sintéticos “observados” para tais específicos parâmetros. Para tanto, a intensidade do campo de radiação que é inicialmente resolvida para o *referencial do vento*, é posteriormente recalculada no *referencial inercial* do observador (por isso, “observados”). Isto nos possibilita extrair informações sobre as propriedades físico-químicas de tais estrelas que apresentam atmosferas fora do equilíbrio hidrostático (i.e., vento estelar), a partir da

---

<sup>5</sup>Em resumo, efeito de redistribuição da energia (principalmente do ultravioleta) para comprimentos de onda maiores, provocado pelas inúmeras transições eletrônicas nos íons de Ferro.



comparação *direta* entre tais espectros sintéticos (modelos de atmosferas) com os dados observacionais.

Sublinhamos que as principais características da modelagem feita pelo CMFGEN são *essenciais* para uma descrição consistente do estado do campo de radiação e das populações atômicas nas atmosferas de estrelas O (assim como, de outros tipos de massivas). Em resumo, apresentamos nossa discussão sobre tais características do CMFGEN:

(i) Estrelas O apresentam campos de radiação intensos (em decorrência de luminosidades extremas) e atmosferas com baixa densidade, onde os processos radiativos são dominantes frente aos processos colisionador nestas atmosferas. Isto é, estão em ótima aproximação em *equilíbrio radiativo*. Desta forma, a hipótese *ETL - equilíbrio termodinâmico local* (que desacopla as equações de transporte de energia e das populações atômicas) não é aplicável para modelagem de atmosferas de estrelas quentes.

Necessitamos de um tratamento não-ELT em decorrência da forte dependência entre o estado da radiação e do gás, onde temos o estado do campo de radiação dependente do estado do gás, ao passo que o último depende do primeiro! Isto é, só conseguimos encontrar uma descrição desses campos a partir de métodos iterativos.

(ii) É necessário que as equações inicialmente citadas sejam resolvidas em um sistema com *geometria esférica*, por conta de estrelas O possuírem vento estelares, que se estendem a centenas de vezes o valor do raio solar. Desta forma, a aproximação feita pela *geometria plano-paralela* não é correta para tais objetos, por esta assumir que a extensão atmosférica  $\ll R_\star$ .

(iii) Salientamos também a importância do tratamento do efeito de *line blanketing* que é levado em conta pelos cálculos do CMFGEN. Recordamos que estrelas O emitem a maior parte de seu fluxo na região do ultravioleta, sendo então esta região de extrema importância quanto aos processos da interação radiação-matéria. Tal tratamento se refere ao efeito de redistribuição da energia no ultravioleta para comprimentos de ondas maiores devido as inúmeras transições por íons de metais que ocorrem nesta região espectral.

## 2.2.2 Homogeneidade dos Modelos

Apresentamos aqui uma discussão sobre os parâmetros de “entrada” que foram adotados, de forma a termos uma *homogeneidade da análise* para determinação dos parâmetros da amostra, que serão discutidos na próxima seção:

(i) Os valores para luminosidade estelar e aceleração superficial foram adotados de acordo com resultados da calibração para os parâmetros de estrelas O por Martins et al. (2005a), obtidos através de interpolações em *grids* de modelos computados pelo código CMFGEN. Seguimos por este caminho por não necessariamente termos disponíveis medidas astrométricas para as distâncias, assim como dados no óptico de alta resolução, para toda a amostra. Em virtude dos valores para  $\log(L_*/L_\odot)$  e  $\log(g)$  não terem sido determinados, nós adotamos barras de erro *conservadoras* para estes parâmetros (*especialmente à luminosidade*):  $\pm 0.2$  dex em  $L_*/L_\odot$  e  $\pm 0.1$  dex em  $g$ .

Nossa maior preocupação poderia ser quanto à legitimidade de nossa análise do diagrama momento do vento versus luminosidade. Ressaltamos que uma incerteza em  $\pm 0.2$  dex em luminosidade, corresponde pela calibração obtida por Martins et al. (2005a) para gigantes O, a uma variação de  $\approx 1.5$  no tipo espectral destas estrelas.

Exemplificando, uma variação em  $+0.2$  dex corresponde a discrepância em luminosidades entre O8III e O6.5III. Desta forma, consideramos que os valores de luminosidade (levando-se em conta nossas barras de erro adotadas de  $\pm 0.2$  dex) são legítimos nesse contexto. Quanto aos valores adotados para  $\log(g)$ , verificamos bom acordo entre os modelos e dados das linhas de Balmer, tanto de observações no óptico de alta resolução (*FEROS*), quanto de “baixa” resolução (*GOSS*).

(ii) Pela fato do parâmetro  $\beta$  da lei de velocidade ser uma parametrização para a estrutura de velocidade (não sendo uma grandeza fundamental do vento), fixamos em nossos modelos  $\beta = 1.0$ , em acordo com resultados na literatura que caracterizam tal valor como representativo para estrelas O (Massa et al 2003). Em antecipação de discussão, percebemos que tal parametrização não produz bons ajustes à parte em emissão de C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ . Isto nos estimulou a desenvolver um estudo da estrutura de velocidade do vento, após “finalizarmos” a determinação dos parâmetros fundamentais do vento.

(iii) Adotamos uma abundância química solar (Grevesse et al. 2010) para todos os elementos. Como será mostrado mais adiante (seção 3.1), conseguimos bons ajustes as ob-

servações a partir dessas abundâncias exceto por linhas criadas por Nitrogênio e Oxigênio. Entretanto, como será posteriormente detalhado (seção 4.1.1), desenvolvemos análises para as abundâncias de N/H com valores maiores que a solar.

- (iv) Implementamos na modelagem pelo CMFGEN o efeito de “aglomeração”<sup>6</sup> no vento estelar provocado por flutuações *locais* na estrutura de densidade  $\rho(r)$  do vento (i.e., ausência de homogeneidade). Encontram-se diversas evidências, tanto por simulações hidrodinâmicas quanto pela análise de modelos de atmosferas, que este efeito acontece no vento de estrelas quentes (c.f., Puls 2008).

Para tanto, introduzimos tais flutuações na estrutura de densidade através de um fator  $f(v)$  (dependente da velocidade do vento, então consequentemente de  $r$ ), parametrizada sob a forma:

$$f(r) = f_\infty + (1 - f_\infty)e^{-v(r)/v_{inicial}}. \quad (2.1)$$

O parâmetro  $v_{inicial}$  corresponde ao valor de velocidade do vento onde passamos a considerar relevância do efeito de *clumping* e  $f_\infty$  ao valor assintótico do fator de *clumping*  $f(r)$  quando  $r \rightarrow \infty$  (onde  $f_\infty = 1.0$  é arbitrado de forma a prover uma modelagem sem *clumping*).

Assim como em Bouret et al. (2003) e Martins et al. (2005b), adotamos os valores de  $v_{inicial} = 30$  km/s e  $f_\infty = 0.1$  durante todo o projeto. Nota-se que a partir desta parametrização consideramos que existem flutuações locais na densidade do vento mais acentuadas para  $r \gg R_*$ , ou seja, levamos em conta que nas regiões do vento onde encontra-se uma densidade cada vez menor ( $\rho(r)$  decai com  $r$ ), existe uma maior facilidade de ocorrerem “aglomerações” de matéria.

Frisamos que resultados para perda de massa “medidas” por modelos computados com código de atmosferas FASTWIND (Puls et al. 2005) e previstas via simulações hidrodinâmicas de Vink et al. (2000) são obtidas sob a hipótese de homogeneidade na densidade. Desta forma, precisamos “escalonar” nossos resultados para perda de massa sempre que formos compará-los (diretamente ou indiretamente pelo momento do vento) com tais valores (retornaremos sobre isto no capítulo seguinte).

- (v) CMFGEN também permite incluir o processo de ionização por raios-X *térmicos*, que potencialmente seriam emitidos via choques gerados por instabilidades no vento estelar. De acordo com a discussão em Martins et al. (2005b), mostrou-se de forma convincente

---

<sup>6</sup>Nossa tradução da palavra em inglês *clumping*.

que a inclusão de raios-X é importante para a modelagem dos espectros no ultravioleta de estrelas O anãs do tipo tardio, que apresentaram, por tais resultados, ventos de baixa densidade. Entretanto, não foi evidenciada a mesma importância quanto à análise de anãs do tipo inicial (ventos de alta densidade).

Em suma, os resultados encontrados por Martins et al. (2005b) mostram que a inclusão de raios-X apresenta diferentes efeitos quanto à modelagem de estrelas com o “problema dos ventos fracos” (ventos de baixa densidade) e estrelas com “ventos normais” (alta densidade). Evidenciando-se assim que raios-X aparentam possuir um papel importante quanto à física deste problema.

Desta forma, somos motivados a incluir raios-X (com energias na faixa de 0.1 - 1.0 keV) em nossa análise, onde utilizamos o valor “canônico” para estrelas O de  $\log(L_X/L_{\text{BOL}}) = -7$  (c.f., Sana et al. 2006). Sendo  $L_X \equiv$  luminosidade “líquida” em raios-X (após os processos de interação com dos fótons em raios-X com a matéria do vento) e  $L_{\text{BOL}} \equiv$  luminosidade estelar total. Adotamos para todos os modelos o valor de  $\log(L_X/L_{\text{BOL}}) = -7.00 \pm 0.01$  (baixa dispersão nos modelos para possuímos uma boa homogeneidade quanto ao fluxo emitido em raios-X). Em adiantamento, não encontramos fortes evidências acerca da importância em incluirmos tais fótons de altas energias para a determinação dos parâmetros do vento da amostra. Retornaremos para esta questão mais adiante no Capítulo 4.

### 2.2.3 Custo Computacional

Até então, todo o projeto foi desenvolvido valendo-se de um *desktop* com  $\approx 3.4$  GHz de processamento e 8 Gb de memória RAM, além de um *notebook* com  $\approx 3$  GHz e 6 GB. Nosso trabalho foi realizado utilizando-se do sistema operacional LINUX e o código CMFGEN está escrito na linguagem FORTRAN.

Ressaltamos que a modelagem pelo CMFGEN está associada a uma considerável necessidade de processamento computacional e alocação de memória RAM, ou seja, possui alto custo computacional quando comparamos com outros códigos de atmosferas encontrados na literatura (e.g., FASTWIND). De forma ainda mais crítica, frisamos a necessidade de memória RAM, onde nossa experiência mostra que a quantidade mínima de memória a ser utilizada deve ser  $\approx 2$  GB. No geral, o tempo para a convergência dos modelos está em  $\approx 6 - 12$  horas, embora possa facilmente passar desse intervalo

dependendo de características específicas na modelagem.

Durante os quase dois anos desse projeto, computamos  $\approx 310$  modelos para a análise da amostra apresentada.

Em resumo, nossa capacidade de análise é fisicamente limitada pelo custo computacional e tempo que necessitamos para criar um determinado modelo de atmosferas pelo CMFGEN. Apresentamos a seguir os principais parâmetros que influenciam os custos de computação associados as modelagens:

### (i) Atômica

Um dos principais “ingredientes” para modelarmos a estrutura atmosférica são as *espécies atômicas*, assim como a quantidade de *níveis de energia* para cada uma destas e dados confiáveis para as *seções de choque* associadas as transições dos níveis.

Apresentamos na tabela 2.2 a base atômica de nosso trabalho, onde vemos as espécies e suas correspondentes quantidades de níveis que foram incluídas em cada modelo computado neste trabalho. Destacamos a quantidade de níveis para os íons do Ferro ( $\approx 60 - 140$ ), em decorrência da quantidade de possibilidades para as transições ligado-ligado nesses íons e importância que estes processos possuem para a formação das linhas (*floresta de ferro*) na região de  $\approx 1200 - 1975 \text{ \AA}$ .

As equações de transporte e equilíbrio estatístico são resolvidas a partir dos cálculos das transições associadas à cada espécie, para cada “ponto” modelado da atmosfera (e para cada processo de iteração do CMFGEN). Isto implica que o custo computacional é diretamente proporcional à quantidade de espécies e níveis incluídas. Desta forma, não incluímos íons de metais, entre outros, como Níquel, Alumínio e Cobre, que também contribuem para a formação da *floresta de Ferro*. Entretanto, ressaltamos que incluímos espécies suficientes para que pudéssemos desenvolver uma modelagem ao nível de sofisticação da encontrada na literatura.

### (ii) Pontos

Os modelos criados pelo CMFGEN são *unidimensionais*. Isto é, toda a caracterização física da atmosfera estelar é unicamente dependente da variável  $r$  (no caso, a distância à base da fotosfera). Para tanto, precisamos especificar para quantos “pontos” (fotosfera + vento estelar) serão resolvidas as equações do estado da radiação e gás. Consequentemente, quanto mais pontos modelados, maior será o custo de computação para

convergência dos modelos (mais conjuntos de equações para serem resolvidas).

Seguimos valores tipicamente utilizados na área de estrelas O, incluindo-se normalmente 60 ou 80 pontos (via de regra, adotamos o segundo valor para os casos onde percebemos problemas de convergência usando-se 60 pontos).

### (iii) Iterações

O CMFGEN funciona de forma iterativa para a solução das equações de transporte e equilíbrio estatístico das populações. Assim, considera-se a *convergência* do modelo quando as discrepâncias (percentuais) das populações (para cada espécie e em cada ponto) alcançam  $\sim 0.1\%$  entre sucessivas iterações. De novo, percebe-se que o custo é diretamente proporcional ao número de iteração adotadas (novamente, mais conjuntos de equações para serem resolvidas). Utilizamos tipicamente de 60 à 80 iterações.

Espécie	Nº de níveis
H I	30
He I	69
He II	30
C III	99
C IV	64
N III	57
N IV	44
N V	41
O III	36
O IV	30
O V	32
Mg II	36
Si III	50
Si IV	37
S V	144
Fe III	56
Fe IV	100
Fe V	139
Fe VI	59

Tabela 2.2: Dados atômicos usados nos modelos CMFGEN.

## 2.3 Diagnósticos

De acordo com nossos objetivos previamente discutidos, nos propomos a determinar os seguintes parâmetros físicos via modelos computados pelo código CMFGEN:

- (i) Temperatura efetiva ( $T_{ef}$ ).
- (ii) Velocidade projetada ( $v \sin i$ ).
- (iii) Taxa de perda de massa ( $\dot{M}$ ).
- (iv) Velocidade Terminal ( $v_{\infty}$ ).

Para que possamos determinar via espectroscopia tanto os valores nominais<sup>7</sup>, quanto as incertezas<sup>8</sup> associadas de tais parâmetros ( $v \sin i$ ,  $T_{ef}$ ,  $\dot{M}$  e  $v_{\infty}$ ), nos valem diretamente das chamadas *linhas-diagnóstico*. Utilizamos típicas (em conformidade com a literatura) linhas espectrais encontradas na região do ultravioleta. Tanto as que são predominantemente originadas pela interação da radiação com a matéria na região da fotosfera (para determinarmos parâmetros fotosféricos), quanto as formadas na atmosfera estelar em expansão (para determinarmos os parâmetros do vento).

Apesar de termos como proposta criar uma metodologia de diagnóstico exclusivamente pelo ultravioleta, também usamos (para algumas estrelas) dados espectroscópicos na região do óptico, em parte pela busca de refinamentos das temperaturas efetivas. Entretanto, recordando nossa discussão no início deste capítulo, mesmo para as estrelas onde analisamos tal parâmetro pelo óptico (seja para determinação de valores nominais e/ou barras de erro de  $T_{ef}$ ), sempre mantivemos em *conjunto* a análise pelo ultravioleta. Investigando assim se encontraríamos uma convergência quanto aos nossos resultados para a temperatura efetiva através dessas diferentes regiões no espectro.

Como referência, para um maior detalhamento acerca de linhas-diagnóstico (no ultravioleta e óptico), recomendamos ao leitor o artigo publicado por Martins (2011), onde o autor faz uma revisão dos principais métodos espectroscópicos, cobrindo desde o

---

<sup>7</sup>Quando à “valor nominal” nos referimos a determinação de um parâmetro pelo melhor ajuste que consideramos possível a partir de suas específicas linhas-diagnóstico.

<sup>8</sup>Também chamaremos as incertezas determinadas por nossa metodologia de “limites superior e inferior” e “barras de erro” de forma intercambiada.

ultravioleta até o infravermelho, para obtenção dos parâmetros físicos de estrelas de alta massa (e.g., estrelas O, *Wolf-Rayet* e supergigantes B).

Apesar de cada parâmetro físico (determinado diretamente via linhas) possuir suas específicas linhas-diagnóstico, nossa metodologia possui duas características centrais que são discutidas a seguir:

- (i) São obtidos através da comparação direta entre modelos de atmosferas e os dados observacionais, isto é, são determinados visualmente. Nossa busca para a determinação de um parâmetro sempre é feita a partir da comparação de modelos que são diferentes *unicamente* quanto ao parâmetro de interesse. Sendo este método para a análise de atmosferas estelares amplamente utilizado na literatura (embora pudéssemos citar aqui todos os trabalhos sobre atmosferas estelares que fazem parte de nossas referências bibliográficas, destacamos o artigo de Martins 2011).
- (ii) Atestamos que esta nossa forma de análise é legítima devido à outra principal característica da metodologia: nossas determinações dos parâmetros estão associadas a barras de erro *conservadoras*. Desta forma, possuímos sempre forte preocupação entre dois compromissos: não subestimar nossas incertezas para tais parâmetros e não obtermos barras de erro que sejam “tão conservadoras” que nos impossibilite de extrair informações científicas a partir dos resultados finais. Estas preocupações são essenciais, caso contrário não haveria possibilidade de nossos resultados expressarem uma caracterização física confiável para nosso objeto de ciência.

Outro ponto importante que justifica utilizarmos tal método visual se refere quanto à região espectral na qual nos baseamos, sendo a região do ultravioleta composta por inúmeras linhas formadas por elementos pesados ionizados. Desta forma, tornando-se complexo desenvolvermos uma metodologia estatística por *goodness of fit* (e.g., teste Chi-quadrado) que envolva uma quantidade tão grande de linhas espectrais.

### 2.3.1 Velocidade de Rotação Projetada

Para que possamos obter valores confiáveis da temperatura efetiva (parâmetro fotosférico de extrema importância, por conta de seu impacto na derivação da perda de massa), precisamos primeiro ter determinações “razoáveis” para a velocidade de rotação projetada na linha de visada (daqui em diante, velocidade de rotação, projetada ou  $v$



$\sin i$ ), por conta da influência desse parâmetro nas linhas predominantemente formadas na região fotosférica. Tal parâmetro é o produto da velocidade de rotação estelar pela função seno do ângulo formado entre o eixo de rotação e a linha de visada (de um dado observador).

Nosso método para determinarmos valores para  $v \sin i$  pauta-se no efeito de alargamento Doppler das linhas espectrais fotosféricas, que é uma consequência da rotação estelar. Devido à esta última, um observador receberá a radiação fotosférica sob os efeitos de *blueshift* (deslocamento para o “azul”, associado à diminuição do comprimento de onda) e *redshift* (deslocamento para o “vermelho”, associado ao aumento do comprimento de onda) de forma superposta. Ocorrendo assim um alargamento de determinado perfil de linha em decorrência da velocidade de rotação estelar que é observada de um determinado referencial (por isso o fator de  $\sin i$ ), além de uma variação quanto à intensidade observada devido à conservação da largura equivalente do perfil de linha (consequência da conservação de energia).

Desta forma, baseamos as determinações de  $\sin i$  (e suas barras de erro) nos ajustes das larguras observadas de linhas fotosféricas que formam a chamada *floresta do Ferro* na região do ultravioleta (Fe III-IV-V). Tomamos como referência comparativa os resultados obtidos pelo trabalho de Howarth et al. (1997), onde o autor determina valores da  $\sin i$  para 373 estrelas de tipo OB (estando aí nossa amostra totalmente englobada). Apesar de não existirem incertezas associadas a tais medidas, sob uma visão qualitativa, nossas determinações para  $\sin i$  são consistentes com os valores derivados por Howarth et al. (1997).

Apesar de nossa análise para  $\sin i$  ser pautada principalmente pelo ajuste das larguras de linhas formadas por metais, procuramos ainda minimizar possíveis efeitos de degenerescência entre a velocidade projetada e a temperatura efetiva, relacionados ao ajuste à intensidade destas linhas (de fato, quando começamos a investigar a velocidade projetada, não temos de antemão determinado um valor para a temperatura efetiva). Portanto, seguimos os seguintes critérios para analisarmos a velocidade de rotação, assim como suas barras de erro (obtidas de uma forma *conservadora*):

- (i) Nos baseamos principalmente pela largura da região de  $\approx 1600 - 1800 \text{ \AA}$ , por esta ser predominantemente formada por linhas do Fe IV. Conforme discutiremos mais adiante, tais linhas apresentam uma sensibilidade (em intensidade) significativamente menor

frente à variação do parâmetro  $T_{ef}$ .

- (ii) Após obtermos os primeiros resultados para a temperatura efetiva da amostra, passamos preferencialmente a analisar a *sini* através de valores que consideramos “medianos” para a temperatura efetiva ( $T_{ef} \approx 33000K$ ). Pelo termo “mediano” estamos nos referindo à um valor para  $T_{ef}$  que tenha se mostrado representativo para gigantes O do tipo tardio. De acordo com discussão posterior, encontramos resultados para  $T_{ef}$  que estão em um intervalo de  $\approx 30000 - 35000$  K.

### 2.3.2 Temperatura Efetiva

Nosso principal interesse neste trabalho está em estudar as propriedades físicas do vento de estrelas O (e.g., pela taxa de perda de massa, velocidade terminal, lei de velocidade e momento do vento). Entretanto, para que possamos obter determinações destes parâmetros, precisamos de estimativas confiáveis dos parâmetros estelares fotosféricos, de forma especial para a temperatura efetiva. Variações em tal parâmetro implicam em mudanças na estrutura de ionização do vento estelar, ou seja, uma estimativa minimamente confiável é fundamental para que possamos modelar “corretamente” os processos de interação radiação-matéria no vento e assim encontrarmos resultados legítimos quanto às propriedades do vento.

Para obtenção de  $T_{ef}$  nos pautamos no ajuste de linhas fotosféricas produzidas por espécies atômicas que se encontram em diferentes estados de ionização, procurando sempre conseguirmos *simultaneamente* o melhor ajuste possível para estas linhas. Isto é, derivamos valores para temperatura efetiva através de um método de balanço da ionização para uma determinada espécie.

Por termos utilizado tanto dados no ultravioleta quanto óptico para obtermos a temperatura efetiva, dividiremos a discussão dos diagnósticos empregados através dessas regiões.

#### Ultravioleta

Nos guiamos pelo ajuste de linhas criadas por íons do Ferro: Fe III, IV e V. Tais íons são responsáveis por boa parte na região do ultravioleta em  $\approx 1200 - 1975$  Å. Para efeito de ilustramos nossa discussão, mostramos na figura 2.1 um modelo computado pelo

código CMFGEN (Hillier & Miller 1998), tendo-se incluídas dezenove diferentes espécies atômicas (elementos em diferentes estágios de ionização). As linhas deste modelo que são produzidas por Fe III-IV-V estão destacadas por diferentes cores. Também mostramos na figura 2.2 uma comparação entre modelos (completos) computados levando-se em conta variação somente no parâmetro da temperatura efetiva ( $\Delta T_{ef} = 7000$  K). Discutimos tais resultados abaixo:

- (i) Observamos que dentre as dezenove espécies modeladas para os especificados parâmetros físicos, os íons de Fe III-IV-V são responsáveis por uma parte significativa do “modelo completo”, onde notamos a abundância de linhas produzidas por estes íons na região do ultravioleta de  $\approx 1200 - 1975$  Å. Percebendo-se discrepância entre o modelo completo e o computado somente para Fe III-IV-V, para principalmente duas linhas: Si IV  $\lambda\lambda 1394, 1403$  e C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  (formadas no vento).
- (ii) Também percebemos que as linhas do Fe III-IV-V não estão igualmente distribuídas ao longo de  $\approx 1200 - 1975$  Å. Existem regiões onde encontramos uma maior prevalência de linhas criadas por específicos estados de ionização do Ferro. De uma forma geral, nota-se uma maior abundância de linhas produzidas em:  $\approx 1840 - 1975$  (por Fe III),  $\approx 1500 - 1840$  (por Fe IV) e  $\approx 1350 - 1450$  (por Fe V).
- (iii) Modelos com diferentes valores para temperatura efetiva possuem diferentes estados ionização para as espécies modeladas, o que percebemos de forma nítida pela figura 2.3. O modelo com  $T_{ef} = 35000$  K apresenta linhas de Fe V mais intensas quando comparamos com  $T_{ef} = 28000$  K. Ao passo que este último possui linhas de Fe III explicitamente mais intensas em relação à  $T_{ef} = 35000$  K. Quando ao Fe IV percebemos que não existem discrepâncias tão notáveis. Em conclusão, notamos que as linhas de Fe III são mais sensíveis à variação da temperatura efetiva (ao menos neste intervalo de  $T_{ef} = 28000 - 35000$  K). Percebemos também que tal discrepância na  $T_{ef}$  produz uma variação significativa no perfil *P-Cygni* de Si IV. Mais adiante será discutida a implicação deste fato na determinação das barras de erro para a taxa de perda de massa.

Em acordo com nossa discussão posterior, os resultados para a temperatura efetiva indicam que estrelas O gigantes do tipo tardio apresentam tipicamente valores de  $T_{ef} \approx 28000 - 35000$  K. Desta forma (em acordo com a discussão acima), percebemos claramente que as linhas do Fe III são os principais diagnósticos para temperatura efetiva

pela região do ultravioleta (seguindo-se pelas linhas do Fe v). Quanto as linhas do Fe iv, por não apresentarem intensidades tão sensíveis à variação desse parâmetro, não as consideramos tão importantes em nossa análise (sendo assim mais utilizadas como um “exame de consistência” dos resultados derivados por Fe iii e v para a temperatura efetiva).

Exemplificamos nossa metodologia para a temperatura efetiva através da figura 2.3. Nesta são apresentados resultados quanto à determinação de  $T_{ef}$  e seus limites superior e inferior para HD 156292 (O9.7III). Nossas barras de erro são *conservadoras*, no sentido que não consideramos (*visualmente*) tais limites superior e inferior (respectivamente,  $T_{ef}^+$  e  $T_{ef}^-$ ) como modelos válidos para a reprodução das linhas do Ferro, quando comparamos estes com o ajuste produzido pelo modelo final com  $T_{ef}$ .

## Óptico

Em acordo com a prévia discussão (de forma mais detalhada, na subseção 2.1), também analisamos a temperatura efetiva pela região do óptico (para quatro estrelas), sempre paralelamente à nossa usual análise pelo ultravioleta. Para tanto, nos pautamos em buscar ajustes para as linhas de He i e He ii (típicas linhas-diagnóstico, amplamente utilizadas na literatura para derivação da  $T_{ef}$  nesta região do espectro). Para tal, utilizamos as seguintes linhas do Hélio: He i  $\lambda$ 4026, He i  $\lambda$ 4388, He i  $\lambda$ 4471, He i  $\lambda$ 4712, He ii  $\lambda$ 4200, He ii  $\lambda$ 4542 e He ii  $\lambda$ 5412.

No geral (para três dentre as quatro estrelas analisadas pelo óptico), não conseguimos um acordo entre tais diagnósticos para obtermos valores da temperatura efetiva. De fato, não conseguimos nem mesmo um acordo pelas diferentes linhas de He i para obtermos um dado valor da  $T_{ef}$ . Diante disto, nos baseamos principalmente pelos resultados obtidos por He ii, que se mostraram plenamente congruentes.

Mais adiante, no Capítulo 3, apresentamos nas figuras 3.10 até 3.13 nossos resultados obtidos para  $T_{ef}$  (assim como  $T_{ef}^+$  e  $T_{ef}^-$ ) via análise no óptico para os objetos HD 105627, 115455, 153426 e 218195.

$T_{ef} = 28000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100$  km/s,  $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2100$  km/s.

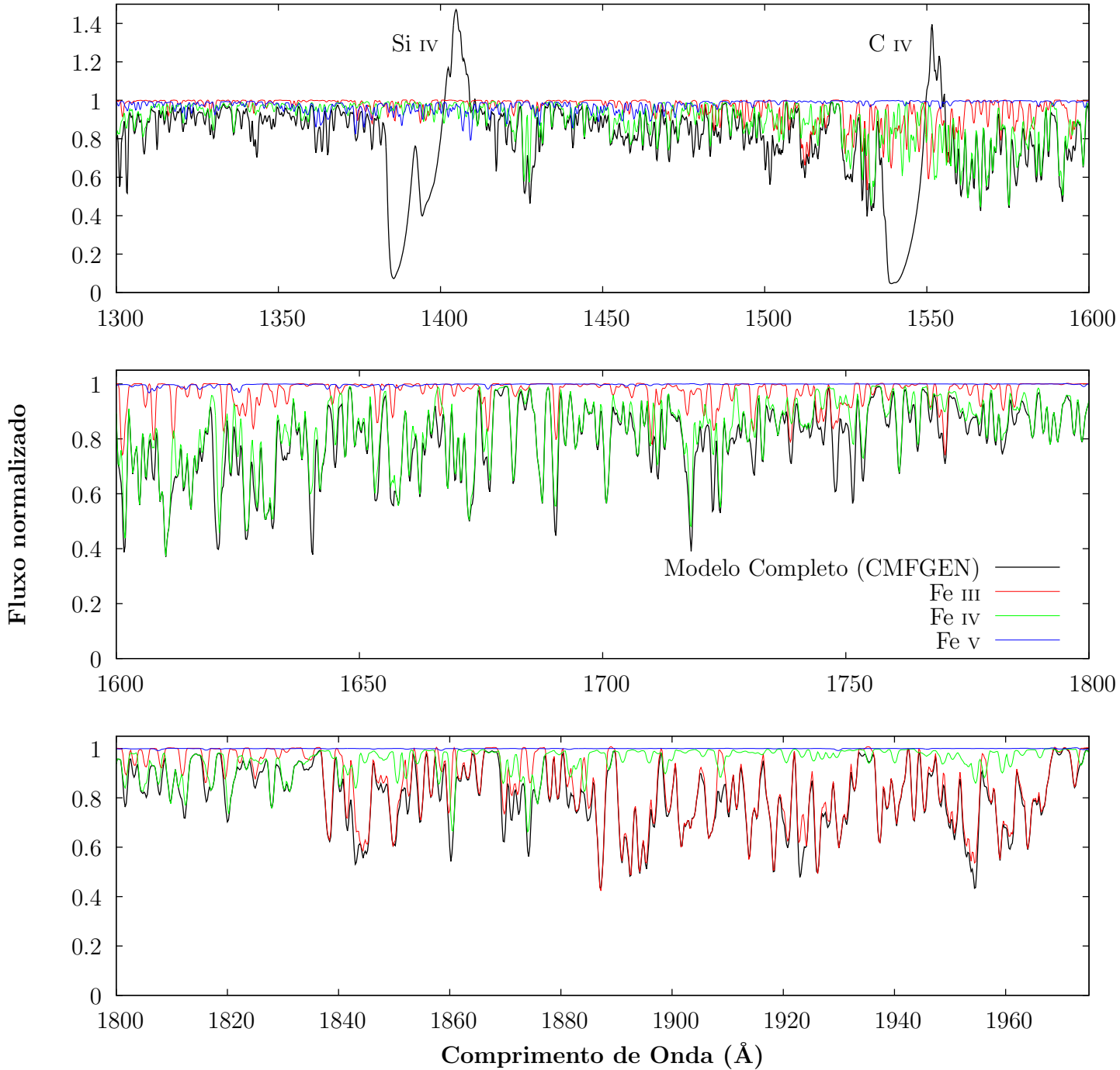


Figura 2.1: Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda (Å). Modelo de atmosferas criado pelo código CMFGEN para os parâmetros físicos conforme descritos no título. Comparamos o modelo completo (em linha preta) com os cálculos somente para as linhas de Fe III (vermelha), Fe IV (verde) e Fe V (azul).

$\text{Log}(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100 \text{ km/s}$ ,  $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2100 \text{ km/s}$ .

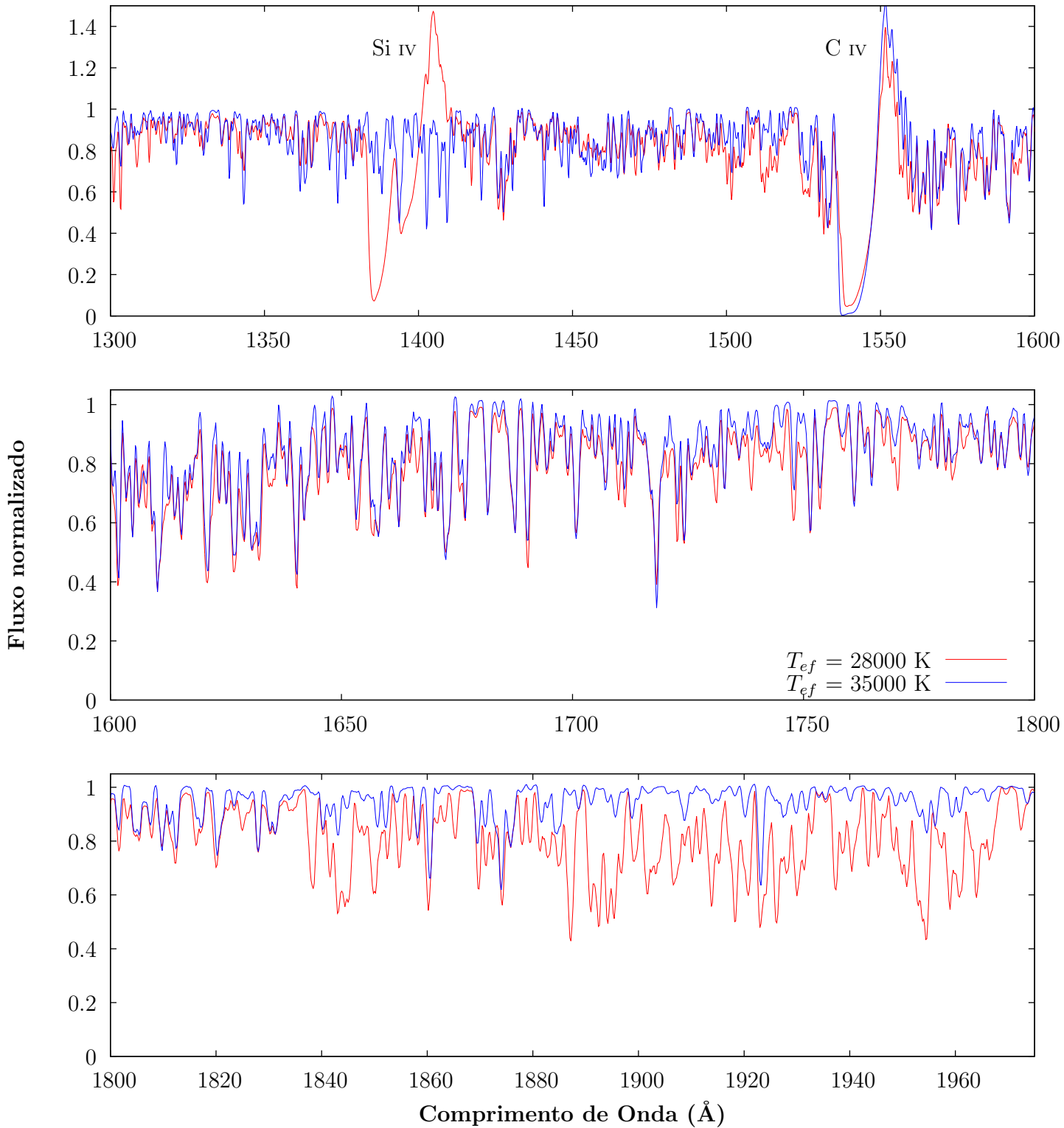


Figura 2.2: Eixos: idem à figura anterior. Mostramos dois modelos com parâmetros fixados, conforme o título da figura, e dois valores diferente de temperatura efetiva. Modelos com  $T_{ef} = 28000 \text{ K}$  (em linha vermelha) e  $35000 \text{ K}$  (azul).

**HD 156292:**  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100$  km/s,  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 1300$  km/s.

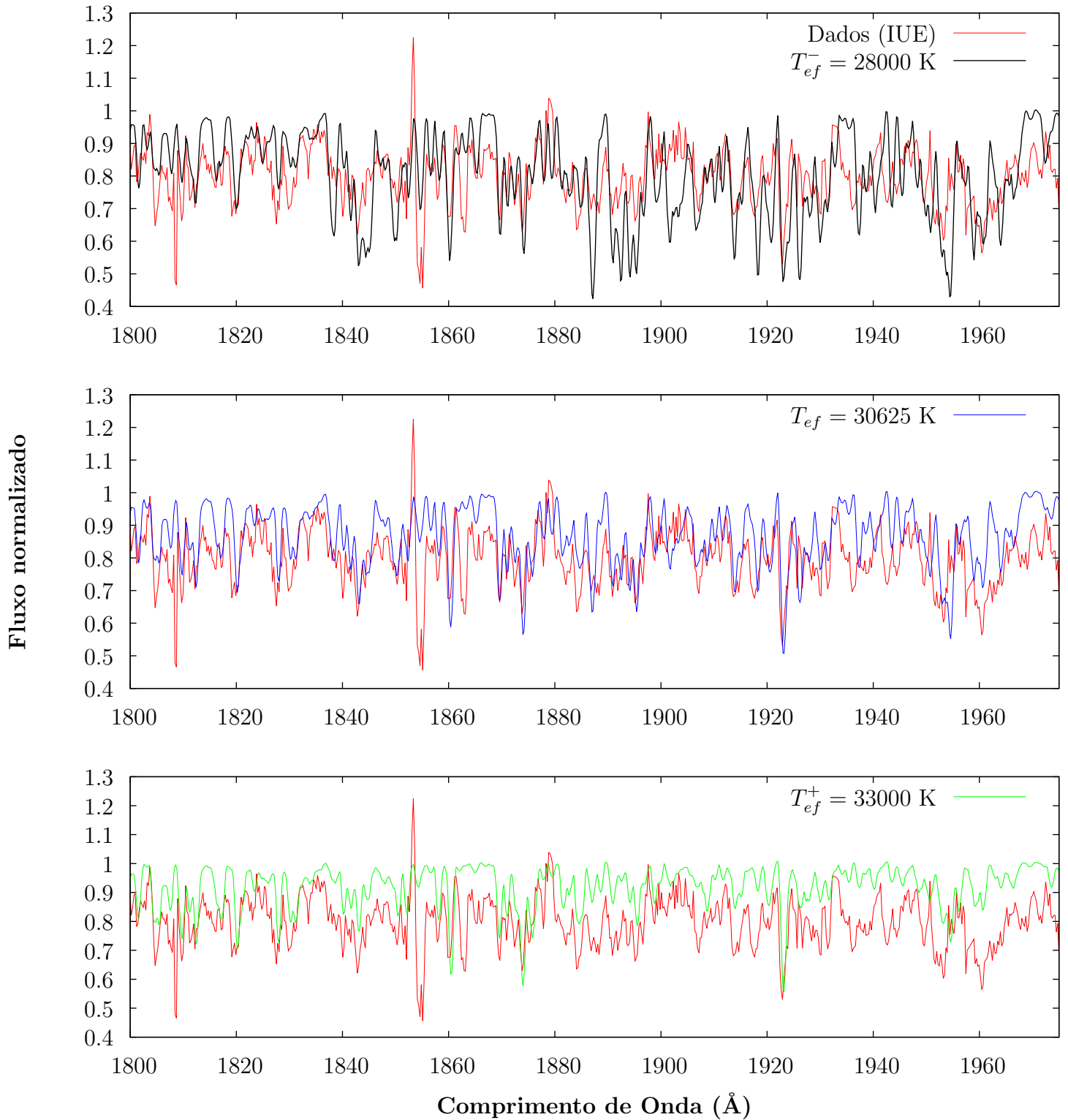


Figura 2.3: Eixos: idem à figura anterior. Comparamos dados (em linha vermelha) para **HD 156292** e três modelos (em linha azul) com variação na temperatura efetiva (parâmetros fixados segundo o título). Mostramos nossas determinações para a temperatura efetiva ( $T_{ef}$ ) de **HD 156292**, assim como para as barras de erro ( $T_{ef}^+$  e  $T_{ef}^-$ ).

### 2.3.3 Velocidade Terminal e Taxa de Perda de Massa

Antes de prosseguirmos acerca da análise dos parâmetros físicos do vento, destacamos um fato já comentado: *as linhas utilizadas para a análise da velocidade de rotação e temperatura efetiva, formadas por Fe III-IV-V, são fotosféricas, isto é, formadas pelo processo de interação da radiação com a região estelar em equilíbrio hidrostático. Desta forma, não existe degenerescência entre os parâmetros do vento e esses parâmetros para a produção de tais linhas espectrais.*

Elucidamos nossa discussão através da figura 2.4, onde temos dois modelos CMFGEN que diferem somente quando ao valor da perda de massa. É nítido através dessa comparação que *as linhas formados por metais (em um sentido químico) são insensíveis à variação em  $\dot{M}$  (i.e., não apresentam variação substanciais na intensidade ou largura), justamente por serem fotosféricas, mesmo considerando-se modelos com perdas de massa distintas por um fator 100!* Notamos uma exceção para a linha de N IV  $\lambda 1718$ , que apresenta uma sensibilidade destacada à  $\dot{M}$ , por ser produzida na região em expansão, ainda que seja um *P-Cygni* em processo de formação (i.e., sem observarmos uma parte em absorção seguida por emissão).

Desta maneira, após termos conseguido uma modelagem fotosféricas consistente – tendo-se  $\log(L_\star/L_\odot)$ ,  $\log(g)$ ,  $v \sin i$  e  $T_{ef}$  fixados – podemos nos preocupar com nosso objetivo principal que é estudar as propriedades do vento para gigantes O.

Para tanto, nos respaldamos pela modelagem quantitativa de linhas originadas em decorrência do processo de interação da radiação com o vento estelar, os chamados perfis *P-Cygni*, que são assinaturas espectrais inequívocas da existência de um fluido em contínua (novamente, ao menos em um certo intervalo de tempo na evolução estelar) expansão da região “central” (em equilíbrio hidrostático) da estrela, em direção ao meio interestelar.



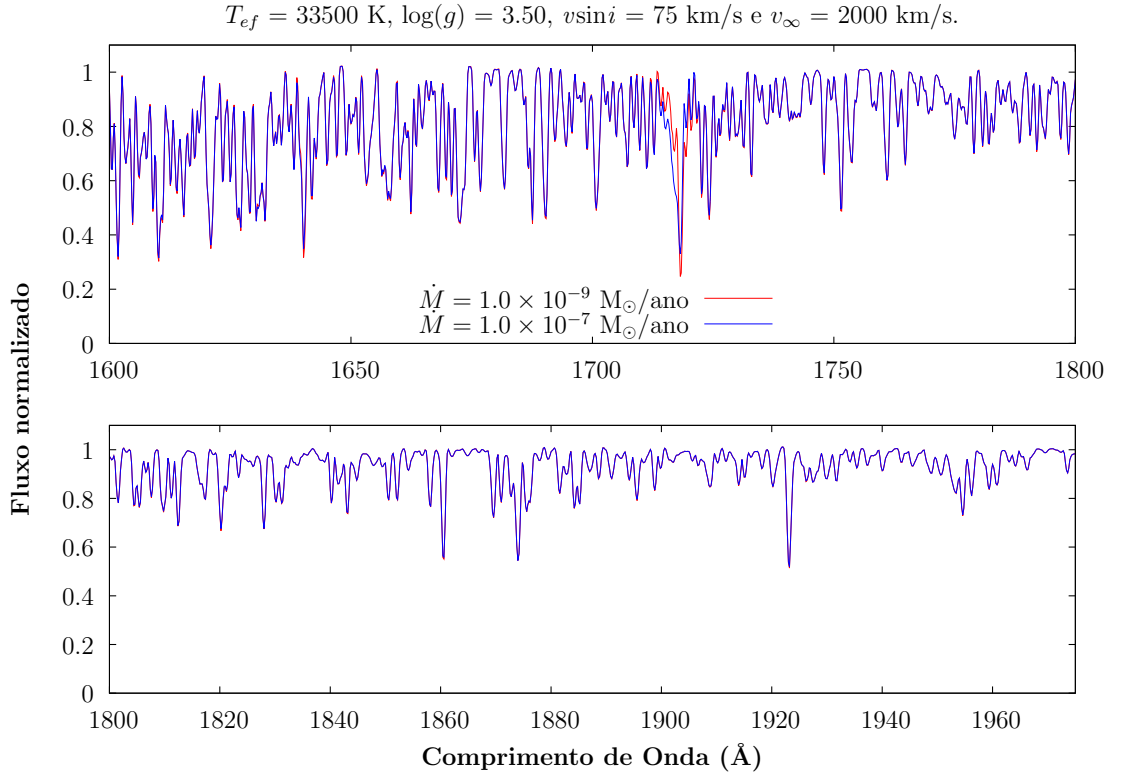


Figura 2.4: Eixos: idem à figura anterior. Região de  $\approx 1600 - 1975 \text{ \AA}$ . Mostramos dois modelos computados pelo CMFGEN (em linha vermelha e preta), com os mesmos parâmetros físicos conforme indicado pelo título da figura, entretanto, com distintos valores para taxa de perda de massa ( $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$  e  $10^{-7} M_\odot/\text{ano}$ ). Notamos sensibilidade à variação da perda de massa somente quanto à N IV (formada no vento).

Na faixa do ultravioleta (em  $\approx 1200 - 1975 \text{ \AA}$ ) encontramos basicamente quatro possíveis linhas-diagnóstico para os parâmetros do vento estelar da amostra:

- (i) N v  $\lambda 1240$
- (ii) Si iv  $\lambda\lambda 1394, 1403$
- (iii) C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$
- (iv) N iv  $\lambda 1718$

Conforme discutiremos nos próximos capítulos, verificamos que Si iv e C iv são os perfis mais promissores como diagnósticos para  $\dot{M}$  e  $v_\infty$ . Desta forma, nos focamos nestas linhas para a determinação de tais parâmetros.

Como já discutimos, um perfil *P-Cygni* é o resultado espectral do processo de interação da radiação emitida pela estrela com um fluido que se encontra em contínua ex-

pansão. Assim, um fóton emitido pela estrela com frequência  $\nu$ , sofre um efeito de *redshift* (“avermelhamento”) em relação ao referencial do fluido (conforme o efeito Doppler).

A importância de tal fato se dá em como interpretamos o processo de formação de tais linhas no vento estelar. Por decorrer de processos de interação radiação-matéria em um meio que está em movimento (no referencial da fonte de radiação), para que ocorra um determinado processo de transição ligado-ligado (dada espécie atômica), estando este processo associado a uma específica frequência de “laboratório”  $\nu$  (onde  $\nu = E/h$  e  $E \equiv$  energia da radiação  $\equiv$  diferença de energia entre os específicos níveis eletrônicos associados à transição), é preciso que haja a interação por fótons com energia  $E' > E$  com a matéria do vento. Isto é, a partir de fótons com frequência  $\nu' > \nu$ .

Recordando-se que maiores valores da distância ao centro da estrela estão associadas a maiores valores para a velocidade do vento (que tende assintoticamente para  $v_\infty$ ). Isto significa que existe uma estratificação na estrutura de velocidade do vento, usualmente modelada pela chamada lei beta sob a forma abaixo:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta \quad (2.2)$$

Onde  $\beta \equiv$  parametrização da lei beta (“parâmetro livre”) e  $r \equiv$  distância ao centro da estrela.

Assim, quanto maior for a distância  $r$ , maior será o *redshift* na radiação, causado pelo efeito doppler (pois, maior será a velocidade com a qual o vento se afasta da estrela “central”). Isto quer dizer: movendo-se para distância cada vez maiores ao centro estelar, serão necessários valores cada vez maiores para a frequência  $\nu'$  (em acordo com a notação acima) dos fótons emitidos pela estrela para que possa ocorrer um determinado processo ligado-ligado via absorção de fótons. Em conclusão, um perfil *P-Cygni* possui sua estrutura espectral formada em regiões distintas (em distância  $r$ ) do vento estelar! A parte “mais azul”<sup>9</sup> (correspondendo ao maior valor em frequência) de tais perfis são formados pela interação de fótons com o material do vento que encontra-se nas regiões mais “externas” do vento (onde o valor da velocidade tende para  $v_\infty$ ).

Desta forma, se conseguimos modelar satisfatoriamente tal parte mais azul de uma linha formada no vento, então podemos obter informação acerca do valor da velocidade terminal. Assim, para determinarmos a velocidade terminal, buscamos encontrar o

---

<sup>9</sup>Pela expressão “mais azul” nos referimos à parte estrutural do *P-Cygni* que possui menor comprimento de onda. Por simplificação estética, deixaremos de usar as aspas.

melhor ajuste possível para a parte mais azul em absorção dos perfis *P-Cygni* que encontrarmos nessa região do ultravioleta. No caso, usualmente nos pautamos pelo perfil de C iv, por termos observado um perfil bem desenvolvido para toda a amostra.

Antes de tratarmos sobre a taxa de perda de massa, recordamos aqui a equação de continuidade de matéria do vento (onde assumimos uma distribuição *esfericamente simétrica*):

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (2.3)$$

Onde  $\rho(r) \equiv$  estrutura de densidade do vento. Percebendo-se assim que:

$$\rho(r) \propto \frac{\dot{M}}{v(r)} \quad (2.4)$$

Portanto, fixando-se durante a análise da estrutura de velocidade do vento, a partir dos “parâmetros livres”  $v_\infty$  (determinado pela parte mais azul) e  $\beta$  (que é a priori adotado), temos que a estrutura de densidade é diretamente proporcional à perda de massa. Quanto maior for perda de massa modelada, maior será a densidade do vento ponto-a-ponto, desta forma variações na  $\dot{M}$  terão um efeito direto nas intensidades<sup>10</sup> das linhas formadas no vento.

Em nossa investigação nos comprometemos a obter o valor para perda de massa que melhor consiga reproduzir *simultaneamente* as intensidades dos perfis de Si iv e C iv. No geral, observamos que para estrelas com espectros onde encontrarmos C iv saturado (i.e., intensidade nula), as linhas de Si iv mostraram-se mais promissoras como diagnóstico para  $\dot{M}$ . Já para espectros com C iv não-saturado, percebemos maior utilidade desta para a determinação da perda de massa. Entretanto, apesar dessas distinções para obtermos a perda de massa, enfatizando-se que *sempre* estamos focados no ajuste para *ambos* perfis.

Damos uma atenção especial às barras de erro desses parâmetros. Principalmente da perda de massa, que tipicamente possui maior influência nas barras de erro do momento modificado do vento. Nos preocupamos *sempre* em buscar barras de erro que sejam *conservadoras*, para que possamos comparar nossos resultados com as previsões teóricas de forma que não estejamos subestimando nossas incertezas derivadas para o

---

<sup>10</sup>A intensidade de um perfil *P-Cygni*  $\propto \rho$ , pois (de uma forma qualitativa) sendo a densidade maior, ponto a ponto, isto implica em uma maior taxa de variação da quantidade de matéria do vento em função do volume. Assim, um determinado volume V irá conter uma quantidade maior de massa, ou seja, existe uma quantidade maior de matéria disponível no vento para que possa ocorrer processos de interação radiação-matéria.

momento do vento. Obtemos tais barras de erro para perda de massa, a partir de perfis sintéticos de Si IV e C IV que apresentam discrepância explícita em relação ao “ajuste final” para uma estrela. Por discrepância explícita queremos dizer: produzir modelos com perfis *P-Cygni* “destruídos” ou notoriamente proeminentes (em comparação com nosso melhor ajuste).

### 2.3.4 Degenerescência $T_{ef}$ & $\dot{M}$

Discutimos aqui sobre a *degenerescência* que possui maior potencial de influenciar nossa análise, entre temperatura efetiva e a determinação dos limites para a taxa de perda de massa.

É perceptível pela figura 2.2 que as linhas fotosféricas formados pelos íons do Ferro não são as únicas sensíveis a mudanças no valor da temperatura efetiva. Para a apresentada variação em  $T_{ef}$  de 7000 K, também percebemos que existem mudanças nas intensidades dos perfis *P-Cygni* de C IV e Si IV, *especialmente* para a última.

Essa questão é relevante pois têm potencial de afetar nossa análise das *barras de erro* para a perda de massa. Isto se os modelos correspondentes às barras de erro na temperatura efetiva produzirem linhas (sintéticas) de Si IV onde exista uma maior variação (em relação ao modelo final) de intensidade do Si IV em comparação aos modelos associados às barras de erro da perda de massa. Caso verificássemos esse efeito nos resultados então precisaríamos *aumentar* nossos limites para o último parâmetro, pois existiria assim uma *degenerescência* entre os limites da  $T_{ef}$  e  $\dot{M}$ . Isto é, a modelagem com nossa determinação para  $\dot{M}$  e com valores da  $T_{ef}$  que consideramos como “aceitáveis” (ou seja, compatíveis com as barras de erro) conseguiria reproduzir o perfil de Si IV da mesma maneira que os modelos correspondente aos limites da perda de massa. Sendo assim uma questão evidentemente problemática para a análise desses últimos limites, porque poderíamos estar subestimando tais limites.

Exemplificamos a discussão a partir das figuras 2.5 e 2.6, onde se mostra as análises dessa questão para as estrelas HD 156292 e HD 116852, que foram selecionadas para tal propósito expositivo em virtude de representarem casos *limites* (dentro da amostra) quanto à estrutura de densidade do vento. Permitindo-se assim uma visualização dos efeitos da variação em temperatura efetiva sobre as linhas do Si IV das estrelas da amostra.

Nessas figuras mostramos as seguintes comparações (ordenadas em acordo com os painéis) entre os dados e modelo(s):

- 1) correspondentes ao limite superior da  $\dot{M}$  (onde  $T_{ef} \equiv$  constante, em relação ao modelo final) e inferior da  $T_{ef}$  (onde  $\dot{M} \equiv$  constante, em relação ao modelo final).
- 2) final (de onde obtivemos as determinações da  $T_{ef}$  e  $\dot{M}$ ).
- 3) correspondentes ao limite inferior da  $\dot{M}$  (onde  $T_{ef} \equiv$  constante, em relação ao modelo final) e superior da  $T_{ef}$  (onde  $\dot{M} \equiv$  constante, em relação ao modelo final).

Através desses “casos limites” percebemos que a relevância dessa questão está diretamente conectada com a densidade do vento. Para a estrela HD 156292, onde obtivemos o menor valor da amostra para a perda de massa, o modelo do limite superior para a perda de massa consegue produzir linhas de Si iv notavelmente mais entesadas que as do modelo correspondente ao limite inferior da temperatura efetiva. Entretanto, para HD 116852 (maior perda de massa da amostra), o primeiro consegue criar as mesmas de forma *marginalmente intensa* em relação ao segundo.

Em conclusão, mesmo para estrelas com perdas de massa que se diferem por um fator 40, nossas determinações dos limites da perda de massa são *suficientemente conservadoras* para conseguirem produzir variações no Si iv (em relação ao ajuste final) que são, desde *marginalmente* até *significamente*, maiores que as criadas pelas incertezas na temperatura efetiva. Desta forma, consideramos que os efeitos produzidos pelos modelos dos limites da  $T_{ef}$ , sobre os discutidos perfis *P-Cygni*, estão englobados pelas determinações das barras de erro na  $\dot{M}$ .

**HD 156292:**  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100$  km/s e  $v_\infty = 1300$  km/s.

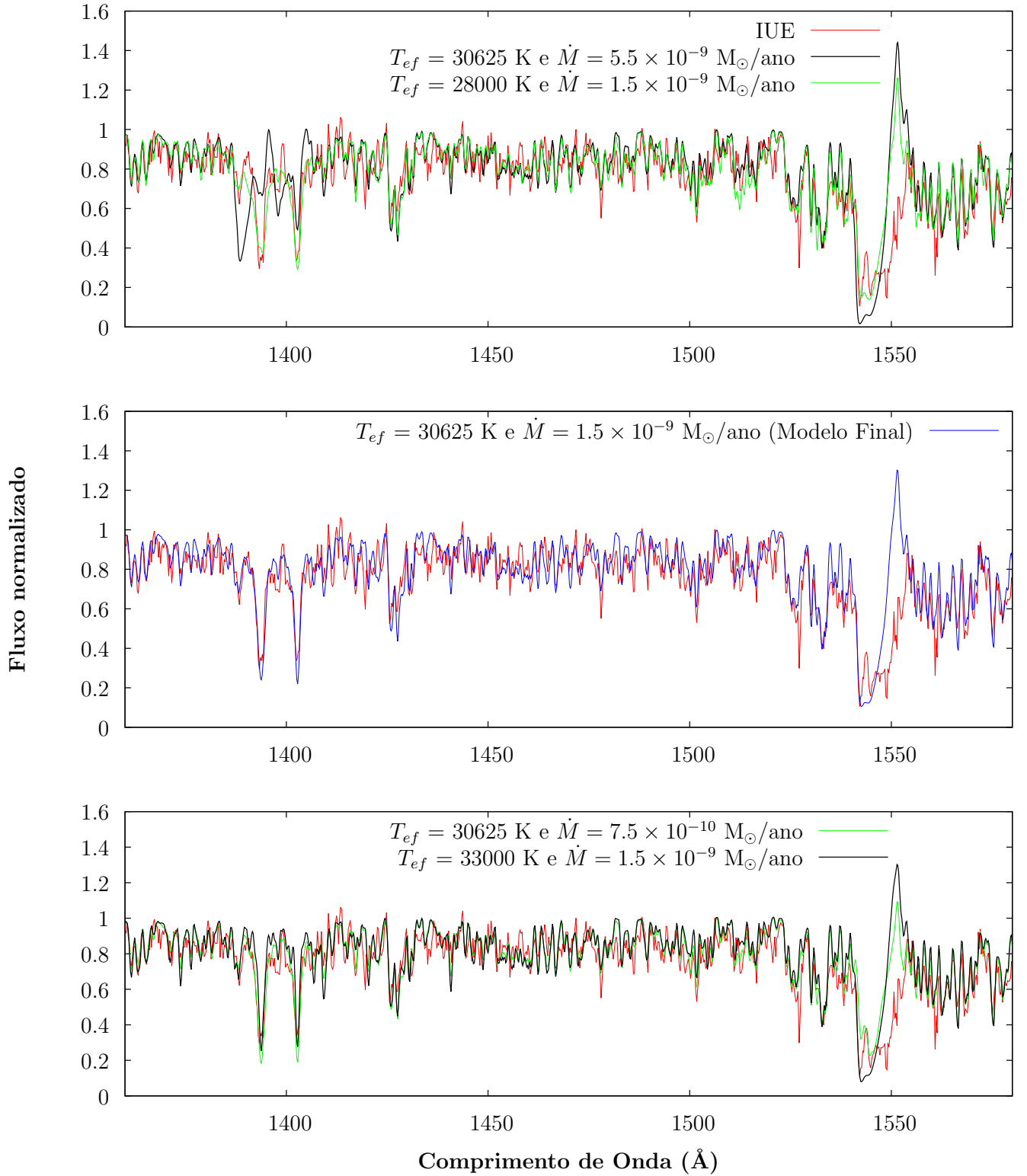


Figura 2.5: Eixos: idem à figura anterior. Análise da degenerescência entre as incertezas na temperatura efetiva e perda de massa para **HD 156292**. Modelos com parâmetros fixados de acordo com o título. Verificamos que o modelo com  $\dot{M} = 5.5 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$  (barra de erro superior para  $\dot{M}$ ) produz linhas de Si IV *significamente* mais intensas em comparação ao modelo com  $T_{ef} = 28000$  K (barra de erro inferior para  $T_{ef}$ ).

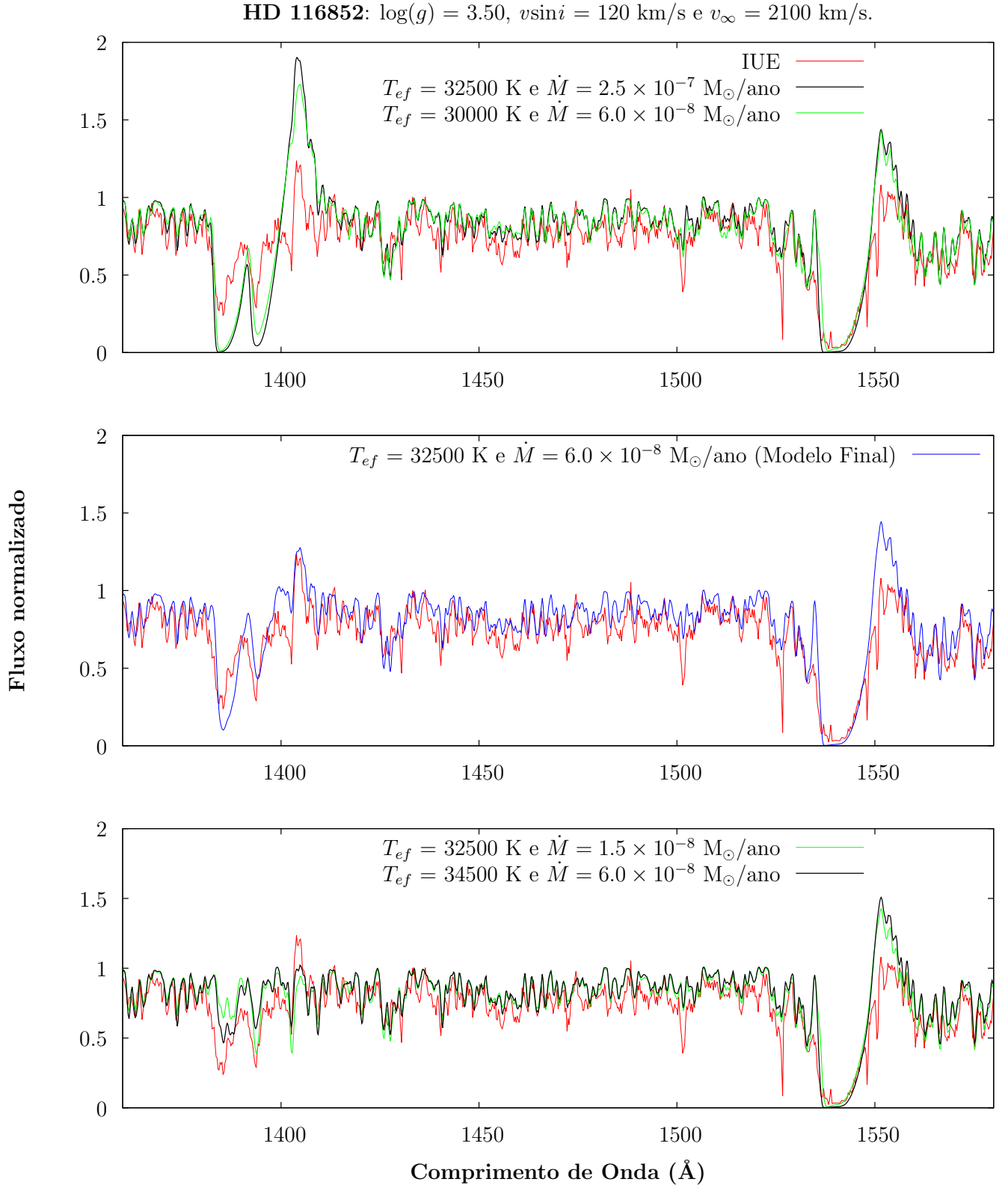


Figura 2.6: Eixos: idem à figura anterior. Análise da degenerescência entre as incertezas na temperatura efetiva e perda de massa para **HD 116852**. Modelos com parâmetros fixados de acordo com o título. Verificamos que o modelo com  $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-7} M_\odot/\text{ano}$  (barra de erro superior para  $\dot{M}$ ) produz linhas de Si IV *marginalmente* mais intensas em comparação ao modelo com  $T_{ef} = 30000$  K (barra de erro inferior para  $T_{ef}$ ).

### 2.3.5 Parâmetros Indiretos - Raio, Massa e Momento do Vento

Por fim, tratamos sobre os parâmetros estelares determinados (miospectroscopicamente) de forma indireta . Isto é, são derivados a partir da modelagem final para os parâmetros discutidos na seção anterior <sup>11</sup>:

- (i) Raio estelar ( $R_\star$ )
- (ii) Massa estelar ( $M_\star$ )
- (iii) Momento modificado do vento ( $D_{mom}$ )

Derivamos o raio a partir da lei de Stefan-Boltzmann:

$$R_\star = \sqrt{\frac{L_\star}{4\pi\sigma T_{ef}^4}} \quad (2.5)$$

Onde  $\sigma \equiv$  constante de Stefan-Boltzmann.

Obtemos as barras de erro para  $R_\star$  a partir das incertezas associadas à  $L_\star$ , em acordo com o valor *conservadoramente* adotado de 0.2 dex para a incerteza em  $\log(L_\star/L_\odot)$ , pelo fato desta ser dominante na propagação de erros para  $R_\star$ .

Após determinarmos  $R_\star$ , derivamos os valores para  $M_\star$  pela aceleração superficial:

$$M_\star = \frac{gR_\star^2}{G} \quad (2.6)$$

Onde  $G \equiv$  constante gravitacional universal.

E suas barras de erro são obtidas a partir das incertezas associadas ao  $R_\star$ , por serem dominantes na propagação de erros para  $M_\star$ .

Após a determinar os parâmetros  $\dot{M}$ ,  $v_\infty$  e  $R_\star$ , podemos obter o chamado momento modificado do vento, onde recordamos abaixo:

$$D_{mom} = \dot{M}v_\infty\sqrt{R_\star} \quad (2.7)$$

---

<sup>11</sup>Para determinarmos os parâmetros discutidos nesta seção, precisamos também de  $\log(L_\star/L_\odot)$  e  $\log(g)$ . Recordamos que tais parâmetros são fixados, de acordo com exposição feita na seção 2.2.



Nossas determinações para incerteza na perda de massa foram (em média) por uma fator de  $\approx 4$  (para efeito de comparação, tornando negligenciáveis as incertezas determinadas para velocidade terminal e raio estelar). Assim, as barras de erro para o momento do vento foram *conservadoramente* obtidas a partir dos limites superior e inferior obtidos em nossa busca para a taxa de perda de massa.

### 2.3.6 Efeito de *Clumping*: Implicação nos Parâmetros do Vento

Conforme a subseção 2.2.2, utilizamos  $f_\infty = 0.1$  (valor do fator  $f(r)$  para  $r$  tendendo ao infinito). Isto é, nossa modelagem considera um vento estelar com *ausência* de homogeneidade. Entretanto, nos próximos capítulos compararemos nossos resultados com outras determinações para a taxa de perda de massa, que em parte foram obtidas através de modelos com estruturas de densidade *homogêneas* (e.g., todos os resultados para supergigantes O).

O uso do efeito de *clumping* necessita de uma *diminuição* na perda de massa, em comparação a um dado correlato modelo final (homogêneo), de forma à reproduzir este último, através da seguinte relação:

$$\dot{M}_{\text{UNCLUMPED}} = \frac{\dot{M}_{\text{CLUMPED}}}{\sqrt{f_\infty}} \quad (2.8)$$

Onde denotamos:

$\dot{M}_{\text{UNCLUMPED}} \equiv$  perda de massa obtida pela modelagem *sem clumping* ( $f_\infty = 1.0$ ).

$\dot{M}_{\text{CLUMPED}} \equiv$  perda de massa obtida pela modelagem *com clumping* ( $f_\infty < 1.0$ ).

Desta forma, nós alteramos sistematicamente nossas determinações para perda de massa, quando nos propomos a comparar essas com resultados obtidos utilizando-se de modelos com  $f_\infty = 1.0$  (i.e., sem *clumping*). Por exemplo, todos os resultados para supergigantes e a maior parte para anãs O (no caso, doze dentre dezesseis) foram obtidos a partir da modelagem com  $f_\infty = 1.0$ . Os outros quatro resultados para anãs O, determinados a partir de modelos com *clumping*, também foram “convertidos” (c.f., 2.8) para poderem ser *apropriadamente* analisados também em tal conjunto.

Também em acordo com a referida subseção, adotamos um fator  $f_\infty = 0.1$ .

Assim, para nossos resultados equação 2.8 toma a seguinte forma:

$$\dot{M}_{\text{UNCLUMPED}} = \frac{\dot{M}_{\text{CLUMPED}}}{\sqrt{0.1}} \quad (2.9)$$

Uma consequência importante dessa questão da “não-inclusão versus inclusão” do efeito de *clumping* na modelagem atmosférica se refere à determinação do momento modificado do vento, segundo mostramos aqui:

$$\log(D_{mom}) = \log(\dot{M}v_{\infty}\sqrt{R_{\star}}) \quad (2.10)$$

$$\log(D_{mom}) = \log(\dot{M}) + \log(v_{\infty}\sqrt{R_{\star}}) \quad (2.11)$$

Onde  $\log(v_{\infty}\sqrt{R_{\star}}) \equiv \text{constante}$ . Assim, definimos a seguinte diferença:

$$\Delta \equiv \log(D_{mom})_{\text{UNCLUMPED}} - \log(D_{mom})_{\text{CLUMPED}} \quad (2.12)$$

Onde temos:  $\log(D_{mom})_{\text{UNCLUMPED}} \equiv$  momento do vento calculado por  $\dot{M}_{\text{UNCLUMPED}}$   
 $\log(D_{mom})_{\text{CLUMPED}} \equiv$  momento do vento calculado por  $\dot{M}_{\text{CLUMPED}}$  Então, seque-se:

$$\Delta = -\log(\sqrt{f_{\infty}}) \quad (2.13)$$

Sendo  $\Delta \geq 0$ , pois por construção se tem  $f_{\infty} \leq 1.0$ . Em conclusão, em decorrência da perda de massa  $\dot{M}_{\text{UNCLUMPED}} > \dot{M}_{\text{CLUMPED}}$ , o momento do vento sem o efeito de *clumping* sempre será maior que o correlato momento determinado considerando-se tal efeito.

Ilustrando tal conclusão para nossos resultados:

$$\log(D_{mom})_{\text{UNCLUMPED}} = \log(D_{mom})_{\text{CLUMPED}} + 0.5 \text{ dex}$$

Onde  $-\Delta = 0.5$ .

Desta forma, toda vez que expormos nossos resultados para  $\log(D_{mom})$  em um diagrama momento modificado do vento versus luminosidade, estamos “corrigindo” os valores do momento (que são obtidos pelas perdas de massa determinadas na análise) pelo acréscimo de 0.5 dex.

# Capítulo 3

## Resultados

Neste capítulo apresentamos os resultados da determinação dos parâmetros físicos fotosféricos e do vento de nossa amostra construída por O gigantes do tipo tardio.

Primeiramente, expomos na seção 3.1 nossos melhores modelos para cada estrela da amostra, construindo-se na seção 3.2 um sumário dos resultados obtidos e apresentamos suas barras de erros. Em seguida, na seção 3.3, mostramos nossos resultados referentes à estratificação da velocidade no vento estelar. Por último, na seção 3.4, através da obtenção dos parâmetros físicos fundamentais do vento, obtemos o valor do chamado momento modificado do vento, e desta forma, construímos o diagrama de tal grandeza física do vento versus a luminosidade estelar.

Os resultados expostos aqui serão discutidos no Capítulo 4, onde também apresentaremos nossas conclusões acerca desta pesquisa.

### 3.1 Modelos Finais

Os seguintes parâmetros estelares foram determinados:  $R_*$  (raio estelar),  $M_*$  (massa estelar),  $T_{ef}$  (temperatura efetiva),  $v \sin i$  (velocidade de rotação projetada),  $\dot{M}$  (taxa de perda de massa) e  $v_\infty$  (velocidade terminal).

Conforme discutido no Capítulo 2, os parâmetros  $\log(L_*/L_\odot)$  e  $\log(g)$  são adotados pelo tipo espectral e classe de luminosidade através dos resultados obtidos por Martins et al. (2005a), sendo assim fixados em nossa investigação para cada tipo estelar. Também como foi discutido, adotamos para a análise de toda a amostra um fator de *clumping*  $f_\infty = 0.1$  e (inicialmente) uma parametrização da estrutura de velocidade do vento estelar com  $\beta = 1.0$ .

Os resultados estão organizados sob a forma de tópicos, na subseção 3.1.1, onde apresentamos o modelo final para cada estrela analisada.

Nas figuras 3.1 até 3.9, que se encontram na subseção 3.1.2, mostramos os espectros dos nossos modelos finais no ultravioleta calculados com o CMFGEN (Hillier & Miller 1998) versus dados obtidos pelo telescópio IUE, cobrindo a região de  $\approx 1200 - 1975$  Å. Segundo nossa exposição, nos Capítulos 1 e 2, as principais linhas espectrais formadas na região do vento estelar que encontramos nessa região são N v  $\lambda 1240$ , Si iv  $\lambda\lambda 1394, 1403$ , C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$  e N iv  $\lambda 1718$ , geralmente na forma de perfis *P-Cygni*, onde as indicamos nas figuras anteriormente citadas. Já as diversas linhas em absorção nessa região são, principalmente, oriundas por íons de Fe III-IV-V, formando a chamada *floresta de Ferro* no ultravioleta.

Além de analisarmos a temperatura efetiva na região do ultravioleta, também desenvolvemos uma investigação de tal parâmetro na região do óptico. Mostramos nas figuras 3.10 até 3.13, as comparações entre nossos modelos finais em conjunto com as barras de erro determinadas para a temperatura efetiva e os dados no óptico para as linhas do He I e He II.

Indicamos em tais figuras as principais linhas-diagnóstico no óptico – He I  $\lambda 4026$ , He I  $\lambda 4388$ , He I  $\lambda 4471$ , He I  $\lambda 4712$ , He II  $\lambda 4200$ , He II  $\lambda 4542$  e He II  $\lambda 5412$  – onde (conforme discutido no Capítulo 2) nos embasamos principalmente nos ajustes das linhas de He II para a análise da temperatura efetiva nesta região.

### 3.1.1 Parâmetros Estelares

- **HD 24431 (O9III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.17$

- $\log(g) = 3.50$

- $R_* = 11.9 R_\odot$

- $M_* = 16.3 M_\odot$

- $T_{ef} = 33000$  K

- $v \sin i = 70$  km/s

- $v_\infty = 2300$  km/s

- $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 24431: figura 3.1.

- **HD 36861 (O8III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.30$
- $\log(g) = 3.60$
- $R_* = 13.4 R_\odot$
- $M_* = 26.0 M_\odot$
- $T_{ef} = 33500 \text{ K}$
- $v \sin i = 75 \text{ km/s}$
- $v_\infty = 2000 \text{ km/s}$
- $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 36861: figura 3.2.

- **HD 105627 (O9III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.17$
- $\log(g) = 3.50$
- $R = 11.9 R_\odot$
- $M = 16.3 M_\odot$
- $T_{ef} = 33000 \text{ K}$
- $v \sin i = 160 \text{ km/s}$
- $v_\infty = 2100 \text{ km/s}$
- $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 105627: figura 3.3.

★ Análise da temperatura efetiva via região do óptico para HD 105627: 3.10.

- **HD 115455 (O8III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.30$
- $\log(g) = 3.57$
- $R_* = 13.0 R_\odot$
- $M_* = 22.9 M_\odot$

- $T_{ef} = 34000$  K
- $v \sin i = 70$  km/s
- $v_{\infty} = 2300$  km/s
- $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 115455: figura 3.4.

★ Análise da temperatura efetiva via região do óptico para HD 115455: 3.11.

• **HD 116852 (O8.5II-III)**

- $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 5.28$
- $\log(g) = 3.50$
- $R_{\star} = 13.9 R_{\odot}$
- $M_{\star} = 25.0 M_{\odot}$
- $T_{ef} = 32500$  K
- $v \sin i = 120$  km/s
- $v_{\infty} = 2100$  km/s
- $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 116852: figura 3.5.

• **HD 135591 (O8IV)**

- $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 5.16$
- $\log(g) = 3.75$
- $R_{\star} = 10.4 R_{\odot}$
- $M_{\star} = 22.2 M_{\odot}$
- $T_{ef} = 35000$  K
- $v \sin i = 80$  km/s
- $v_{\infty} = 2100$  km/s
- $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 135591: figura 3.6.

- **HD 153426 (O8.5III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.24$

- $\log(g) = 3.55$

- $R_* = 13.7 R_\odot$

- $M_* = 24.3 M_\odot$

- $T_{ef} = 32000 \text{ K}$

- $v \sin i = 130 \text{ km/s}$

- $v_\infty = 2400 \text{ km/s}$

- $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$

- ★ Modelo final para HD 153426: figura 3.7.

- ★ Apresentamos na figura 3.12 nossa análise da temperatura efetiva na região do óptico para HD 153426.

- **HD 156292 (O9.7III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.12$

- $\log(g) = 3.50$

- $R_* = 13.0 R_\odot$

- $M_* = 19.6 M_\odot$

- $T_{ef} = 30625 \text{ K}$

- $v \sin i = 100 \text{ km/s}$

- $v_\infty = 1300 \text{ km/s}$

- $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$

- ★ Modelo final para HD 156292: figura 3.8.

- **HD 218195 (O8.5III)**

- $\log(L_*/L_\odot) = 5.24$

- $\log(g) = 3.55$

- $R_* = 12.9 R_\odot$

- $M_{\star} = 21.5 M_{\odot}$
- $T_{ef} = 33000) \text{ K}$
- $v \sin i = 80 \text{ km/s}$
- $v_{\infty} = 2000 \text{ km/s}$
- $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$

★ Modelo final para HD 218195: figura 3.9.

★ Análise da temperatura efetiva via região do óptico para HD 218195: 3.13.



### 3.1.2 Modelos Finais – Ultravioleta

**HD 24431:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 70$  km/s,  $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2300$  km/s.

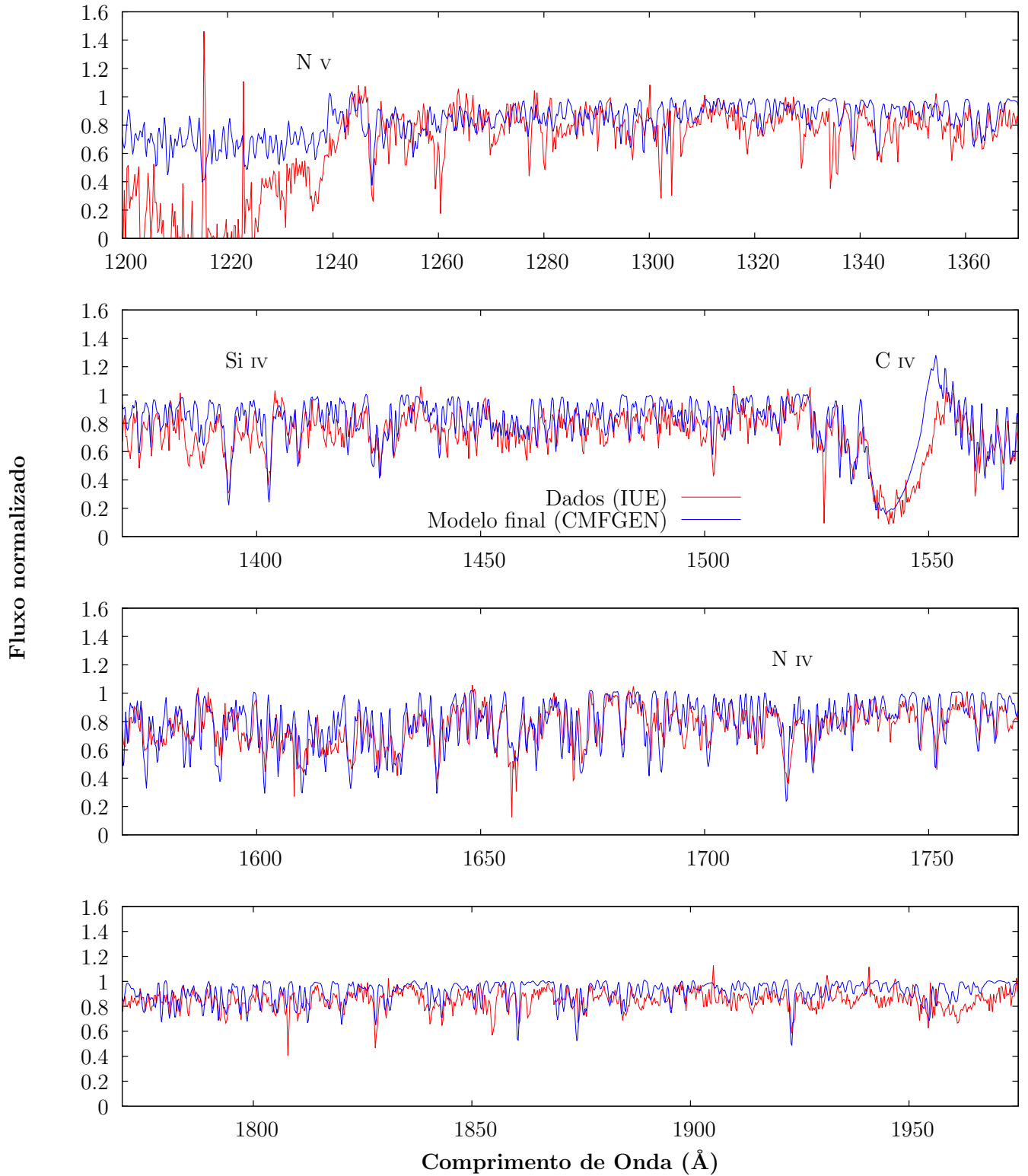


Figura 3.1: Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Comparação na região do ultravioleta entre dados em linha vermelha e modelo em linha azul. Modelo final para **HD 24431** com parâmetros no título da figura.

**HD 36861:**  $T_{ef} = 33500$  K,  $\log(g) = 3.60$ ,  $v \sin i = 75$  km/s,  $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2000$  km/s.

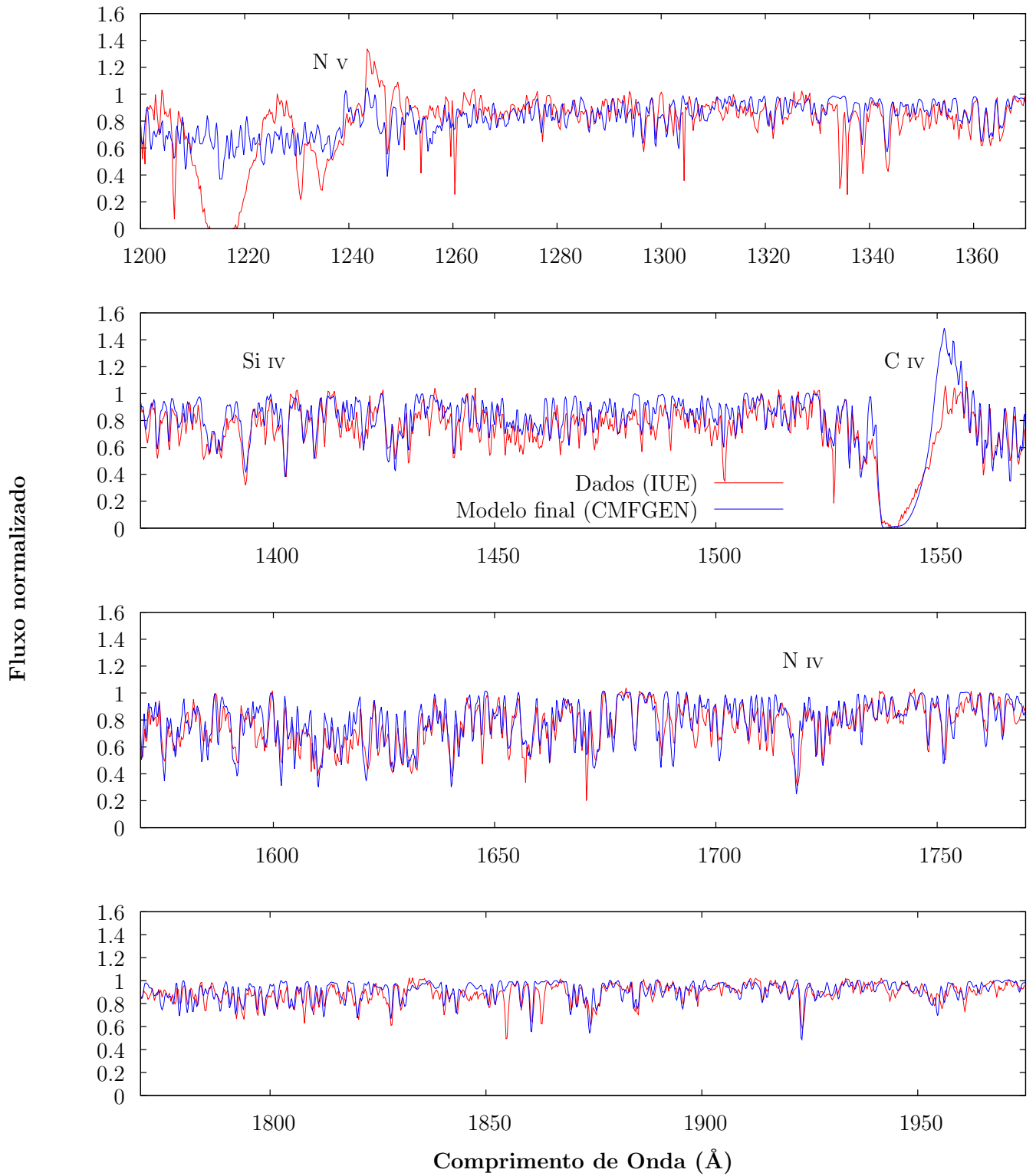


Figura 3.2: Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.

**HD 105627:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 160$  km/s,  $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2100$  km/s

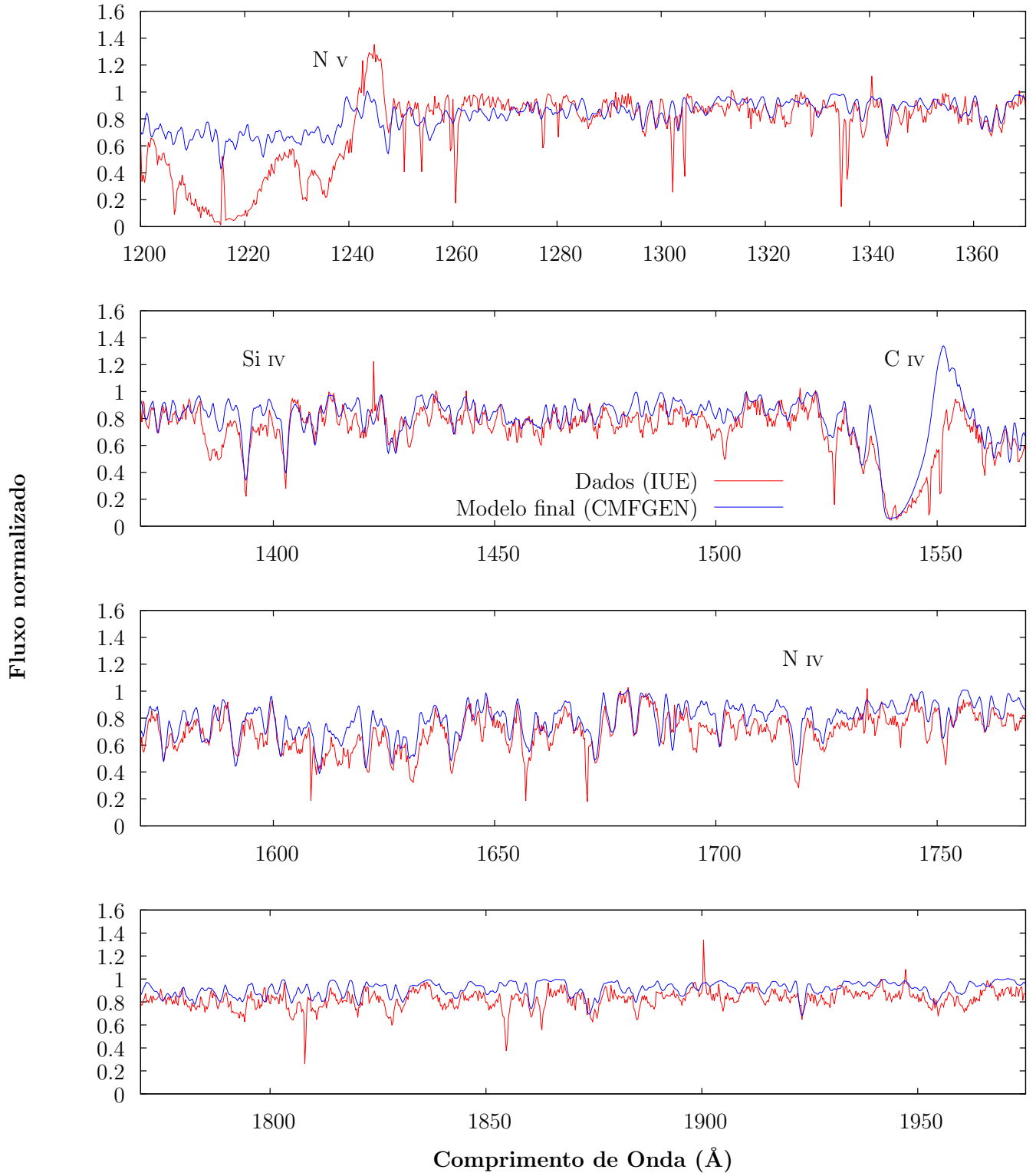


Figura 3.3: Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

**HD 115455:**  $T_{ef} = 34000$  K,  $\log(g) = 3.57$ ,  $v \sin i = 70$  km/s,  $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2300$  km/s.

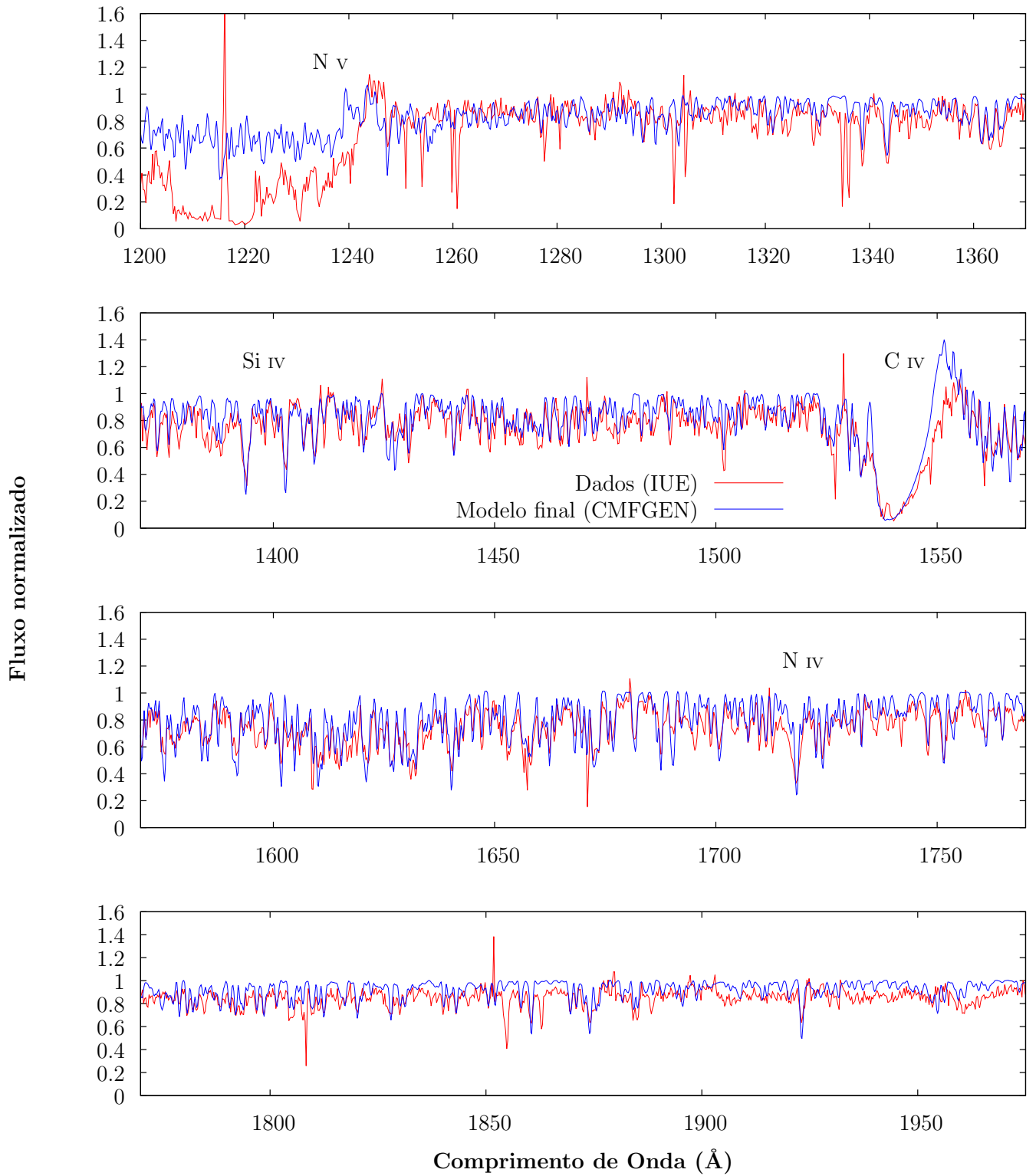


Figura 3.4: Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.

**HD 116852:**  $T_{ef} = 32500$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 120$  km/s,  $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2100$  km/s

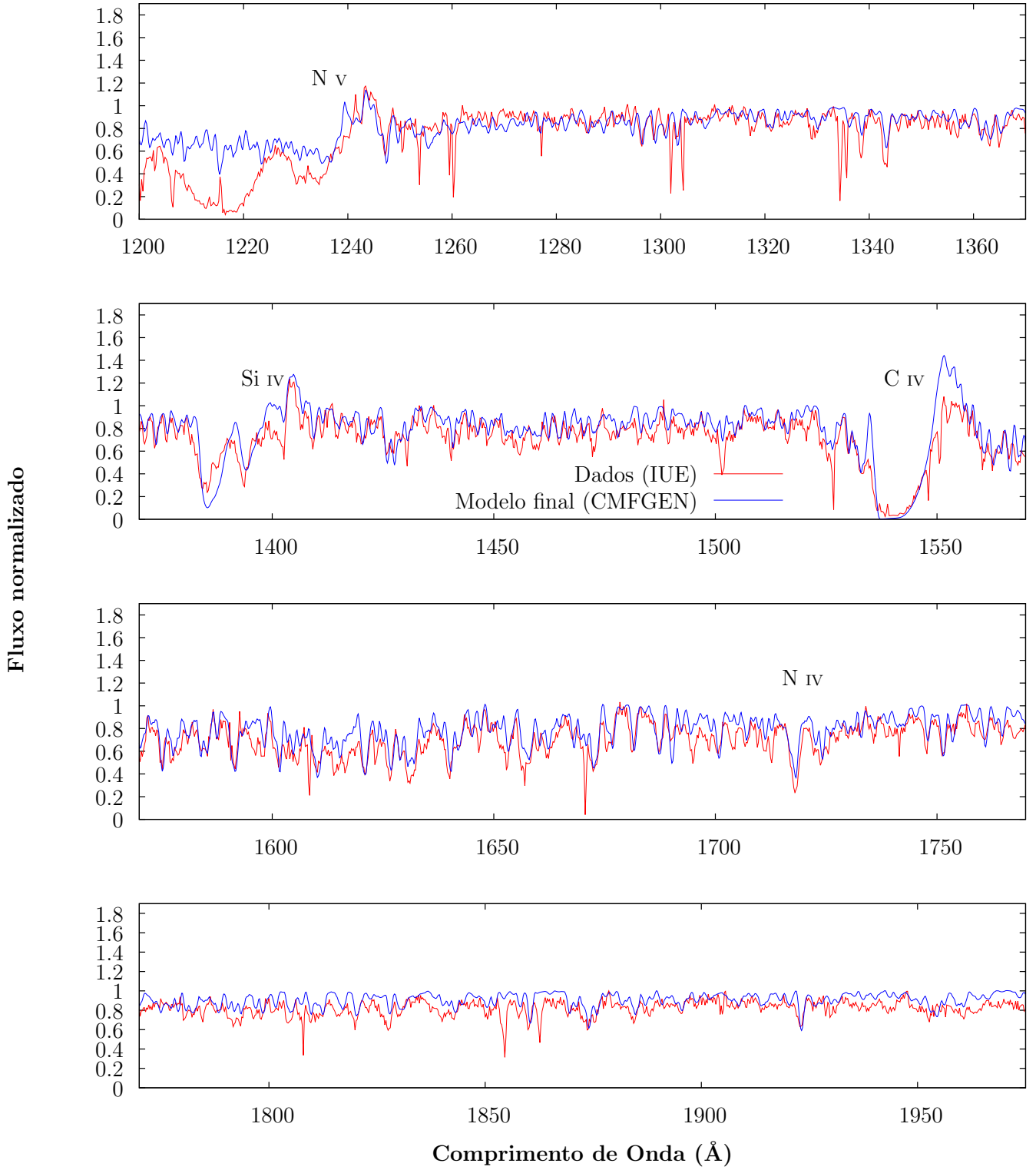


Figura 3.5: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

**HD 135591:**  $T_{ef} = 35000$  K,  $\log(g) = 3.75$ ,  $v \sin i = 80$  km/s,  $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2100$  km/s.

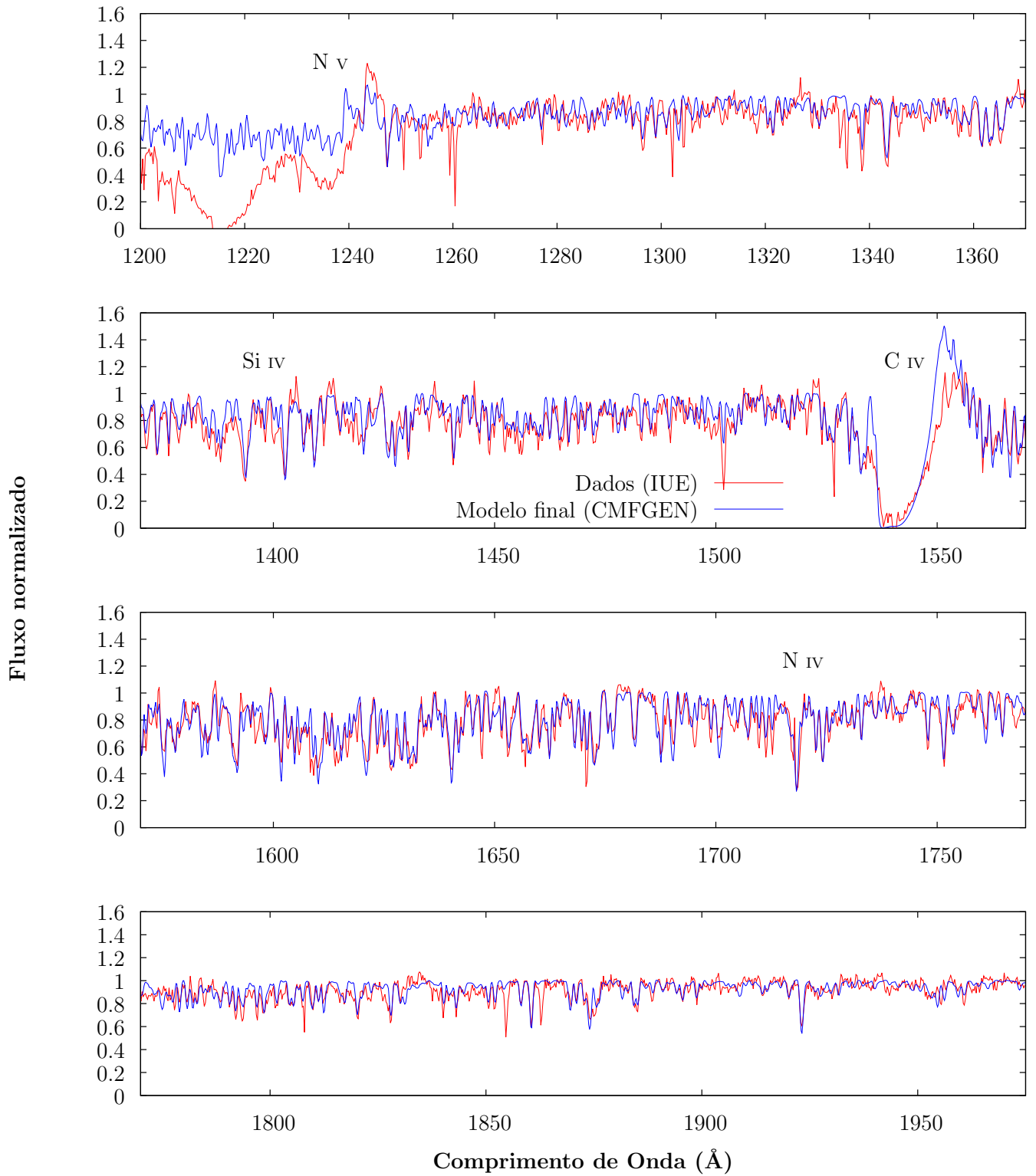


Figura 3.6: Idem à figura anterior, mas para **HD 135591**.

**HD 153426:**  $T_{ef} = 32000$  K,  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 130$  km/s,  $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2400$  km/s

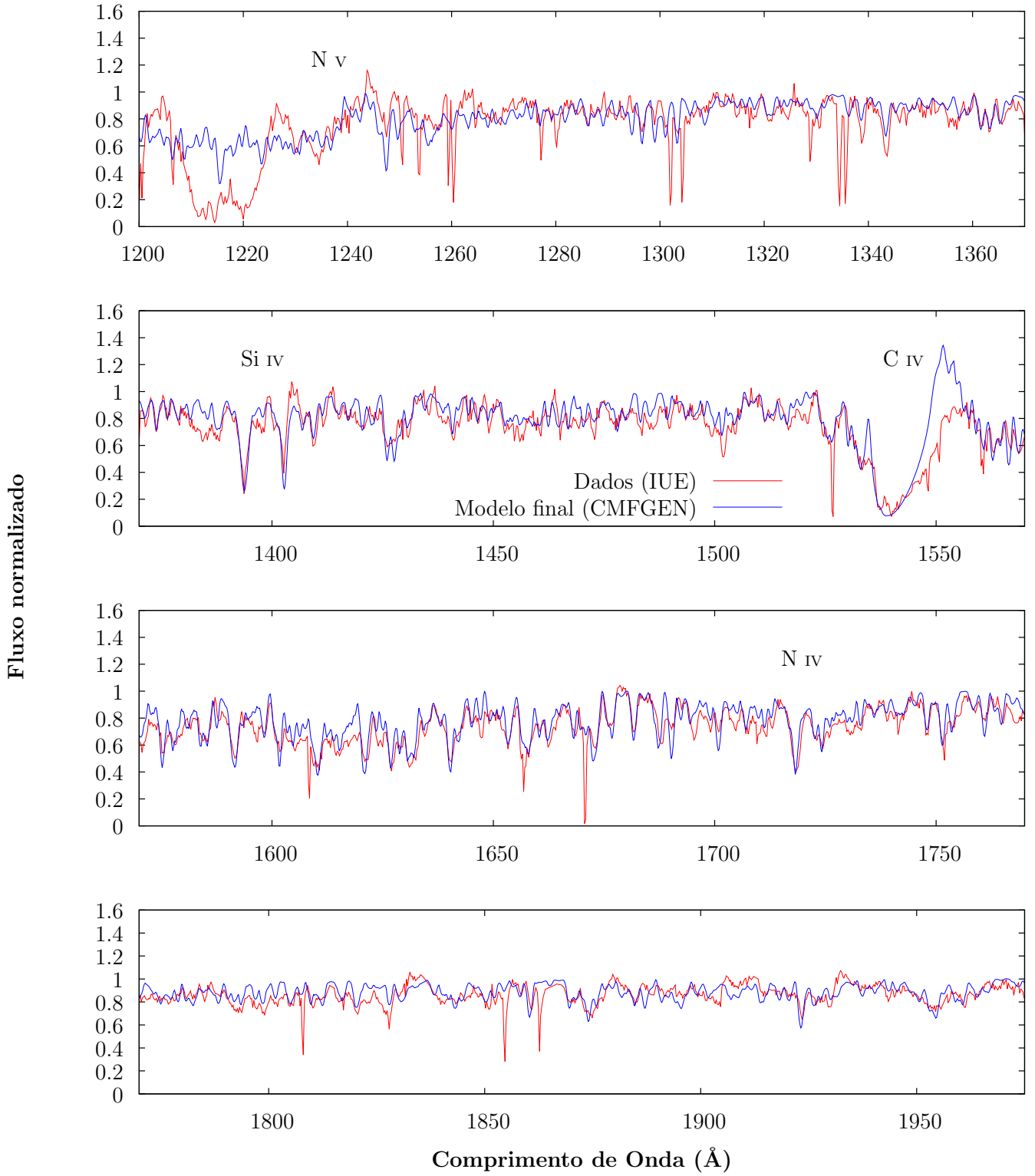


Figura 3.7: Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

**HD 156292:**  $T_{ef} = 30625$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100$  km/s,  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 1300$  km/s

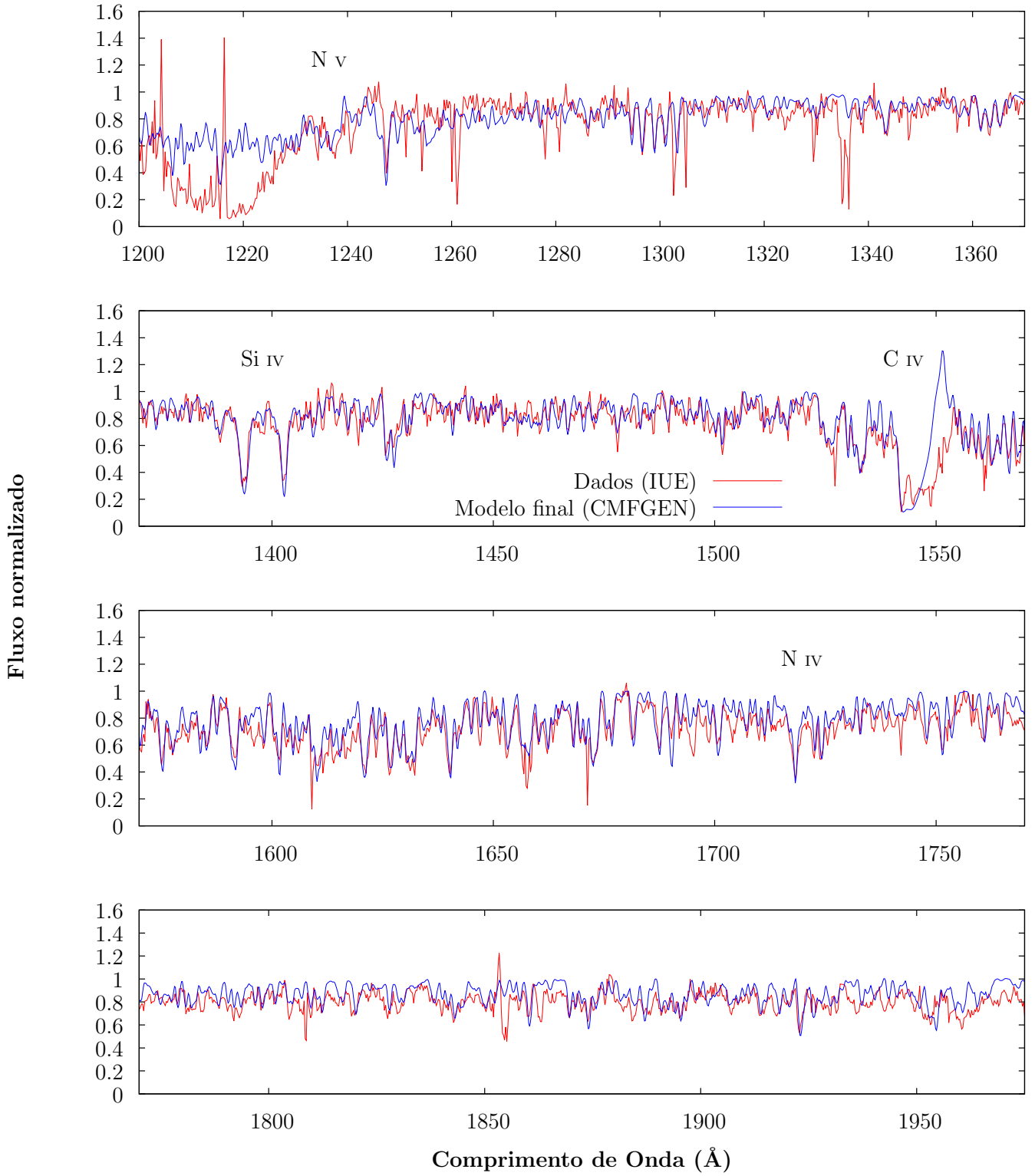


Figura 3.8: Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**.



**HD 218195:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 80$  km/s,  $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2000$  km/s.

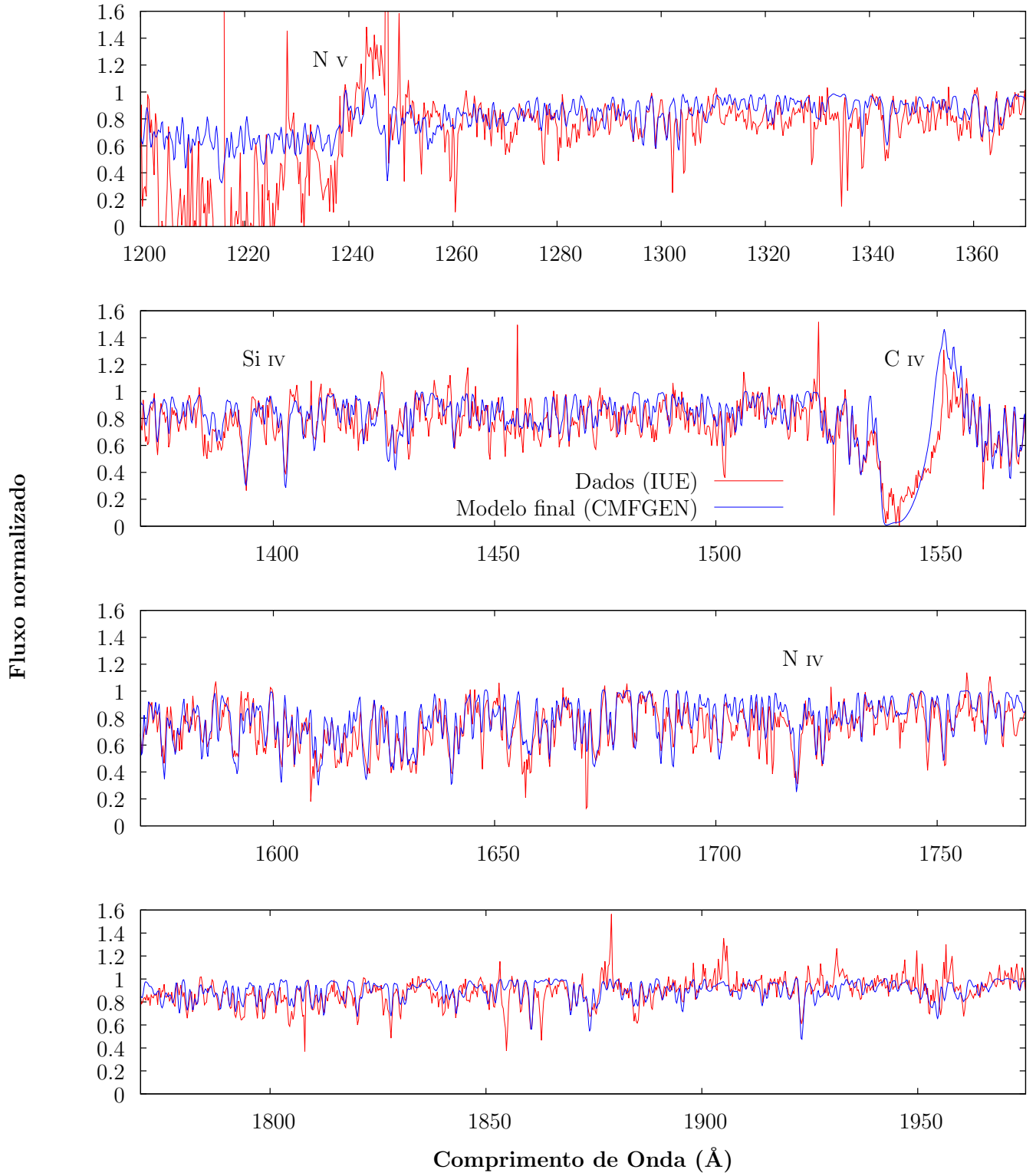


Figura 3.9: Idem à figura anterior, mas para **HD 218195**.

### 3.1.3 $T_{ef}$ – Óptico

**HD 105627**:  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 160$  km/s,  $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2100$  km/s.

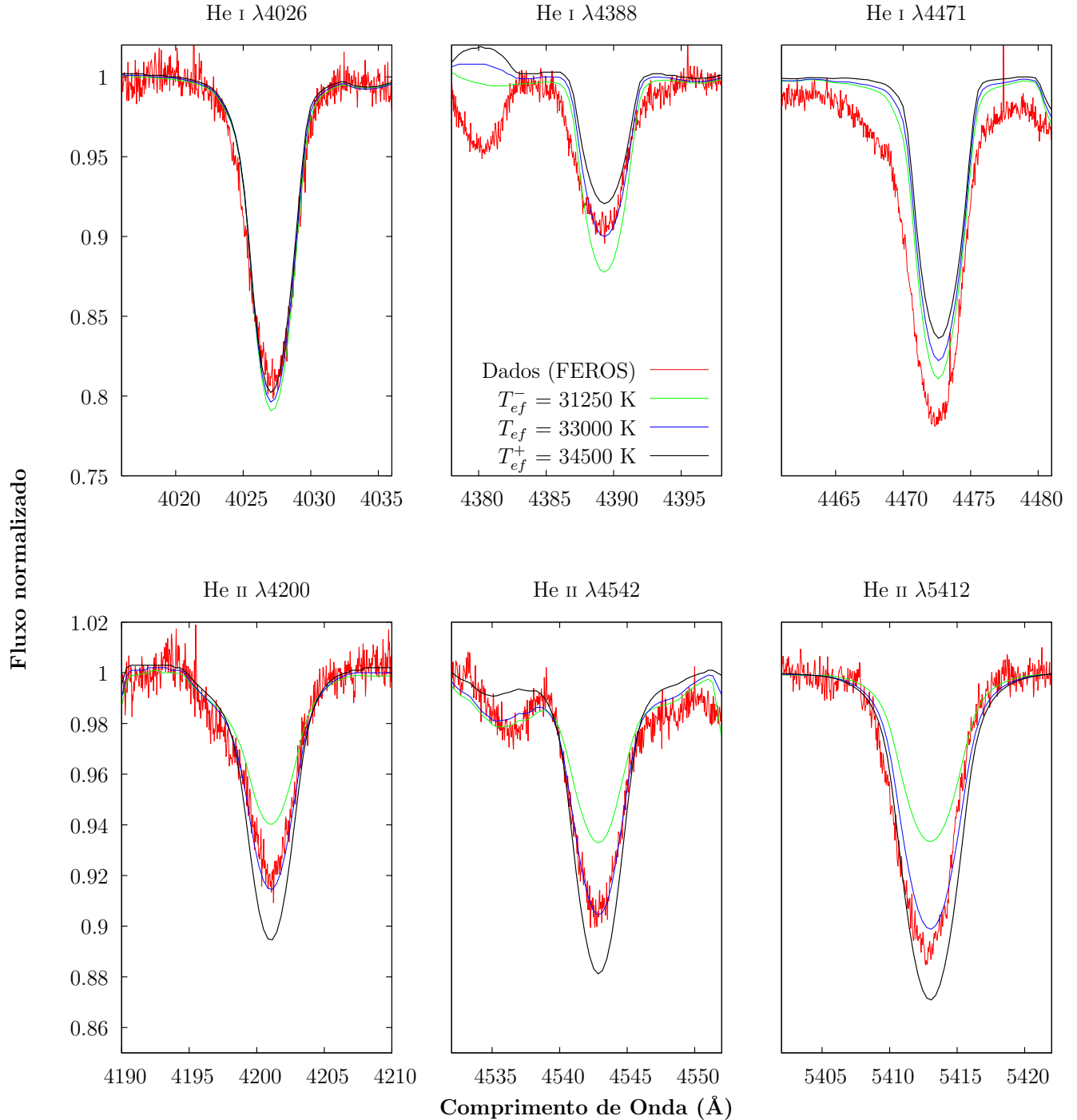


Figura 3.10: Eixos: Idem à figura anterior. Dados no óptico (FEROS) em linha vermelha, onde indicamos as linhas de He I e II. Três modelos com os parâmetros fixados conforme o título e nossa determinação para  $T_{ef}$  em linha azul. Neste caso, note que a linha de He I é a única discrepante. Determinações dos limites inferior ( $T_{ef}^-$ ) e superior ( $T_{ef}^+$ ) respectivamente em verde e preta para **HD 105627**.

**HD 115455:**  $\log(g) = 3.57$ ,  $v \sin i = 70$  km/s,  $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2300$  km/s.

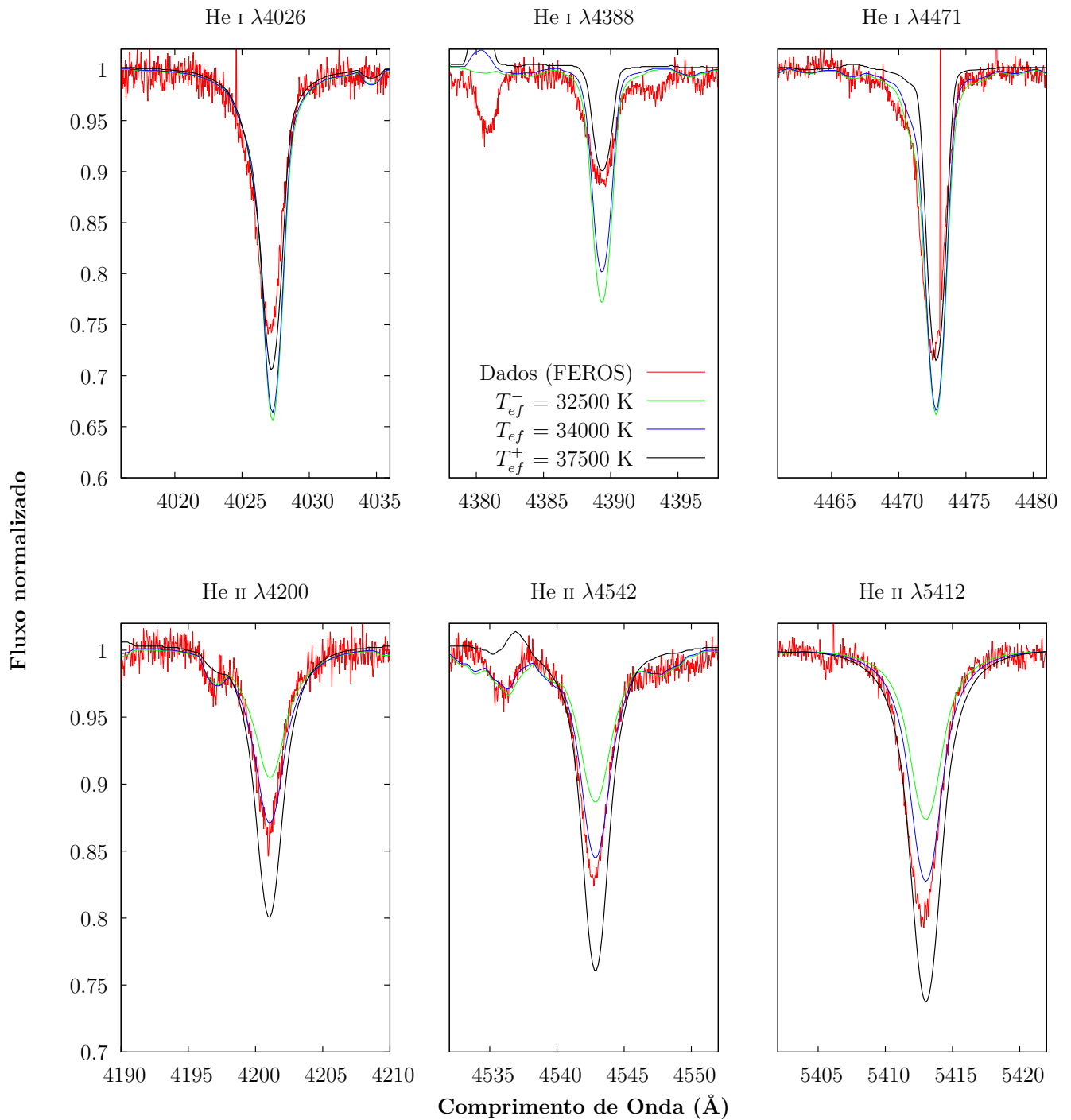


Figura 3.11: Eixos: idem à figura anterior, mas para **HD 115455**. Perceba que não encontramos acordo entre as linhas He I para determinação da temperatura efetiva.

**HD 153426:**  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 130$  km/s,  $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2400$  km/s.

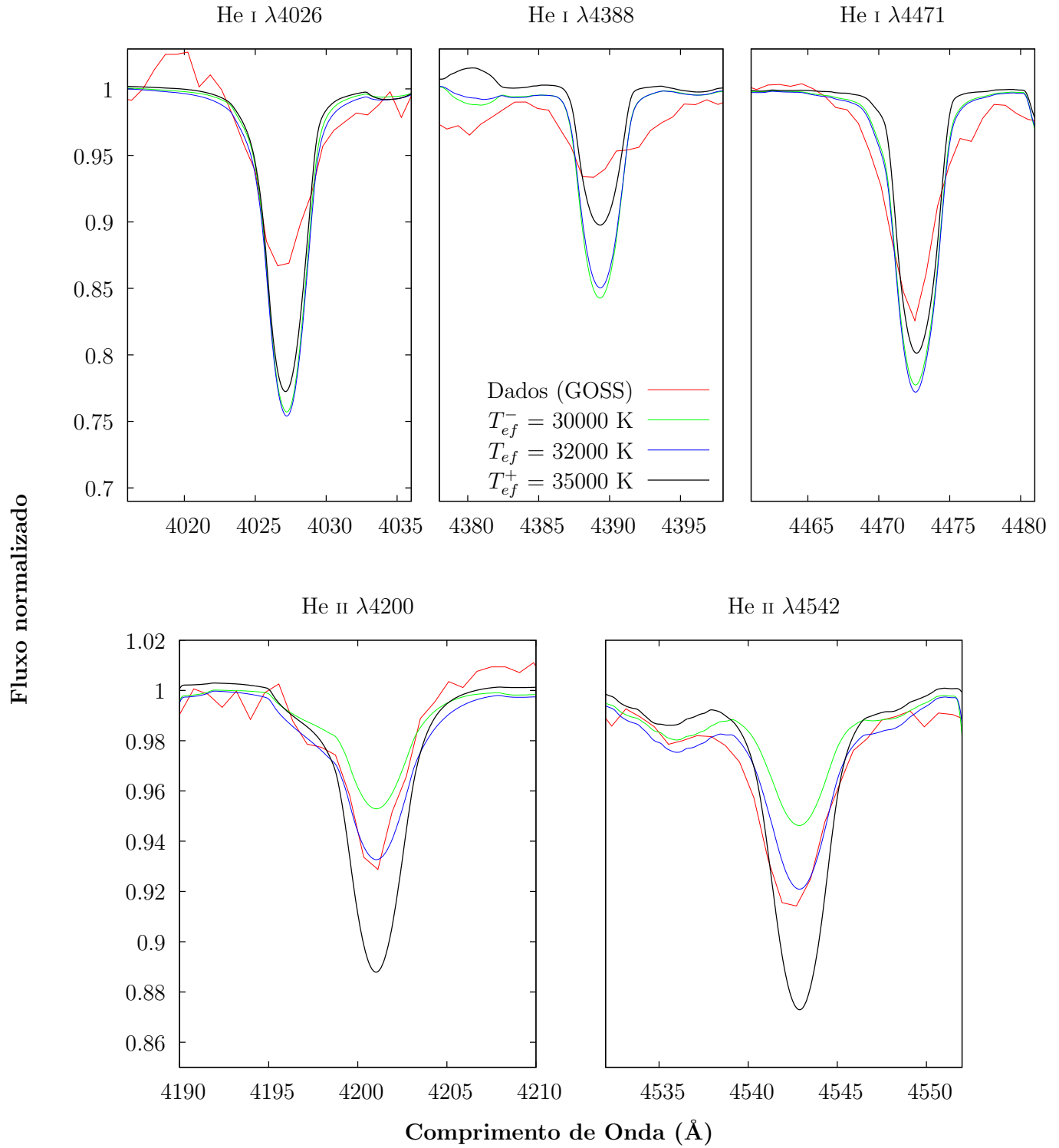


Figura 3.12: Descrição dos eixos e legendas, além da discussão: idem à figura anterior, mas para **HD 153426**. Tendo-se como exceção (para descrição das legendas) que neste caso usamos dados no óptico obtidos pelo levantamento *GOSS* (resolução intermediária).

**HD 218195:**  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 80$  km/s,  $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  e  $v_{\infty} = 2000$  km/s.

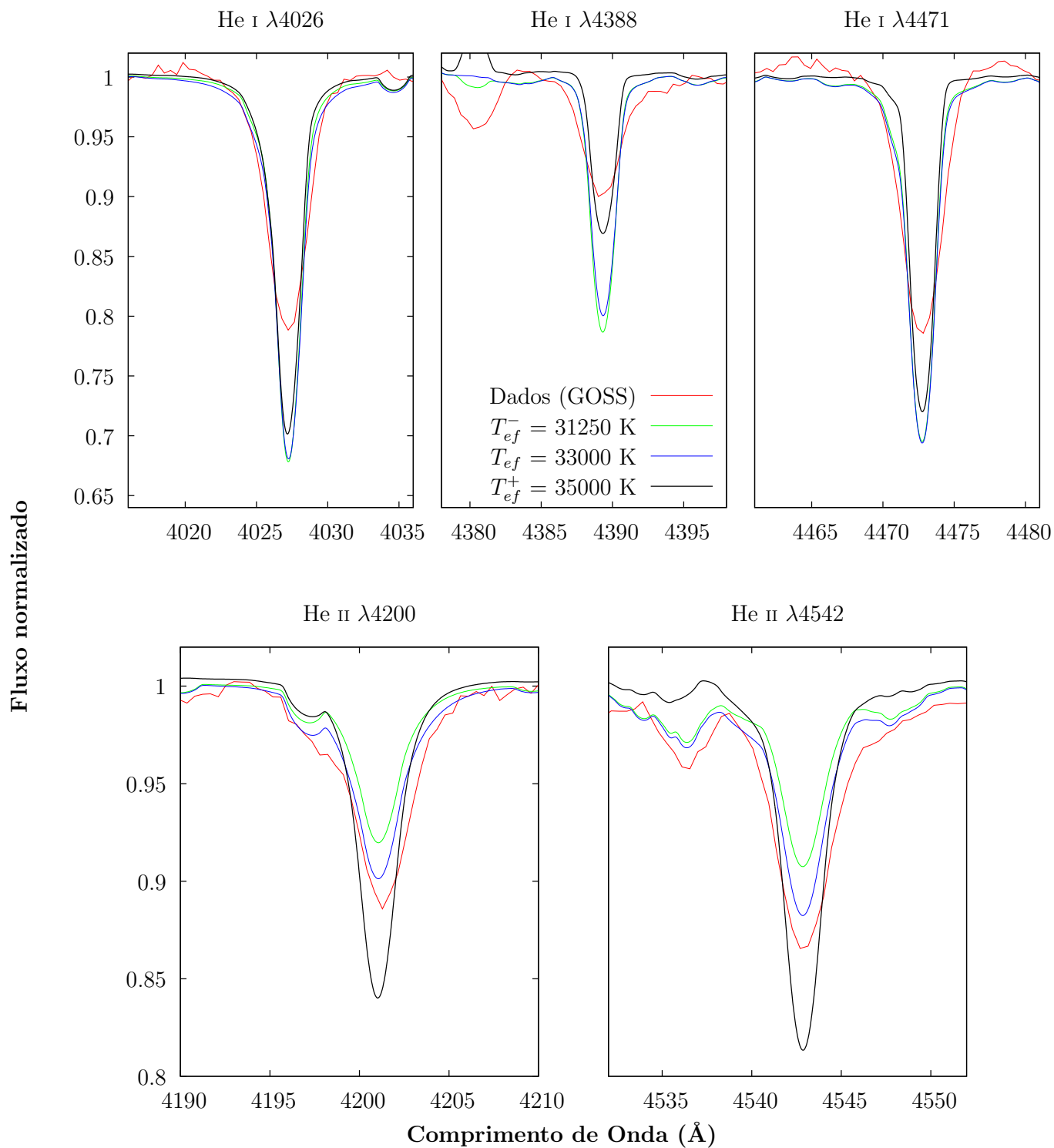


Figura 3.13: Descrição dos eixos e legendas, além da discussão: idem à figura anterior, mas para **HD 218195**.

## 3.2 Resumo dos resultados

Resumimos os parâmetros físicos de todas as estrelas nas tabelas 3.1 e 3.2, afim de fornecermos uma melhor visualização dos resultados obtidos. Neste resumo também estão os valores adotados para os parâmetros  $\log(L_\star/L_\odot)$  e  $\log(g)$  (assim como as barras de erro, que também foram adotadas). Também apresentamos nossas determinações para as barras de erro de  $R_\star$ ,  $M_\star$ ,  $v \sin i$ ,  $v_\infty$ ,  $\dot{M}$  e  $\log(D_{mom})$ .

Em virtude da importância central que possui a investigação dos parâmetros fundamentais do vento estelar neste trabalho, apresentamos nos apêndices A e B os modelos correspondentes a tais barras de erros determinadas para a  $\dot{M}$  e  $v_\infty$  para cada estrela da amostra.

Por questão de completeza, mostramos na tabela 3.2 os valores obtidos para o momento modificado do vento (em logaritmo, simbolizado por  $\log(D_{mom})$ ). Retornaremos em uma apresentação devidamente cuidadosa sobre tais resultados na seção 3.4.

Estrela	$\log(L_\star/L_\odot)$	$\log(g)$	$R_\star$ ( $R_\odot$ )	$M_\star$ ( $M_\odot$ )	$T_{ef}$ (K)
HD 24431	$5.17 \pm 0.20$	$3.50 \pm 0.10$	$11.9^{+3.1}_{-2.4}$	$16.3^{+9.5}_{-6.0}$	$33000 \pm 3000$
HD 36861	$5.30 \pm 0.20$	$3.60 \pm 0.10$	$13.4^{+3.5}_{-2.8}$	$26.1^{+15.3}_{-9.6}$	$33500^{+2500}_{-2250}$
HD 105627	$5.17 \pm 0.20$	$3.50 \pm 0.10$	$11.9^{+3.1}_{-2.4}$	$16.3^{+9.5}_{-6.0}$	$33000^{+1500}_{-1750}$
HD 115455	$5.30 \pm 0.20$	$3.57 \pm 0.10$	$13.0^{+3.4}_{-2.7}$	$22.9^{+13.4}_{-8.5}$	$34000^{+3500}_{-1500}$
HD 116852	$5.28 \pm 0.20$	$3.50 \pm 0.10$	$13.9^{+3.6}_{-2.9}$	$25.0^{+10.4}_{-10.9}$	$32500^{+2000}_{-2500}$
HD 135591	$5.16 \pm 0.20$	$3.75 \pm 0.10$	$10.4^{+2.8}_{-2.1}$	$22.2^{+13.3}_{-8.0}$	$35000 \pm 2500$
HD 153426	$5.24 \pm 0.20$	$3.55 \pm 0.10$	$13.7^{+3.5}_{-2.8}$	$24.3^{+14.2}_{-9.0}$	$32000 \pm 2000$
HD 156292	$5.12 \pm 0.20$	$3.50 \pm 0.10$	$13.0^{+3.4}_{-2.7}$	$19.6^{+11.5}_{-8.0}$	$30625^{+2375}_{-2625}$
HD 218195	$5.24 \pm 0.20$	$3.55 \pm 0.10$	$12.9^{+3.3}_{-2.6}$	$21.5^{+12.6}_{-7.9}$	$33000^{+2000}_{-1750}$

Tabela 3.1: Resumo para os parâmetros físicos –  $\log(L_\star/L_\odot)$ ,  $\log(g)$ ,  $R_\star$ ,  $M_\star$  e  $T_{ef}$ .

Estrela	$v \sin i$ (km/s)	$v_\infty$ (km/s)	$\dot{M}$ ( $M_\odot$ /ano)	$\log(D_{mom})$
HD 24431	$70 \pm 30$	$2300 \pm 300$	$2.5^{+7.5}_{-1.5} \times 10^{-9}$	$26.60^{+0.60}_{-0.40}$
HD 36861	$75 \pm 25$	$2000 \pm 200$	$2.5^{+3.5}_{-2.2} \times 10^{-8}$	$27.56^{+0.38}_{-0.92}$
HD 105627	$160 \pm 50$	$2100 \pm 300$	$4.0^{+16.0}_{-2.5} \times 10^{-9}$	$26.74^{+0.72}_{-0.40}$
HD 115455	$70^{+50}_{-30}$	$2300 \pm 300$	$5.0^{+10.0}_{-3.0} \times 10^{-9}$	$26.92^{+0.47}_{-0.40}$
HD 116852	$120 \pm 40$	$2100 \pm 300$	$6.0^{+19.0}_{-4.5} \times 10^{-8}$	$27.97^{+0.62}_{-0.60}$
HD 135591	$80 \pm 30$	$2100 \pm 300$	$2.0^{+6.0}_{-1.85} \times 10^{-8}$	$27.43^{+0.60}_{-1.12}$
HD 153426	$130 \pm 40$	$2400 \pm 300$	$4.5^{+10.5}_{-2.5} \times 10^{-9}$	$26.90^{+0.52}_{-0.35}$
HD 156292	$100 \pm 25$	$1300 \pm 200$	$1.5^{+4.0}_{-0.75} \times 10^{-9}$	$26.15^{+0.56}_{-0.48}$
HD 218195	$80 \pm 40$	$2000 \pm 200$	$1.0^{+2.5}_{-0.75} \times 10^{-8}$	$27.16^{+0.52}_{-0.61}$

Tabela 3.2: Resumo para os parâmetros físicos –  $v \sin i$ ,  $v_\infty$ ,  $\dot{M}$  e  $\log(D_{mom})$ .

### 3.3 Lei $\beta$

Após obtermos os parâmetros físicos fundamentais do vento estelar –  $\dot{M}$  e  $v_\infty$  - analisamos a estrutura de velocidade do vento (pela chamada lei beta de velocidade) com a finalidade de buscarmos melhorar a qualidade dos ajustes finais do perfil  $P$ -Cygni de C iv  $\lambda\lambda$  1548,1551, especialmente quanto à modelagem da parte em emissão de tal perfil, onde nossos modelos apresentam para toda a amostra tal parte mais intensa quando confrontados com os dados observacionais.

Lembramos aqui da *equação de continuidade de massa* do vento:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (3.1)$$

Onde  $\dot{M}$  é uma constante em função da variável  $r$  (e também do tempo).

Assim, temos para a estrutura de densidade:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^2 v(r)} \quad (3.2)$$

E também recordando-se da chamada lei beta de velocidade:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta \quad (3.3)$$

Concluimos então que:

$$\rho(r) \propto (r^2(1 - \frac{R_\star}{r})^\beta)^{-1} \quad (3.4)$$

Em decorrência do termo  $(1 - \frac{R_\star}{r})^\beta$  possuir um valor sempre menor que a unidade, percebemos que  $\rho$  é inversamente proporcional ao valor do parâmetro  $\beta$ , ou seja, quanto maior for o valor para  $\beta$  menor será, ponto a ponto, a densidade do vento estelar. Desta forma exploramos analisar valores para o parâmetro livre  $\beta$  menores do que inicialmente adotamos em nossa metodologia ( $\beta = 1.0$ ), buscando-se assim diminuir as intensidades<sup>1</sup> dos perfis sintéticos de C IV (modelagem) para tentarmos reproduzir melhores perfis observados.

Mostramos os resultados para análise da lei beta nas figuras 3.14, 3.15 e 3.16. Nestas figuras nos referimos à “Modelo Final” como o modelo correspondente aos parâmetros apresentados na subseção 3.1.2.

Nas tabelas 3.3 e 3.4 apresentamos os valores de  $\beta$  para os quais nós conseguimos obter uma melhora no ajuste da parte emissão do perfil de C IV  $\lambda\lambda$  1548,1551, em confrontação com os resultados obtidos por modelos onde adotamos  $\beta = 1.0$  que foram expostos na seção anterior. Também incluímos as barras de erro para  $\beta$ , onde adotamos, de forma explicitamente *conservadora*, nosso valor canônico de  $\beta = 1.0$  como o limite superior para a obtenção do parâmetro  $\beta$ . Lembramos, pelo Capítulo 2, que devido a dificuldades computacionais para convergência de modelos com  $\beta \approx 0.3$ , não obtivemos valores para os limites inferiores deste parâmetro.

Estrela	HD 24431	HD 36861	HD 105627	HD 115455	HD 116852
$\beta$	$0.35^{+0.65}$	$0.30^{+0.70}$	$0.35^{+0.65}$	$0.35^{+0.65}$	$0.30^{+0.70}$

Tabela 3.3: Análise da lei beta de velocidade – estrelas HD 24431, 36861, 105627, 115455 e 116852.

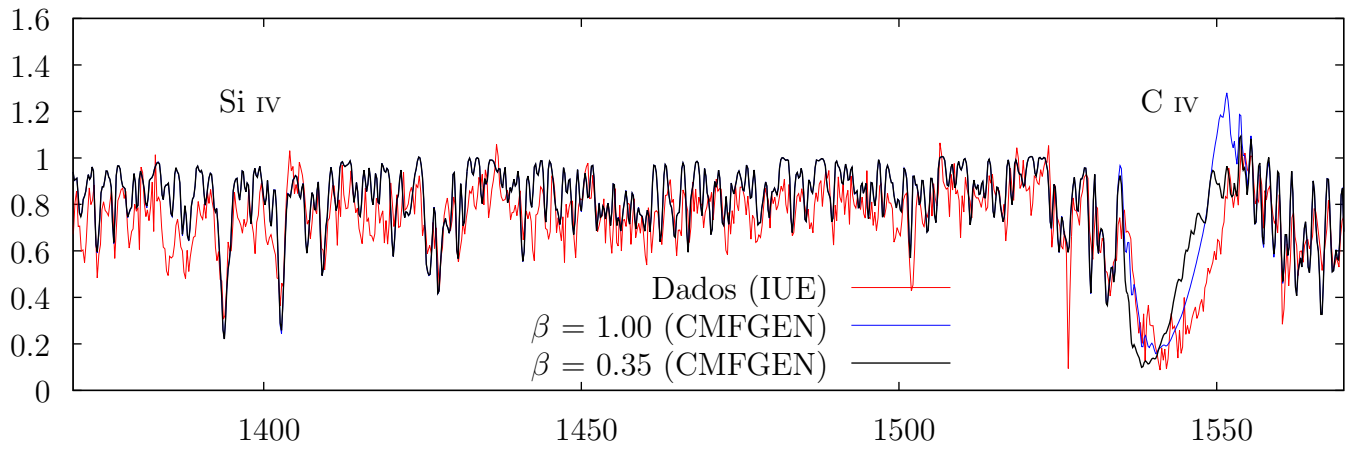
---

<sup>1</sup>A intensidade de um perfil  $P - Cygni \propto \rho$ , pois (de uma forma qualitativa) sendo a densidade maior, ponto a ponto, isto implica em uma maior taxa de variação da quantidade de matéria do vento em função do volume. Assim, um determinado volume “V” irá conter uma quantidade maior de massa, conseqüentemente, existe uma quantidade maior de matéria disponível no vento para que possam ocorrer processos de interação radiação-matéria.

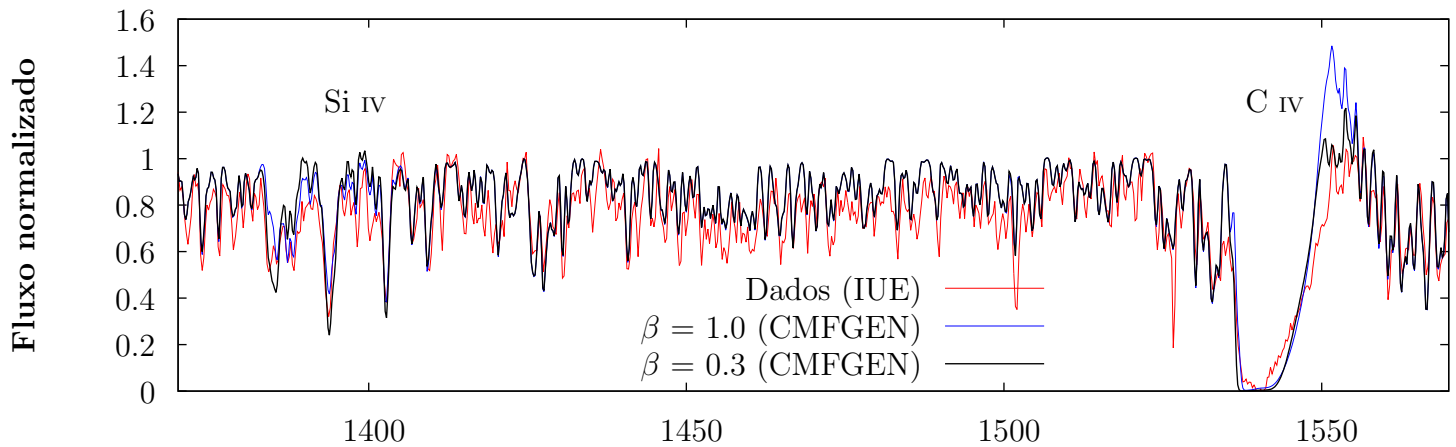


## Modelos Finais – Lei $\beta$

### HD 24431



### HD 36861



### HD 105627

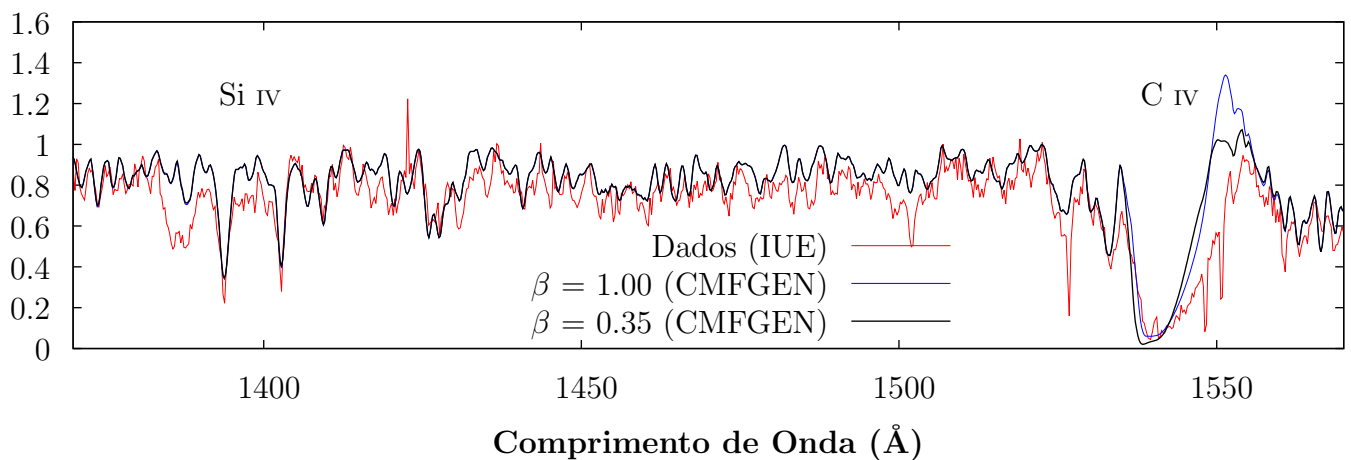
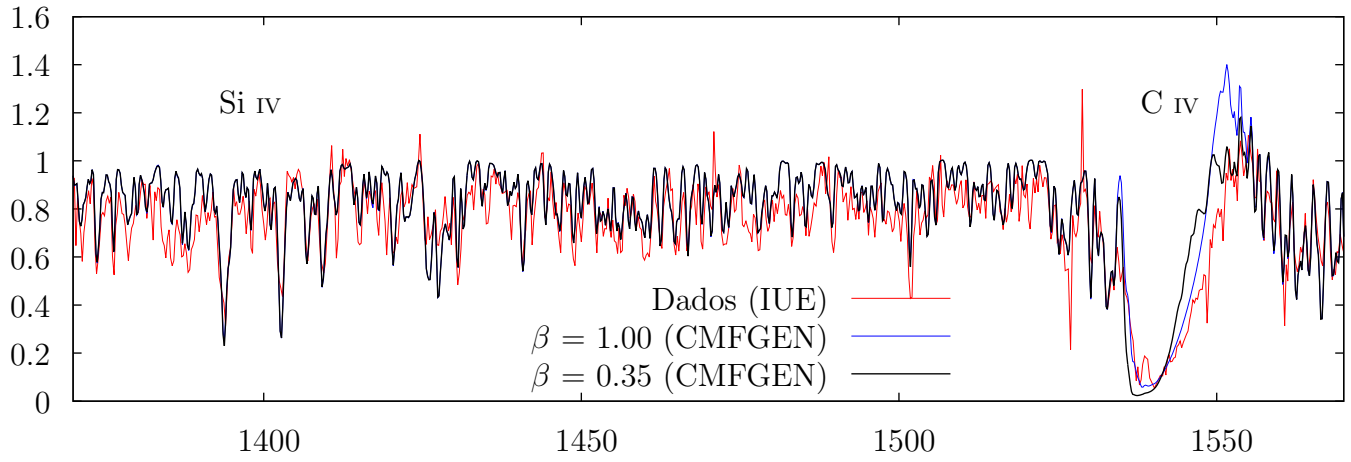


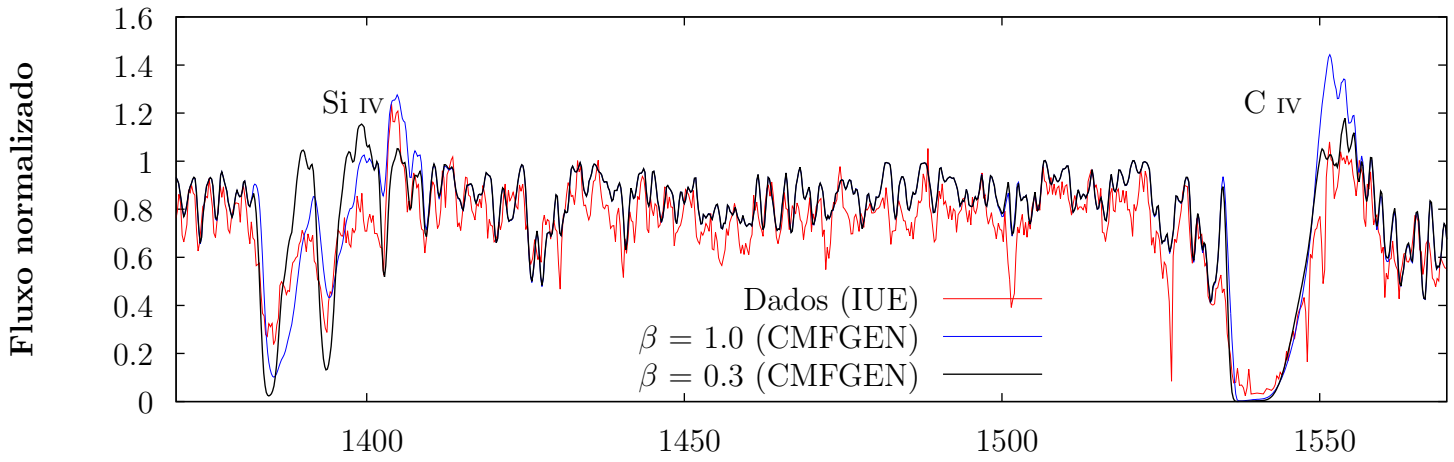
Figura 3.14: Eixos: Idem à figura anterior. Dados em linha vermelha, modelos com  $\beta = 1.0$  em linha azul. Modelos com  $\beta = 0.35$ ,  $0.30$  e  $0.35$  em linha preta, nessa ordem, para **HD 24431**, **HD 36861** e **HD 105627**.

Modelos Finais – Lei  $\beta$

HD 115455



HD 116852



HD 135591

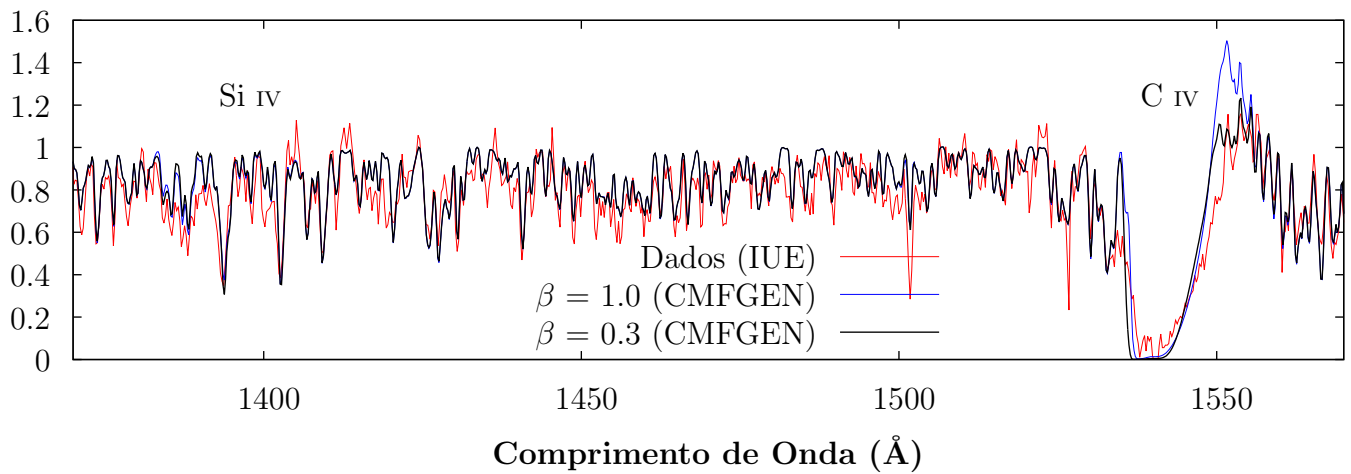
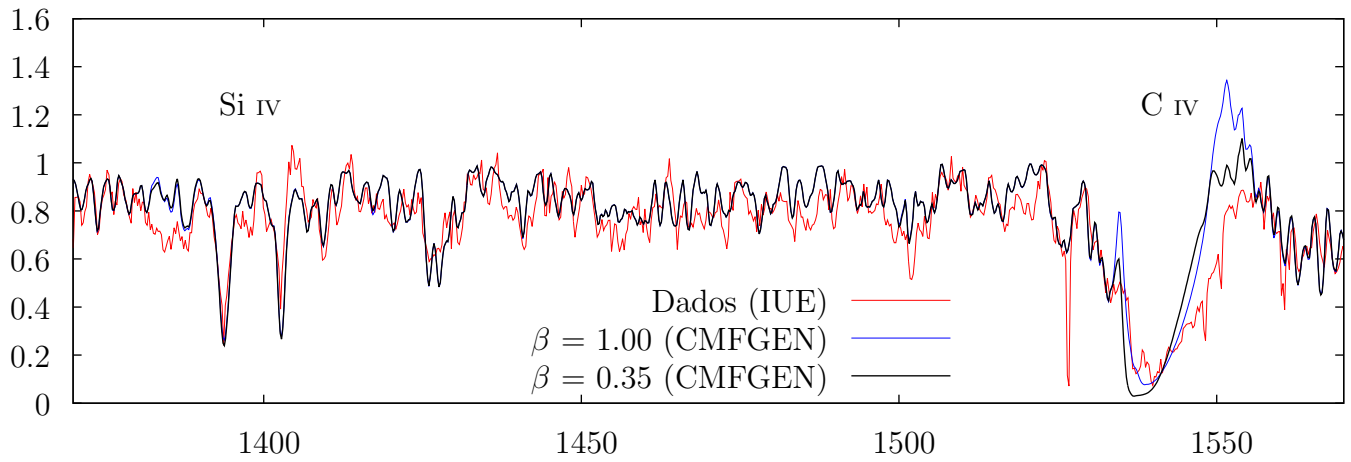


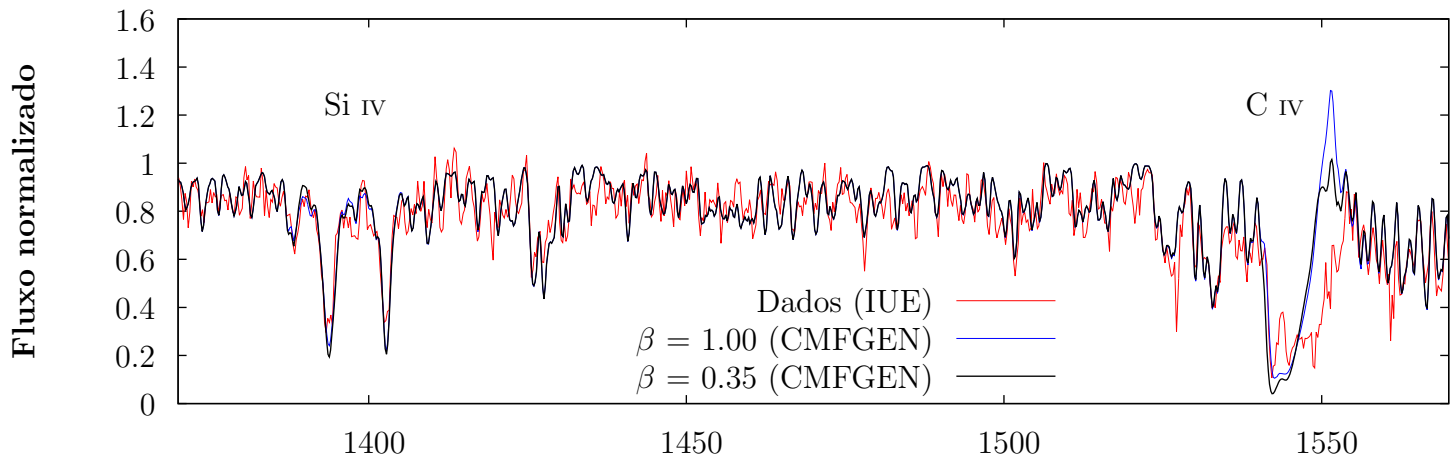
Figura 3.15: Eixos: Idem à figura anterior. Dados em linha vermelha, modelos com  $\beta = 1.0$  em linha azul. Modelos com  $\beta = 0.35$ ,  $0.30$  e  $0.30$  em linha preta, nessa ordem, para **HD 115455**, **HD 116852** e **HD 135591**.

### Modelos Finais – Lei $\beta$

#### HD 153426



#### HD 156292



#### HD 218195

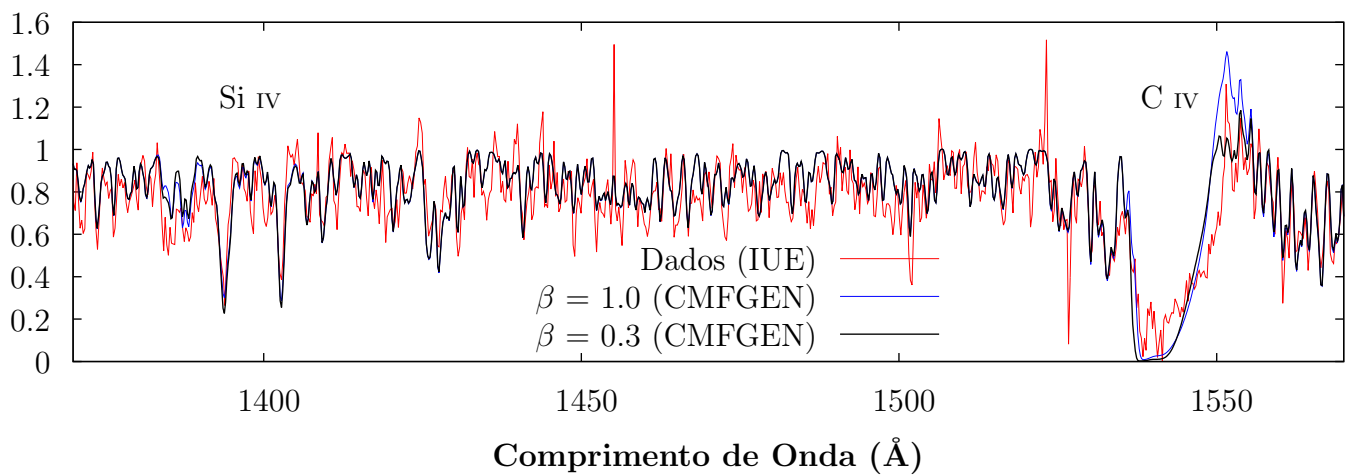


Figura 3.16: Eixos: Idem à figura anterior. Dados em linha vermelha, modelos com  $\beta = 1.0$  em linha azul. Modelos com  $\beta = 0.30, 0.35$  e  $0.50$  em linha preta, nessa ordem, para **HD 153426**, **HD 156292** e **HD 218195**.

Estrela	HD 135591	HD 153426	HD 156292	HD 218195
$\beta$	$0.35^{+0.15}$	$0.30^{+0.70}$	$0.35^{+0.65}$	$0.30^{+0.70}$

Tabela 3.4: Análise da lei beta de velocidade – estrelas HD 135591, 153426, 156292 e 218195.

### 3.4 Diagrama Momento do Vento Modificado versus Luminosidade

Após finalizarmos a investigação das propriedades físicas fotosféricas e do vento estelar, construímos o chamado diagrama do momento modificado do vento versus luminosidade estelar.

Obtemos o momento do vento para cada estrela através da determinação dos parâmetros  $\dot{M}$ ,  $v_\infty$  e  $R_\star$ . Lembrando-se que tal grandeza, que exprime uma quantificação da intensidade do vento estelar, é definida como:

$$D_{mom} = \dot{M}v_\infty\sqrt{R_\star} \quad (3.5)$$

Pelo trabalho de Kudritzki et al. (1995), onde denomina-se  $D_{mom} \equiv$  momento modificado do vento.

De acordo com a discussão apresentada no Capítulo 1, procuramos compreender se existem evidências do chamado *problema dos ventos fracos* para as estrelas de nossa amostra. Dentro deste contexto, buscamos encontrar uma relação empírica entre o momento do vento e a luminosidade, a partir dos resultados obtidos por este trabalho para os parâmetros físicos de gigantes O do tipo tardio, em conjunto com resultados publicados na literatura para estrelas anãs O.

Mostramos os resultados obtidos para  $D_{mom}$  ( $\log(D_{mom})$ ) na tabela 3.5, com suas respectivas barras de erro, assim como, comparamos nossos resultados com as previsões teóricas (denotadas por  $\log(D_{mom})_{Vink}$ ) para o momento do vento em função da luminosidade estelar obtidas por Vink et al. (2000).

Recordamos, pela discussão no Capítulo 2, que os valores obtidos para  $D_{mom}$  foram calculados considerando-se taxas de perda de massa sem *clumping*, isto é,  $f_\infty = 1.0$ . A partir de nossos resultados para perda de massa  $\dot{M}$ , onde temos  $f_\infty = 0.1$ , calculamos

Estrela	$\log(L_*/L_\odot)$	$\log(D_{mom})$	$\log(D_{mom})_{Vink}$
HD 21431	$5.17 \pm 0.20$	$26.60^{+0.60}_{-0.40}$	$28.12^{+0.49}_{-0.49}$
HD 36861	$5.30 \pm 0.20$	$27.56^{+0.38}_{-0.92}$	$28.36^{+0.49}_{-0.49}$
HD 105627	$5.17 \pm 0.20$	$26.74^{+0.72}_{-0.40}$	$28.12^{+0.49}_{-0.49}$
HD 115455	$5.30 \pm 0.20$	$26.92^{+0.47}_{-0.40}$	$28.36^{+0.49}_{-0.49}$
HD 116852	$5.28 \pm 0.20$	$27.97^{+0.62}_{-0.60}$	$28.32^{+0.49}_{-0.49}$
HD 135591	$5.16 \pm 0.20$	$27.43^{+0.60}_{-1.12}$	$28.10^{+0.49}_{-0.49}$
HD 153426	$5.24 \pm 0.20$	$26.90^{+0.52}_{-0.35}$	$28.25^{+0.49}_{-0.49}$
HD 156292	$5.12 \pm 0.20$	$26.15^{+0.56}_{-0.48}$	$28.03^{+0.49}_{-0.49}$
HD 218195	$5.24 \pm 0.20$	$27.16^{+0.52}_{-0.61}$	$28.25^{+0.49}_{-0.49}$

Tabela 3.5: Resultados de  $D_{mom}$  (em logaritmo) e comparação com as previsões teóricas para cada estrela da amostra com seus valores de luminosidade.

$D_{mom}$  (e suas barras de erros) através de  $\frac{\dot{M}}{\sqrt{f_\infty=0.1}}$ .

Na figura 3.17, apresentamos o diagrama de  $\log(D_{mom})$  versus  $\log(L_*/L_\odot)$  para estrelas na Galáxia. Neste diagrama, pontos em vermelhos são os nossos resultados para a análise de gigantes O. Em preto mostramos resultados para supergigantes O obtidos, exclusivamente via óptico, por modelos de atmosferas criados pelo código FASTWIND (Puls et al. 2005) e publicados<sup>2</sup> no trabalho de Mokiem et al. (2007). Em azul, resultados para anãs O, encontrados por Martins et al. (2005b) e Marcolino et al. (2009) através da análise (no óptico e ultravioleta) de modelos computados pelo CMFGEN.

Mostramos, em linha sólida preta, o gráfico teórico da relação momento modificado do vento – luminosidade (WLR - *modified wind momentum – luminosity relation*) obtida por Vink et al. (2000). Em linha vermelha, apresentamos o nosso resultado “empírico” quanto à WLR, sendo esta descrita pela reta na equação 3.6. Vemos os coeficientes obtidos por Vink et al. (2000) para a WLR na equação 3.7.

$$\log(D_{mom}) = 3.797(\pm 0.660) \log(L_*/L_\odot) + 7.181(\pm 3.416) \quad (3.6)$$

$$\log(D_{mom})_{Vink} = 1.826(\pm 0.044) \log(L_*/L_\odot) + 18.680(\pm 0.260) \quad (3.7)$$

<sup>2</sup>Compilação de resultados para estrelas OB *early type* publicados nos trabalhos de Crowther et al. (2006), Mokiem et al. (2005) e Repolust et al. (2004)

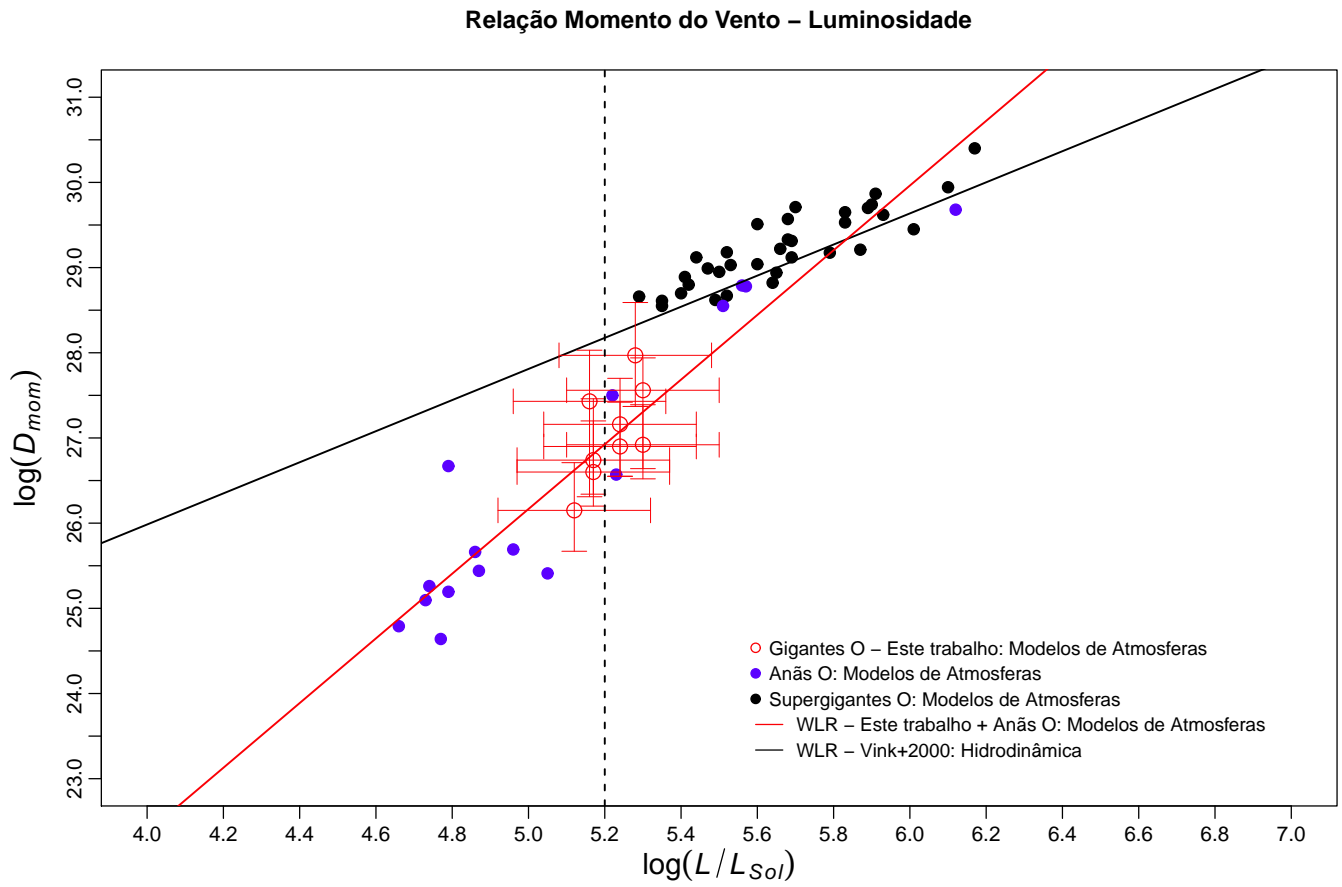


Figura 3.17: Eixo vertical: logaritmo do momento modificado do vento. Eixo horizontal: logaritmo da luminosidade em função da luminosidade solar. Diagrama momento do vento estelar versus luminosidade estelar (análise de anãs + gigantes + supergigantes O).

Para efeito de uma melhor comparação, mostramos na figura 3.18 o diagrama de  $\log(D_{mom})$  versus  $\log(L_*/L_\odot)$  somente para as estrelas de nossa amostra, onde expomos nossos resultados juntamente com a previsão teórica citada anteriormente.

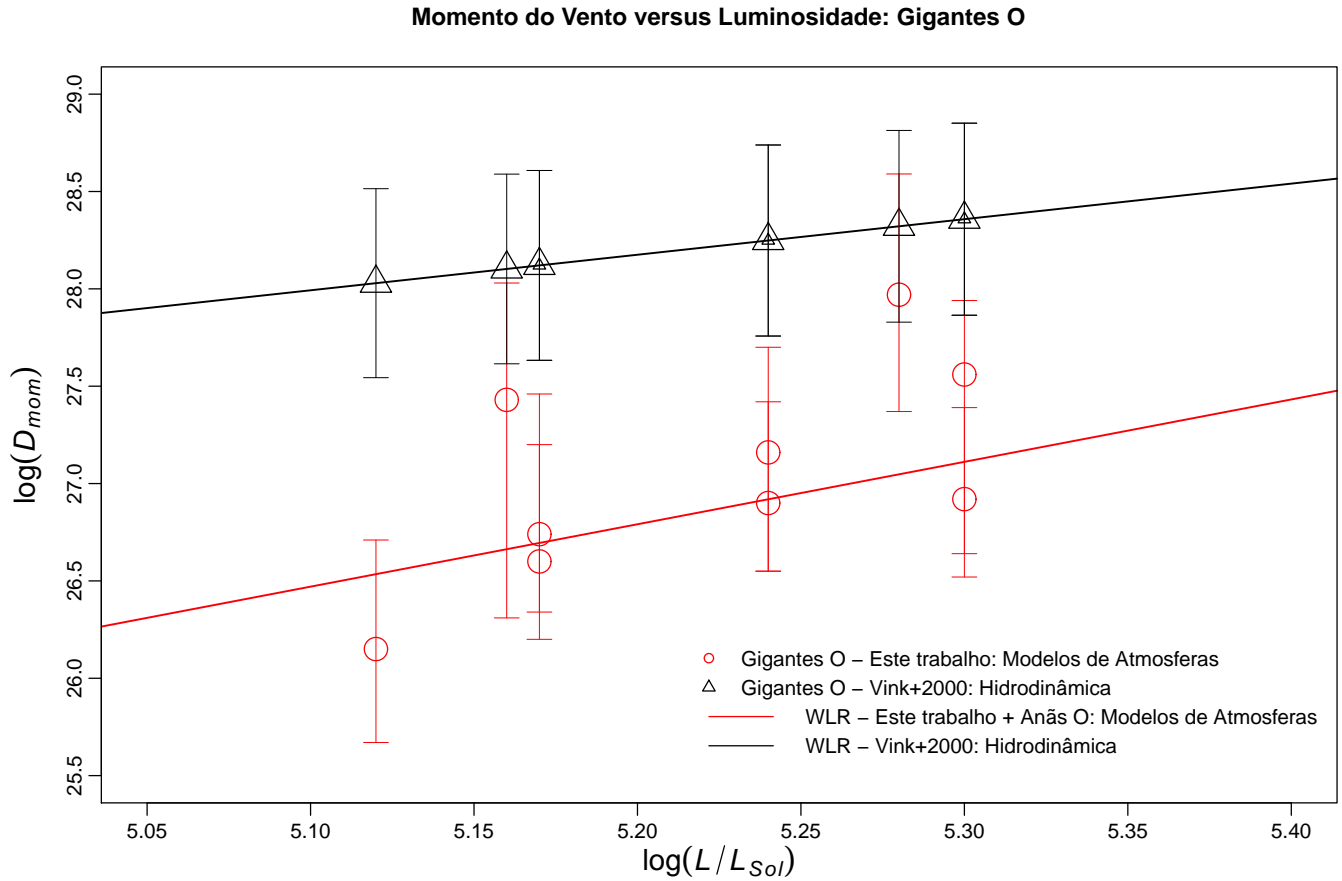


Figura 3.18: Eixo vertical: logaritmo do momento modificado do vento. Eixo horizontal: logaritmo da luminosidade em função da luminosidade solar. Círculos vermelhos correspondem aos resultados de nosso trabalho e triângulos pretos à previsão de Vink et al. (2000). Pelo fato de existirem três estrelas da amostra com mesmo valor de luminosidade (adotado conforme a metodologia), também foram utilizados triângulos menores ao tamanho padrão das figuras no diagrama.

# Capítulo 4

## Discussão, conclusões & perspectivas

Neste capítulo primeiramente discutimos os resultados previamente expostos. Em seguida, apresentaremos as principais conclusões e perspectivas de nosso trabalho.

### 4.1 Discussão dos Resultados

#### 4.1.1 Modelagem – Ultravioleta & Óptico

Conseguimos reproduzir o espectro ultravioleta de uma amostra de estrelas O gigantes (O7-O9.5III), através do uso de modelos sofisticados de atmosferas<sup>1</sup>. Apesar de obtermos bons ajustes à floresta do Ferro e às principais linhas-diagnóstico do vento – se comparados aos outros trabalhos na literatura de atmosferas de estrelas O (e.g., Martins et al. 2004; Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009)– algumas discrepâncias foram encontradas. Por exemplo, ressaltamos a região próxima à 1200Å (veja figura 3.1 até 3.9).

Nesta região temos forte contaminação do meio interestelar e em geral uma considerável diminuição no nível sinal-ruído nos espectros *IUE*. Verificamos ainda um excesso de emissão na linha teórica do C IV quando sua parte em absorção é bem reproduzida (veja figura 3.14 até 3.16). Este fato é amenizado com o uso de uma diferente estrutura de velocidade (conforme discussão posterior), embora ainda mereça um estudo mais aprofundado.

Em geral, obtivemos um ajuste pobre à linha N V  $\lambda$ 1240, apesar de conseguirmos modelar razoavelmente a linha de N IV  $\lambda$ 1718 (veja novamente figura 3.1 até 3.9). Lembramos que nossa análise pauta-se em modelos quimicamente homogêneos, onde adotamos a abundância química solar padrão (c.f., Grevesse et al. 2010), então não possuíamos a expectativa de conseguirmos bons ajustes para tais linhas dentro da metodologia deli-

---

<sup>1</sup>Em expansão, na situação não-ETL (código CMFGEN).



neada. Chegamos a investigar acerca da abundância relativa de N para poucas estrelas da amostra (HD 135591 e HD 36681). Na figura 4.1 mostramos a qualidade do ajuste à linha de N v, para um valor de N/H maior que a abundância solar. Desta forma sugerimos que tais objetos possuem uma abundância de N maior que o valor solar padrão. Além disso, modelos evolutivos recentes que incluem os efeitos da rotação estelar mostram que a razão N/C aumenta com o passar do tempo (c.f., Maeder & Meynet 2000; Langer 2012). Sendo as gigantes relativamente evoluídas comparadas as estrelas O anãs, é bem possível que um aumento da abundância de Nitrogênio melhore a qualidade dos ajustes para a linha de N v. Isto será investigado de forma sistemática em nossa amostra na sequência deste trabalho.

Recordando nossa discussão sobre incluirmos raios-X em nossos modelos, fomos motivados a delinear esta metodologia em acordo com resultados obtidos para a análise de estrelas O no contexto do *problema dos ventos fracos* (e.g., Marcolino et al. 2009), que enfatizam a importância de incluirmos na modelagem os processos de ionização por efeito Auger via tais fótons altamente energéticos, para assim conseguirmos reproduzir as linhas no ultravioleta de anãs do tipo tardio. Entretanto, a nossa preocupação quanto à inclusão de raios-X não aparentou ser tão crucial até o atual estágio deste trabalho. Apresentamos os nossos modelos finais (em linha azul) para as estrelas HD 156292 e HD 116852 nas figuras 4.2 e 4.3. Ambas são “tardias”<sup>2</sup>, mas são casos limite da amostra quanto à perda de massa obtida –  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$  para HD 156292 e  $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  para HD 116852 – e conseqüentemente quanto à estrutura de densidade do vento estelar. Mostramos comparações com os correspondentes modelos finais, sem incluirmos raios-X (em linha vermelha) e notamos discrepâncias significativas quanto à linha de N v  $\lambda 1240$  (o que certamente é relevante para desenvolvermos um estudo sistemático da abundância de N/H). Mas frisamos que não percebemos um efeito relevante para as nossas principais linhas-diagnóstico (Si IV e C IV) dos parâmetros do vento. Desta forma, poderíamos analisar nossa amostra de gigantes O a partir de modelos com  $\log(L_X/L_{\text{BOL}} = -7.00 \pm 0.01$  ou sem raios-X, que derivaríamos os mesmos parâmetros fundamentais do vento (considerando-se as típicas barras de erro obtidas).

Com relação aos espectros no óptico, encontramos em geral dificuldades relacionadas ao ajuste das linha de He I. Não conseguimos determinar valores (nominais e/ou barras de erro) para temperatura efetiva onde conseguíssemos ajustar de forma si-

---

<sup>2</sup>Isto é, são do tipo tardio

multânea tais linhas. Assim como, não conseguimos ajustes simultâneos para He I e He II. No entanto, conseguimos nos basear nas linhas do He II para a análise da temperatura efetiva, conforme vemos nas figuras 3.10 até 3.13. Recordarmos novamente que além de analisarmos a temperatura efetiva no óptico, sempre comparamos tais resultados com nossas determinações pelo ultravioleta. Percebemos que conseguimos um bom acordo entre tais regiões quanto à determinação de tal parâmetro, observando-se nossos ajustes às linhas de Fe III-IV-V e He II para HD 105627, HD 115455, HD 153426 e HD 218195. Este problema relacionado as linhas de He I será investigado em maior detalhe na continuação do presente projeto.

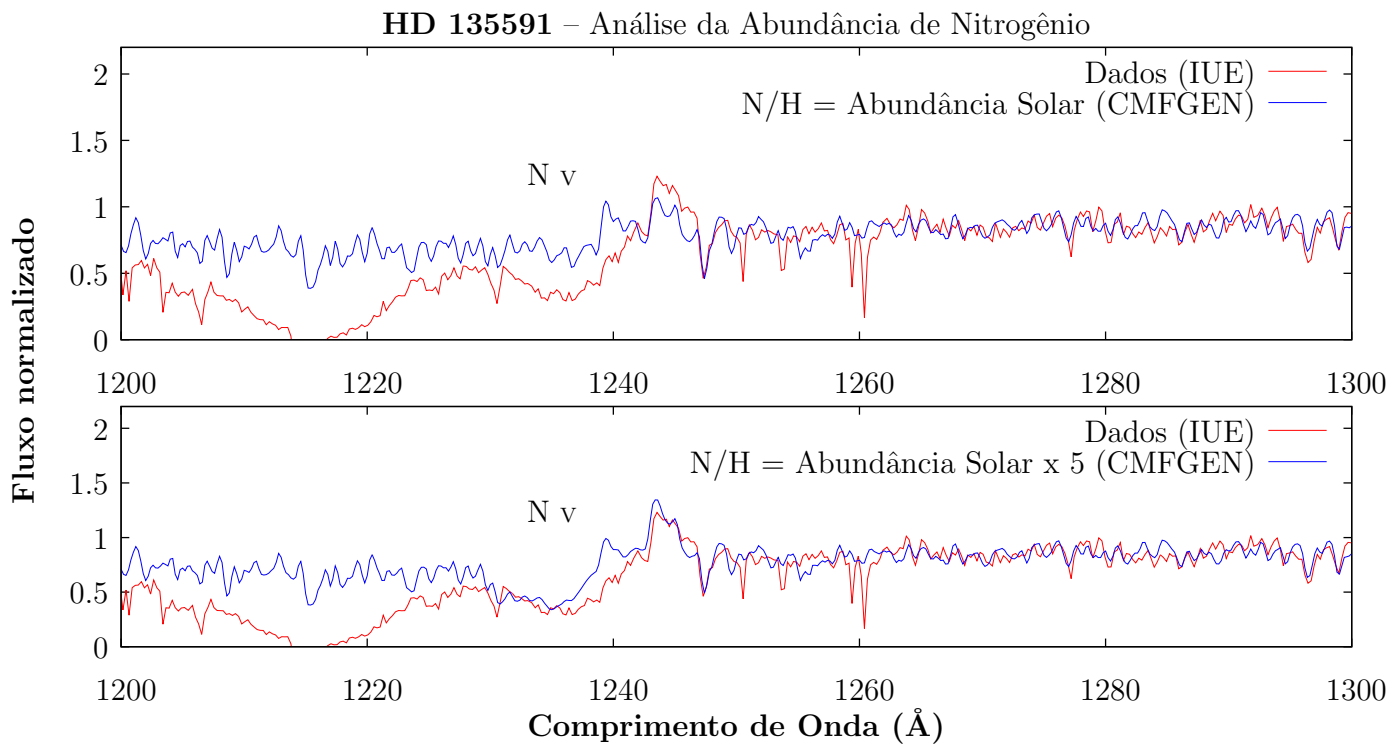


Figura 4.1: Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Dados no ultravioleta (*IUE*) em linha vermelha. Modelo final para **HD 135591** em linha azul para  $N/H$  solar padrão =  $6.76 \times 10^{-5}$  (Grevesse et al. 2010) e  $N/H = 3.40 \times 10^{-4}$  (maior que a solar padrão por um fator 5).

HD 156292: Modelo Final (CMFGEN).

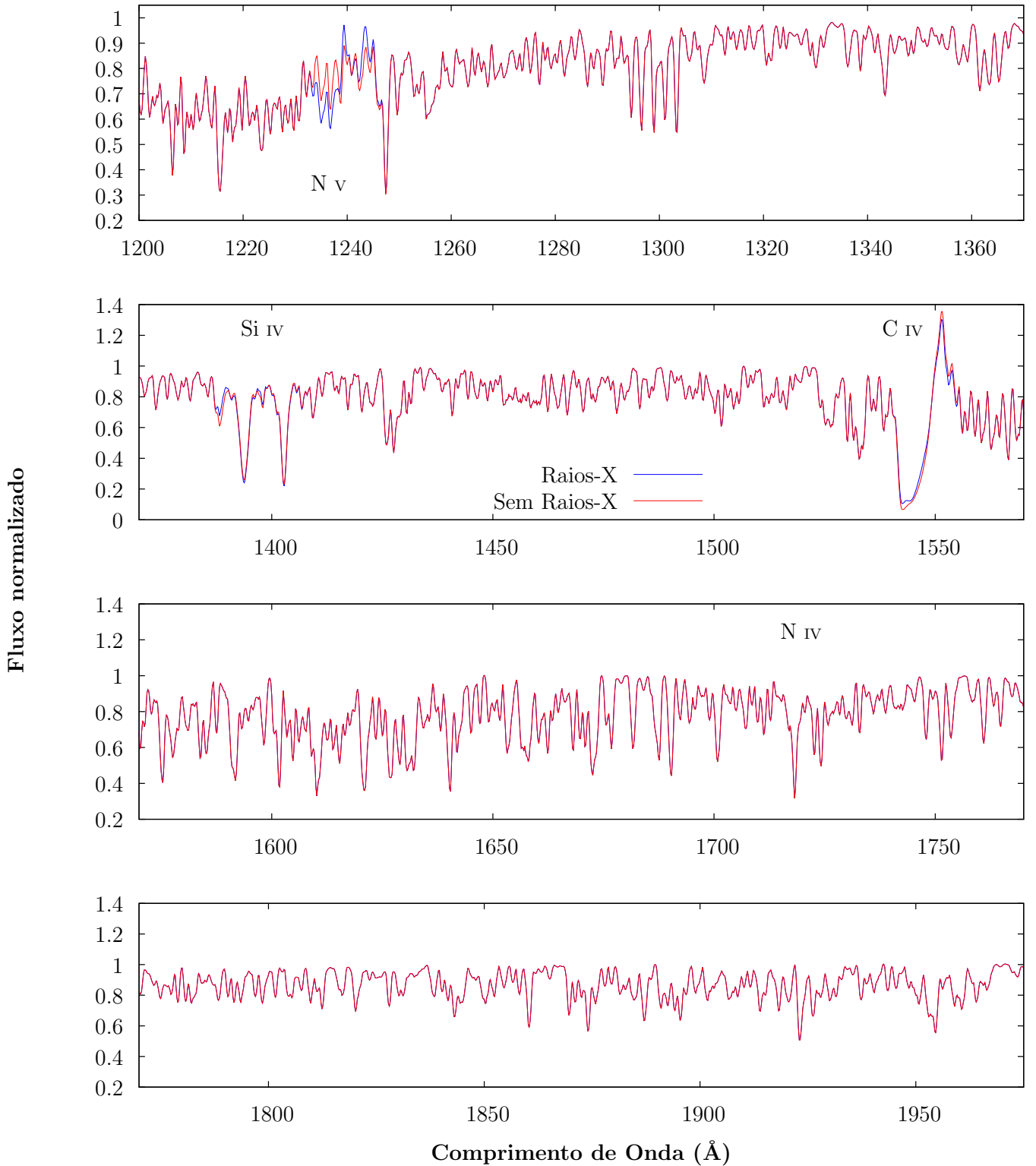


Figura 4.2: Eixos: idem à figura anterior. Modelo final (i.e., parâmetros físicos de acordo com 3.1.1) para **HD156292** com a inclusão de raios-X (em linha azul) e sem raios-X (em vermelha). Estrela para a qual derivamos o menor valor de perda de massa ( $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ ). Notamos discrepância entre tais modelos para a linha de N v  $\lambda 1240$ . Não percebemos o mesmo nível de discrepância quanto às principais ferramentas de diagnóstico do vento: Si iv  $\lambda\lambda 1394, 1403$  e C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$ .

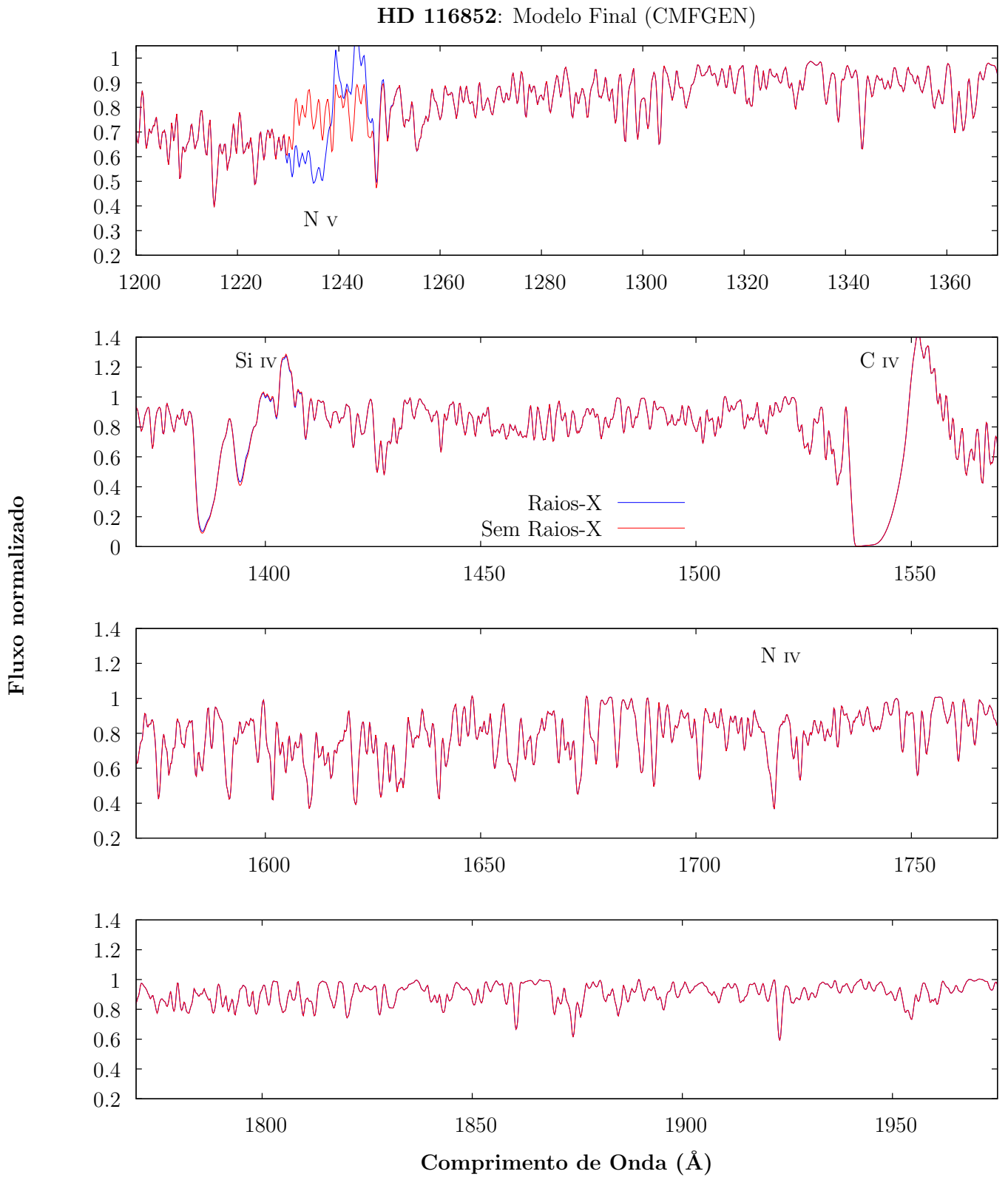


Figura 4.3: Eixos e discussão: idem à figura anterior. Entretanto, referentes à estrela **HD 116852**, para a qual obtivemos o maior valor de perda de massa ( $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ ).

## 4.1.2 Caracterização Física

De acordo com a discussão realizada no Capítulo 1, além de sermos motivados a analisar os resultados obtidos dentro do contexto do chamado *problema dos ventos fracos*, também desejávamos obter uma caracterização física que fosse representativa para estrelas O gigantes do tipo tardio, em função da escassez de resultados encontrados na literatura. Recordamos que a análise por modelos de atmosferas para estrelas O gigantes, que mais se assemelham quanto ao tipo espectral das estrelas da nossa amostra, foi realizada pelo trabalho de Repolust et al. (2004), porém para apenas três objetos (tipo O7.5III e O9III).

Apesar de possuímos uma amostra pequena de estrelas (devido, além de nossa própria metodologia de trabalho, pela natureza intrínseca desses objetos), ou seja, não possuímos como pretensão desenvolver uma análise estatística para obtermos uma caracterização de suas propriedades físicas, conseguimos encontrar que nossa amostra é razoavelmente “homogênea” quantos aos resultados obtidos para a determinação dos parâmetros estelares como  $T_{ef}$ ,  $\dot{M}$  e  $v_{\infty}$  (assim como,  $R_{\star}$ ,  $M_{\star}$ , que foram obtidos indiretamente). Apresentamos, nas tabelas 4.1 e 4.2, através de intervalos aproximados para os valores obtidos, um sumário da caracterização física encontrada por nosso trabalho.

Parâmetros	$T_{ef}$ (K)	$\dot{M}$ ( $M_{\odot}/\text{ano}$ )	$v_{\infty}$ (km/s)
Intervalos	$\approx 30000 - 35000$	$\sim 10^{-9} - 10^{-8}$	2000 - 2500

Tabela 4.1: Caracterização física gigantes O - intervalos para  $T_{ef}$ ,  $\dot{M}$  e  $v_{\infty}$ .

Parâmetros	$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )	$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	$\log(D_{mom})$
Intervalos	$\approx 10 - 14$	$\approx 16 - 25$	$\approx 26 - 28$

Tabela 4.2: Caracterização física gigantes O - intervalos para  $R_{\star}$ ,  $M_{\star}$  e  $\log(D_{mom})$ .

Poderíamos questionar acerca da “homogeneidade quanto aos nossos resultados para  $D_{mom}$ , pois estamos analisando estrelas em um “pequeno” intervalo de luminosidade ( $\Delta \log(L_{\star}/L_{\odot}) \approx 0.1$ ) e obtivemos um intervalo para  $D_{mom}$  com diferença em um fator de  $\approx 100$ . Resultado esse que será melhor compreendido na subseção 4.1.4, onde em antecipação de discussão, identificaremos tal região de luminosidade como de transição entre estrelas com “ventos fracos” e “ventos normais”.

Tal razoável “homogeneidade” nos resultados obtidos (quanto aos parâmetros

que foram determinados diretamente através da análise de linhas diagnóstico, como  $T_{ef}$ ,  $\dot{M}$  e  $v_\infty$ ) se reflete no fato de não existirem enormes discrepâncias nas características espectrais em nossa amostra. Apresentamos a seguir um resumo geral das suas características espectrais na região do ultravioleta de  $\approx 1200 - 1975 \text{ \AA}$ :

- (i) Conforme observamos durante análise da temperatura efetiva, as linhas de Fe III e V mostraram-se significativamente mais sensíveis à variação da temperatura efetiva, em comparação com Fe IV. Assim, se nossa amostra fosse constituída por objetos com alta dispersão quanto a este parâmetro, teríamos espectros com consideráveis discrepâncias de intensidade entre Fe III e V. O fato de não encontrarmos tal discrepâncias nos espectros observacionais indica de forma qualitativa que existe uma certa “homogeneidade” quanto à temperatura efetiva.
- (ii) Quanto às linhas de Si IV não observamos, de uma forma geral, perfis *P-Cygni* plenamente desenvolvidos, estando ainda em processo de formação. Entretanto, encontramos um perfil *P-Cygni* bem proeminente para C IV. Não observamos a formação de perfis *P-Cygni* para as linhas no vento criadas por Nitrogênio e Oxigênio, com exceção para a linha de N V  $\lambda 1240$ , onde normalmente encontramos perfis proeminentes. Tais características espectrais indicam qualitativamente que nossa amostra apresenta ventos com baixa taxa de perda de massa.

Para efeito de comparação quanto ao que chamamos de “baixa taxa de perda de massa”, salientamos os resultados obtidos pela análise de supergigantes O realizada por Bouret et al. (2012), na região do ultravioleta e óptico, também pelo código CMFGEN (Hillier & Miller 1998), onde o autor encontra um valor médio de  $\dot{M} \sim 10^{-6} M_\odot/\text{ano}$  para a amostra. Observamos nos espectros de tais estrelas características espectrais bem distantes das gigantes O aqui analisadas: tais linhas de N V  $\lambda 1240$ , Si IV  $\lambda\lambda 1394, 1403$ , C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  e N IV  $\lambda 1718$  são perfis *P-Cygni* bem desenvolvidos.

Outra importante investigação que fazemos acerca da caracterização espectral de estrelas O gigantes do tipo tardio diz respeito quanto a nossa modelagem da parte em emissão do perfil *P-Cygni* de C IV. De acordo com os resultados apresentados na seção 3.3, apesar de termos conseguido bons ajustes aos espectros observados na região do ultravioleta, notamos que sistematicamente o perfil de C IV tem sua parte em emissão não muito bem reproduzida por modelos finais com o valor “canônico” de  $\beta = 1.0$ .

A partir dos resultados que foram apresentados nas figuras 3.14, 3.15 e 3.16, verificamos que a modelagem da estrutura de velocidade ( $v(r)$ ) para gigantes O, com  $\beta \approx 0.3$ , nos fornece uma reprodução notavelmente melhor da parte em emissão do perfil de C iv. Tivemos dificuldades computacionais para convergência de modelos com  $\beta \approx 0.3$ , desta forma, apresentamos valores de  $\beta$  igual a 0.3 e 0.35. Embora ressaltamos que não existem diferenças qualitativas apreciáveis entre tais resultados quanto a análise da estratificação em velocidade do vento dessas estrelas.

Para ilustrar, mostramos na figura 4.4 diferentes estruturas de velocidade para o modelo final<sup>3</sup> (com  $\beta = 0.3$  e  $\beta = 1.0$ ) da estrela HD 116852. Tendo-se em vista que a estrutura  $v(r) \propto (1 - \frac{R_\star}{r})^\beta$ .

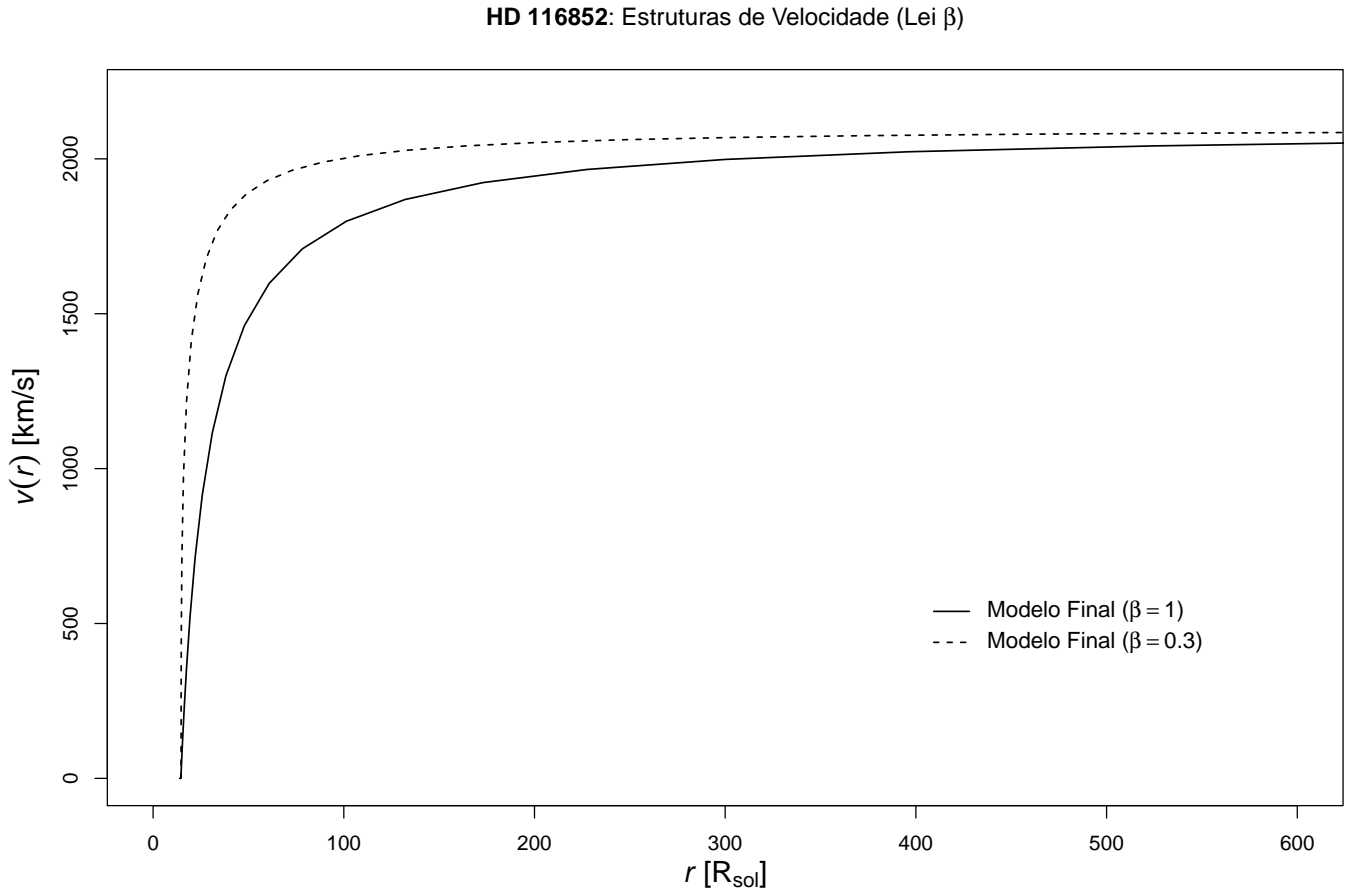


Figura 4.4: Estruturas de velocidade modeladas para estrela **HD 116852** – Modelos para  $\beta = 0.3$  e  $\beta = 1.0$ .

<sup>3</sup>Assim como na seção 3.3, “modelo final” significa possuir os parâmetros físicos conforme descritos na seção 3.1.

Nota-se que um determinado valor de  $r$  (distância ao centro da estrela) está associado um valor maior de  $v(r)$  para a estratificação com  $\beta = 0.3$ , em comparação com  $\beta = 1.0$ . O parâmetro  $\beta$  é uma medida do gradiente de velocidade do vento. Quanto menor for o valor de  $\beta$ , temos assim associado, ponto a ponto, um maior valor da aceleração do vento  $dv/dr$ .

Desta forma, a nossa melhor modelagem para O gigantes implica a existência de estrelas onde a velocidade do vento se aproxima do valor da velocidade terminal a uma distância  $r$  relativamente próxima da estrela (comparando-se com estrutura modelada com  $\beta = 1.0$ ), isto é, em tais estrelas se alcança o valor da velocidade terminal na parte mais “interna” dos ventos.

De forma mais quantitativa, exemplificando a partir da HD 116852, considerando-se a estrutura do vento com  $\beta = 0.3$ , temos que 80% do valor de sua velocidade terminal ( $v = 1680$  km/s) é atingido à distância  $r = 26.5R_{\odot}$ , ao passo que este mesmo valor da velocidade do vento somente é alcançado à distância  $r = 69.5R_{\odot}$  ( $\approx 2.6$  vezes maiores) no caso de  $\beta = 1.0$ .

De acordo com a discussão no Capítulo 2, procuramos por valores de  $\beta$  diferentes de 1.0 devido à dependência entre a densidade do vento e  $\beta$  (c.f., equação 3.4, em virtude deste parâmetro definir as velocidades do vento), o que possui implicação na intensidade dos perfis *P-Cygni*. Entretanto, pela *equação de continuidade* (equação 1.3), vemos que a estrutura de densidade  $\rho$  é diretamente proporcional à taxa de perda de massa  $\dot{M}$ :

$$\rho(r) \propto \frac{\dot{M}}{v(r)} \quad (4.1)$$

Conforme pode ser percebido através dos resultados no apêndice A, onde expomos nossas determinações para as barras de erro para a perda de massa, no geral é possível uma resolução (ao menos parcial) para tal problema quanto à parte em emissão de C IV a partir dos limites inferiores ( $\dot{M}^-$ ) desse parâmetro. Todavia, nós enfatizamos que esses valores são limites (no caso inferiores) exatamente pelo fato de existirem discrepâncias proeminentes (sob uma abordagem *conservadora*) na modelagem do C IV, obtidas de acordo com os já discutidos critérios metodológicos. Desta forma, não consideramos legítimo buscar melhorar a reprodução da parte em emissão desse perfil a partir de modelos com tais valores para a taxa de perda de massa.



Em conclusão, esse resultado para lei beta de estrelas O é inédito. Porém, no prosseguimento deste trabalho, investigaremos pormenorizadamente outras possibilidades para tentar “resolver” o excesso de emissão na linha de C IV (e.g., análise de possíveis efeitos pela abundância química).

### 4.1.3 Gigantes O do tipo tardio na Literatura

Comparamos nossos resultados com os obtidos na literatura para outras estrelas O gigantes que encontram-se nesta “faixa” de tipo espectral. Mostramos na tabela 4.3 um sumário de alguns dos resultados obtidos, para estrelas deste tipo, pelo trabalho de Repolust et al. (2004). Neste trabalho é realizada uma re-análise das propriedades físicas de estrelas O galácticas com a amostra compilada no trabalho de Puls et al. (1996), através de modelos de atmosferas, que foram computados pelo código FASTWIND (Puls et al. 2005). Pautando-se para tal exclusivamente de dados espectroscópicos na região do óptico<sup>4</sup>.

Apesar de não existirem estrelas em comum com nossa amostra, achamos interessante tal comparação para que possamos tentar observar se existem acordos (ao menos qualitativamente) significativos com nossos resultados quanto à caracterização física desse tipo de estrelas. Observamos que os resultados para os parâmetros fotosféricos apresentados na tabela 4.3 estão em intervalos que de fato não apresentam discrepâncias (considerando nossas típicas barras de erro) com nossos resultados:  $T_{ef} \approx 32500 - 35000K$ ,  $R_{\star} \approx 13 - 16R_{\odot}$  e  $M_{\star} \approx 26 - 36M_{\odot}$ . Quanto aos principais parâmetros do vento, percebemos que Repolust et al. (2004) encontra valores para velocidade terminal que são usuais para os nossos resultados. Entretanto, enfatizamos o claro desacordo quanto a determinação da taxa de perda de massa, onde em tal trabalho estrelas O gigantes tipo tardio apresentam perda de massa  $\sim 10^{-6}$ , ou seja, valores duas ordem de grandeza maiores em comparação com nossas determinações (apesar de duas estrelas serem de tipo 07.5, e para a outra de tipo 09, Repolust et al. 2004 determina um limite superior da perda de massa).

Quanto ao parâmetro  $\beta$ , Repolust et al. (2004) adota o valor de  $\beta = 0.8$  (em

---

<sup>4</sup>Quanto aos parâmetros do vento, a taxa de perda de massa foi obtida através das linhas de H $\alpha$  e os valores de  $v_{\infty}$  foram utilizados conforme resultados obtidos por Puls et al. 1996, através da modelagem de perfis *P-Cygni* no ultravioleta.

conformidade com previsões obtidas por Pauldrach et al. 1986). Apesar de não ter sido em si feita uma investigação para determinação de  $\beta$  a autora determina limites superior e inferior, respectivamente, de 0.2 e 0.1. Embora tais resultados sejam estritamente compatíveis (considerando-se nossos limites superiores) com os valores de  $\beta$  que foram determinados em nossa análise, enfatizamos, novamente, que adotamos uma barra de erro explicitamente conservadora para tal parâmetro. Conforme observamos pelos resultados, valores de  $\beta = 1.0$  não conseguem de forma alguma reproduzir bem a parte em emissão do perfil de C iv (sendo exatamente, por este fato, que adotamos tal valor quanto o limite superior para tal parâmetro, sob uma abordagem altamente conservadora). Também investigamos valores com  $\beta = 0.80$  e, ao contrário de modelos com  $\approx 0.3$ , não encontramos diferenças qualitativas quanto ao ajuste da parte em emissão de C iv, quando comparamos com modelos em que  $\beta = 1.0$ , necessitando-se claramente de uma modelagem de tal perfil com  $\beta \leq 0.3$ . Vale salientar, que conforme vemos pelas figuras 3.14, 3.15 e 3.16, mesmo com o valor de  $\beta = 0.3$ , ainda observamos certas discrepâncias entre os modelos e os dados (de forma mais explícita, para HD 105627 e 153426), onde potencialmente precisaríamos analisar modelos com  $\beta < 0.3$ , para assim conseguirmos reproduzir melhor tal característica espectral! Desta forma, tais resultados de Repolust et al. (2004) para gigantes O não são compatíveis com os nossos resultados que foram obtidos na análise da lei beta de velocidade, estando estes resumidos nas tabelas 3.3 e 3.4.

Também procuramos comparar nossos resultados para O8-9.5III, com obtidos por outros trabalhos na região do ultravioleta. Howarth & Prinja (1989) desenvolve uma análise no ultravioleta, utilizando-se de dados espectroscópicos (também obtidos pelo *IUE*) para 203 estrelas O galácticas, dentre as quais, temos 8 estrelas em comum. Para tal, o autor utiliza parametrizações para a profundidade óptica, permitindo assim que modele diferentes perfis *P-Cygni* e encontre estimativas para os parâmetros fundamentais do vento. Ressaltamos que os parâmetros, tanto fotosféricos quanto do vento, não foram determinados por este autor através de modelos de atmosferas. Mostramos os resultados de Howarth & Prinja (1989) para as oito estrelas, em comum com nossa amostra (nossa amostra sem HD 24431), na tabela 4.4.

Vemos nessa tabela que não existem determinações dos limites para os parâmetros, isto torna nossa comparação completamente qualitativa. Percebemos que encontramos bons acordos entre os parâmetros determinados para tais estrelas, todavia, assim como na comparação com resultados de gigantes O tipo tardio via óptico, percebemos uma

considerável discrepância quanto a determinação da taxa de perda de massa. Nossas taxas de perda de massa são em ordem  $\sim 10^1 - 10^2$  menores que os valores derivados por Howarth & Prinja (1989)! Tendo-se, conseqüentemente, também uma discrepância significativa quanto a derivação do momento do vento entre os nossos resultados e do autor em questão.

Parâmetro	HD 24912	HD 203064	HD 191423
Tipo Espectral	O7.5III(n)((f))	O7.5III:n((f))	O9III:n *
$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )	$14.0^{+2.1}_{-1.8}$	$15.7^{+2.3}_{-2.0}$	$12.9^{+1.9}_{-1.7}$
$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	$26.1^{+10.9}_{-7.6}$	$35.9^{+14.9}_{-10.3}$	$24.6^{+11.2}_{-7.0}$
$T_{ef}$ (K)	$35000^{+1000}_{-1000}$	$34500^{+1000}_{-1000}$	$32500^{+1000}_{-1000}$
$v_{\infty}^5$ (km/s)	2450	2550	1150
$\dot{M}$ ( $M_{\odot}/\text{ano}$ )	$1.08^{+0.33}_{-0.39} \times 10^{-6}$	$1.41^{+0.50}_{-0.52} \times 10^{-6}$	$\leq 0.41^{+0.29}_{-0.27} \times 10^{-6}$
$\log(D_{mom})$	$28.80^{+0.15}_{-0.21}$	$28.95^{+0.16}_{-0.22}$	$\leq 28.03^{+0.14}_{0.22}$

Tabela 4.3: Sumário dos resultados (óptico) para gigantes O obtidos por Repolust et al. (2004) – Tipo Espectral,  $R_{\star}$ ,  $M_{\star}$ ,  $T_{ef}$ ,  $v_{\infty}$  e  $\log(D_{mom})$ .

---

<sup>5</sup>Sem determinação das barras de erro para  $v_{\infty}$  em Puls et al. (1996).

Estrela	$T_{ef}$ (K)	$R_*$ ( $R_\odot$ )	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$\dot{M}$ ( $M_\odot/\text{ano}$ )	$v_\infty^6$ (km/s)	$\log(D_{mom})^7$
HD 36861	35000	12	32	$3.2 \times 10^{-7}$	2250	28.20
HD 105627	32100	23	34	$3.2 \times 10^{-7}$	2040	28.29
HD 115455	36000	14	37	$6.3 \times 10^{-7}$	2040	28.48
HD 116852	32500	12	28	$2.0 \times 10^{-7}$	2380	28.02
HD 135591	36000	13	35	$5.0 \times 10^{-7}$	2210	28.40
HD 153426	32100	14	30	$3.2 \times 10^{-7}$	2000	28.18
HD 156292	31500	11	25	$1.3 \times 10^{-7}$	1300	27.55
HD 218195	32500	12	28	$2.0 \times 10^{-7}$	2000	27.94

Tabela 4.4: Sumário dos resultados (ultravioleta) para gigantes O obtidos por Howarth & Prinja (1989) – ,  $T_{ef}$ ,  $R_*$ ,  $M_*$ ,  $\dot{M}$ ,  $v_\infty$  e  $\log(D_{mom})$

Quanto à análise da lei beta, os autores encontraram resultados consistentes para parametrização da estrutura de velocidade com  $\beta = 1.0$ . Explicitamente pelo discutido na seção anterior, precisamos de  $\beta < 0.1$  para alcançarmos uma melhor modelagem da parte em emissão do perfil de C IV.

#### 4.1.4 Gigantes O – *Problema dos Ventos Fracos*

Apresentamos na figura 3.17 o diagrama momento modificado do vento versus luminosidade, onde em conjunto com nossos resultados para gigantes O, também mostramos determinações obtidas para anãs (Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009) e supergigantes O (Mokiem et al. 2007).

Em decorrência do vento de estrelas O serem produzidos por aceleração radiativa (ventos dirigidos por linhas espectrais) é plausível pensarmos que o momento mecânico do vento estelar ( $\sim \dot{M}v_\infty$ ) seja uma grandeza fortemente correlacionada com a taxa de transferência de momento dos fótons (i.e., momento radiativo) para o material estelar. De fato, a teoria de ventos dirigidos radiativamente mostra, que o chamado momento modificado do vento estelar ( $\dot{M}v_\infty\sqrt{R_*}$ ), depende diretamente da luminosidade estelar,

<sup>6</sup>De fato, Howarth & Prinja (1989) não derivam valores para  $v_\infty$ . O que obtêm são determinações para  $v_*$  (máxima velocidade observada na parte em absorção de um dado perfil *P-Cygni*). Apresentamos aqui valores “escaloados” conforme a relação, apresentada pelo autor, de  $v_\infty \simeq v_*$

<sup>7</sup>Valor que nós determinamos para  $\log(D_{mom})$  a partir dos resultados obtidos e publicados em Howarth & Prinja (1989).

através da chamada relação momento do vento modificado – luminosidade (anteriormente denotada  $WLR$ ), onde  $\dot{M}v_{\infty} R_{\star} \propto L_{\star}$  (c.f., Kudritzki et al. 1995).

Percebemos pelo diagrama 3.17 que as propriedades do vento para estrelas O “brilhantes” (supergigantes), obtidas por Mokievich et al. (2007) apresentam um ótimo acordo com a previsão teórica obtida via simulações hidrodinâmicas de Vink et al. (2000) para a  $WLR$ . Sendo isto uma consequência de se encontrar ótimo acordo entre as determinações por modelos de atmosferas e as previsões teórica para a perda de massa de supergigantes O.

Todavia, relembando a discussão feita no Capítulo 1, notamos nitidamente por este diagrama que estrelas anãs O com  $L_{\star}/L_{\odot} < 5.2$  dex encontram-se em um região de “quebra” da  $WLR$ , não possuindo valores para o momento do vento que seja compatíveis com a  $WLR$  teórica de Vink et al. (2000). Isto se deve ao fato destas estrelas apresentarem o chamado *problema dos ventos fracos*, i.e. taxas de perda de massa até duas ordens de grandeza inferiores, em comparação com previsão teórica de Vink et al. (2000).

Através de nossa análise da relação momento modificado do vento – luminosidade, onde para tal consideramos estrelas O com  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \lesssim 5.2$  (amostra de gigantes O + anãs O do tipo inicial, encontramos a relação entre  $\log(D_{mom})$  e  $\log(L_{\star}/L_{\odot})$  descrita pela reta na equação 3.6. Verificamos que nosso resultado não é compatível (considerando-se as barras de erro para os coeficientes angular e linear) com a previsão obtida por Vink et al. (2000) para a  $WLR$ . Decorrendo isto do fato de nossa amostra também apresentar o chamado *problema dos ventos fracos*, de acordo com nossos resultados para as taxas de perda de massa.

Na figura 4.5, apresentamos um diagrama onde confrontamos determinações de taxa de perda de massa por modelos de atmosferas (denotadas por  $\log(\dot{M})$ ) e previsões de Vink et al. (2000) (denotadas por  $\log(\dot{M}_{Vink})$ ) para a perda de massa de anãs, gigantes e supergigantes O. De forma a uniformizar nossa análise de tais resultados, mostramos no canto superior esquerdo barras de erro representativa para todos os objetos, que foram construídas a partir das médias dos resultados para os limites superior e inferior de  $\dot{M}$  e  $\dot{M}_{Vink}$ .

Já na figura 4.6, mostramos a comparação somente entre nossos resultados e a previsão teórica, onde também estão incluídas as barras de erro determinadas para cada estrela.

Diagrama  $\log(\dot{M})$  versus  $\log(\dot{M}_{Vink})$ : Anãs, Gigantes e Supergigantes O

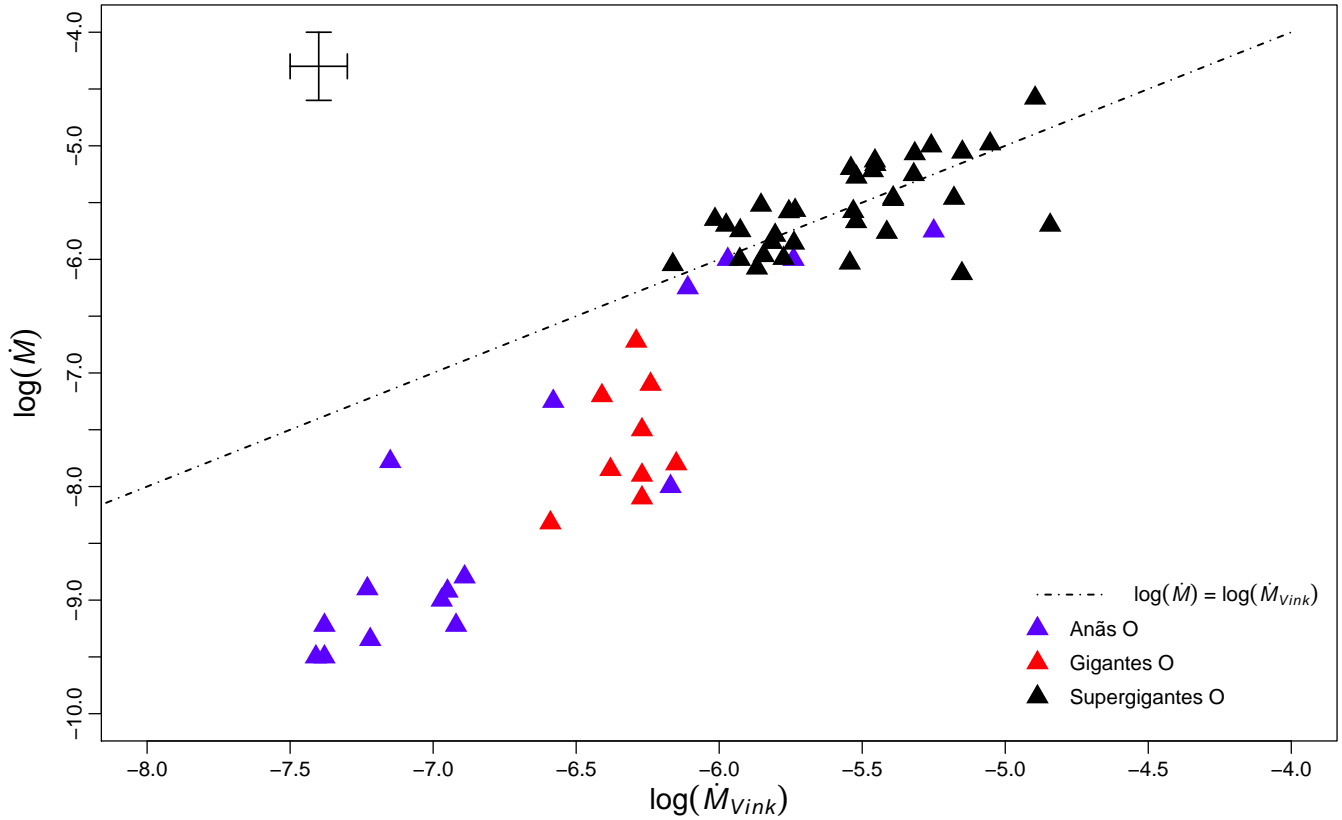


Figura 4.5: Eixo vertical: logaritmo da taxa de perda de massa determinada por modelos de atmosferas. Eixo horizontal: logaritmo da taxa de perda de massa prevista por Vink et al. (2000). Linha pontilhada e tracejada corresponde à relação um para um entre tais grandezas. Comparação entre os resultados obtidos para perda de massa por modelos de atmosferas e as previsões teóricas para estrelas O de diferentes classes de luminosidades (losangos de acordo com as cores especificadas nas legendas).

A partir dos diagramas 4.5 e 4.6, onde comparamos o quanto nossos resultados são compatíveis com a previsão teórica, e de acordo com a discussão feita no terceiro, quarto e quinto parágrafo desta subseção, expomos um resumo a seguir de nossas considerações sobre o que observamos no diagrama  $\log(\dot{M})$  versus  $\log(\dot{M}_{Vink})$ :

- (i) Observamos bons acordos entre as determinações de  $\dot{M}$  e as previsões teóricas  $\dot{M}_{Vink}$  para estrelas com  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \gtrsim 5.2$  (região que engloba supergigantes O e anãs O do tipo inicial).
- (ii) Observamos desacordo entre as determinações de  $\dot{M}$  e as previsões teóricas  $\dot{M}_{Vink}$  para

estrelas com  $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$  (região que engloba anãs O do tipo tardio).

- (iii) Mostramos que existe desacordo entre as determinações de  $\dot{M}$  e as previsões teóricas  $\dot{M}_{Vink}$  para estrelas com  $\log(L_*/L_\odot) = 5.2 \pm 0.1$  (região que engloba nossa amostra de gigantes O do tipo tardio). Encontramos que somente uma estrela (HD 116852) possui taxa de perda de massa (considerando-se as barras de erro) compatível com  $\dot{M}_{Vink}$ . Em conclusão, nossa análise mostra que tais estrelas estão em uma região de luminosidade de transição entre objetos com “ventos normais” (i.e., que são inteiramente compatíveis com a teoria) e “ventos fracos” (verificado na literatura para anãs O desse “tipo”).

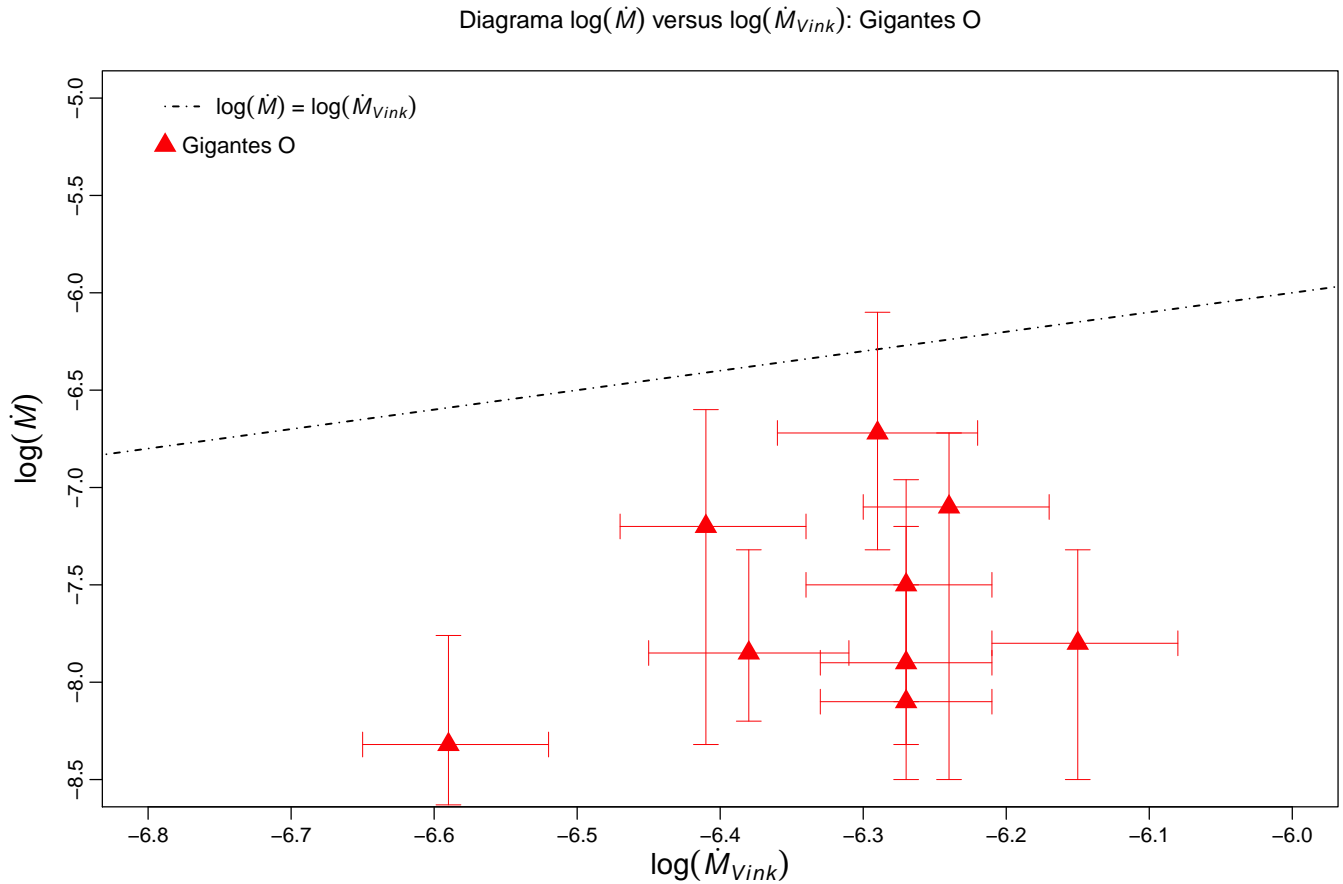


Figura 4.6: Eixos: idem à figura anterior. Comparação entre nossos resultados para perda de massa com suas específicas barras de erro e as previsões teóricas.

## 4.2 Conclusões

Analisamos os parâmetros físicos estelares (fotosfera-vento) para nove gigantes O “tardias” (O8-9.5III), usando modelos de atmosferas computados com o código CMF-GEN. Desenvolvemos uma metodologia para análise espectroscópica (tanto da fotosfera quanto da estrutura em expansão) quantitativa para essas estrelas, pautando-se na região do ultravioleta;

Nosso objetivo primário foi investigar as propriedades do vento de tais estrelas no contexto do chamado *problema dos ventos fracos*, que conforme discutido, encontra-se atestado na literatura para anãs O do tipo tardio (O8-9.5V). Tais estrelas englobam a região em luminosidade de  $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$ , sendo então  $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$  considerada uma região crítica para o *problema dos ventos fracos* e conseqüentemente para “quebra” da *WLR*. Buscamos ainda por uma melhor caracterização física para O gigantes do tipo tardio, que é consideravelmente escassa na literatura (dois resultados para O7.5III e um para O9III, e.g., em Repolust et al. 2004).

Nossos principais resultados e conclusões são relacionados abaixo:

- (I) Criamos uma metodologia para investigação dos parâmetros físicos de estrelas O8-9.5 III –  $v \sin i$ ,  $T_{ef}$ ,  $v_\infty$  e  $\dot{M}$  – que está pautada na região do ultravioleta ( $\approx 1200 - 1975$ ) Å. Nesta constamos que as linhas fotosféricas mais promissoras para análise da velocidade projetada e temperatura efetiva são, respectivamente, do Fe IV e III. Também identificamos que as linhas de Si IV  $\lambda\lambda 1394, 1403$  e C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$  são boas ferramentas diagnóstico para determinação dos parâmetros fundamentais do vento de O8-9.5 III. As outras linhas formada no vento que encontramos na região do ultravioleta em questão – N V  $\lambda 1240$  e N IV  $\lambda 1718$  – no geral não são úteis para obtermos os valores da taxa de perda de massa e velocidade terminal. Quanto as estrelas onde usamos dados no óptico, encontramos bons acordos entre nossa análise via ultravioleta e óptico para a análise da temperatura efetiva.
- (II) Obtivemos uma caracterização física para tal tipo de estrelas, onde descobrimos que os parâmetros derivados são razoavelmente homogêneos. Quanto aos parâmetros mais fundamentais da análise, encontramos no geral valores para  $T_{ef} \approx 30000 - 35000$  K,  $v_\infty \approx 2000 - 2500$  km/s e  $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8}$   $M_\odot$ /ano.



- (III) Verificamos que a lei beta de velocidade para O8-9.5 III é melhor descrita pelo parâmetro livre  $\beta \approx 0.3$ , contrariando assim nossa “expectativa”, guiada por valores usualmente encontrados na literatura que conduzem, no geral, para uma parametrização do vento de estrelas O com valor típico de 0.7 - 1.0 (e.g., Puls et al. 1996). Desta forma, sugerimos que em tais estrelas a estrutura de velocidade aproxima-se do valor terminal em regiões mais “internas” do vento.
- (IV) Concluimos que gigantes O tipo tardio também possuem *ventos fracos*, isto é, apresentam taxas de perda de massa menores que  $\sim 10^{-8}$ . Nossa amostra engloba, no diagrama momento do vento versus luminosidade, a região que identificamos como de transição entre a região de acordo com a previsão teórica para a *WLR* (povoada por supergigantes O) e de “quebra” (povoada por anãs O “tardias”) com a teoria para tal relação. Isto deve-se ao fato destas também estarem, no diagrama  $\log(\dot{M})$  versus  $\log(\dot{M}_{Vink})$ , na região que identificamos como de transição entre estrelas com “ventos normais” e “ventos fracos”. Identificamos a região de  $\log(L_*/L_\odot) = 5.2 \pm 0.1$  como “crítica” (onde conseguimos encontrar *acordos marginais*) para as previsões de Vink et al. (2000), pois encontramos discrepâncias entre  $\dot{M}_{Vink}$  e  $\dot{M}$  por um fator  $\approx 0.5 - 2.0$  dex. Ou seja, encontramos desde resultados que são *marginalmente* compatíveis com as previsões teóricas, até resultados tipicamente obtidos para anãs O “do tipo tardio” (discrepâncias em até *duas ordens de grandeza* entre as previsões teóricas e as determinações por modelos de atmosferas).
- (V) Enfatizamos a impossibilidade de ser utilizada (ao menos uma singular) *WLR*, para estrelas de tipo espectral O, como “vela padrão” para determinação de distância extragalácticas. Pelo discutido no Capítulo 1, as previsões teóricas de Vink et al. (2000) para taxa de perda de massa (e conseqüentemente *WLR*) não são o atual paradigma hidrodinâmico para o *problemas dos ventos fracos*, pois os resultados mais recentes via simulações hidrodinâmicas (obtidos pelo trabalho de Muijres et al. 2012) concluem: bom acordo com a previsão de Vink et al. (2000) para região de  $\log(L_*/L_\odot) > 5.2$ , embora não consigam fazer previsões para  $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$ . A importância de compararmos nossos resultados ao do último autor se deve ao fato de modelos de evolução estelar de *ponta* (e.g., Ekström et al. 2012) adotarem a prescrição teórica de Vink et al. (2000) para a taxa de perda de massa de estrelas com  $M_* > 7 M_\odot$ . Então, consideramos que esses modelos evolutivos estejam superestimando a variação temporal para a massa de estrelas que encontram-se na região em luminosidade de  $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$ . Sabemos que gigantes O do tipo tardio são progenitoras das chamadas supergigantes vermelhas (*RSGs - Red*

*Supergiants*), em consequência de possuírem massas no intervalo  $9 \lesssim M_{\star} \lesssim 25M_{\odot}$  (c.f., Meynet et al. 2015). Desta forma, tal problema quanto à perda de massa, também constatado para gigantes O do tipo tardio, possui influência direta em nosso entendimento sobre as propriedades e evolução de *RSGs*.

### 4.3 Perspectivas

Após alcançar as conclusões sublinhadas acima, apresentamos algumas ideias para a continuidade deste projeto durante a pós-graduação.

- (i) Muijres et al. (2012) identifica a ausência de Fe v, em estrelas com tipo O6V (ou mais “tardio”), como a causa da falha em suas previsões teórica via simulações hidrodinâmicas para a produção de vento estelar. Estando estas na região de  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \lesssim 5.2$ , que conforme reiteramos por nossas conclusões, é crítica para o *problema dos ventos fracos*. Desta forma, para investigarmos tal conclusão, somos motivados a desenvolver uma análise da estrutura de ionização (em especial para Fe III-IV-V) na região crítica de  $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 5.2 \pm 0.1$ , buscando-se assim pistas sobre a física envolvida na existência do *problema dos ventos fracos*, a partir de modelos de atmosferas.
- (ii) Segundo destacado em nossas conclusões, taxas de perda de massa obtidas por Vink et al. (2000), ainda são utilizadas na modelagem evolutiva de estrelas de alta massa. Sendo uma das principais conclusões deste trabalho exatamente a notável discrepância entre tais previsões e os nossos resultados, buscamos procurar a partir dos últimos uma relação entre  $\dot{M}$  e outros parâmetros estelares (e.g.,  $L_{\star}$ ,  $T_{ef}$  e  $M_{\star}$ ), o que nos permitiria comparar uma previsão empírica para  $\dot{M}$  com a “receita” encontrada por Vink para a relação entre a perda de massa e outros parâmetros.
- (iii) Ressaltamos nas conclusões que a lei beta é melhor descrita por  $\beta = 0.3$  para gigantes O do tipo tardio, não existindo corroboração por outros resultados na literatura. Exploraremos outras possibilidades para tentar explicar o notável excesso em emissão entre os perfis observados de C iv e modelos com  $\beta = 1.0$ , por exemplo, buscando-se possíveis efeitos de abundância química para tal.
- (iv) Enfatizamos nas conclusões que nossa análise se pautou na região do ultravioleta, como uma proposta para construção de tal método investigativo (parâmetros fundamentais –

$T_{ef}$ ,  $\dot{M}$  e  $v_\infty$  – obtidos inteiramente pelo ultravioleta). Embora também utilizemos dados no óptico (nem sempre de alta resolução) para tentarmos um refinamento na obtenção da temperatura efetiva em algumas estrelas (HD 105627, 115455, 153426 e 218195), principalmente quanto à análise das barras de erro deste parâmetro. Procuraremos estender nossa investigação centrada no ultravioleta à região do óptico para uma parte maior da amostra, buscando verificar de uma forma mais sistematizada se encontraremos também concordância entre ultravioleta e óptico quanto à determinação da temperatura efetiva. E, além disso, para investigarmos o problema que encontramos do uso das linhas de He I como diagnósticos para temperatura efetiva.

# Apêndice A

## Barras de Erro – $\dot{M}$

De acordo com os resultados para as barras de erro da taxa de perda de massa, expostos na tabela 3.2, da seção 3.2, apresentamos nas figuras A.1 até A.9 os modelos correspondentes às determinações dos limites superior e inferior (respectivamente denotados por  $\dot{M}^+$  e  $\dot{M}^-$ ) para a taxa de perda de massa ( $\dot{M}$ ) da amostra. Mostramos a região espectral de  $\approx 1370 - 1570 \text{ \AA}$ , onde indicamos as linhas diagnósticas (Si iv  $\lambda\lambda 1394, 1403$  e C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$ ) de interesse para a análise da perda de massa.

**HD 24431:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 70$  km/s e  $v_{\infty} = 2300$  km/s.

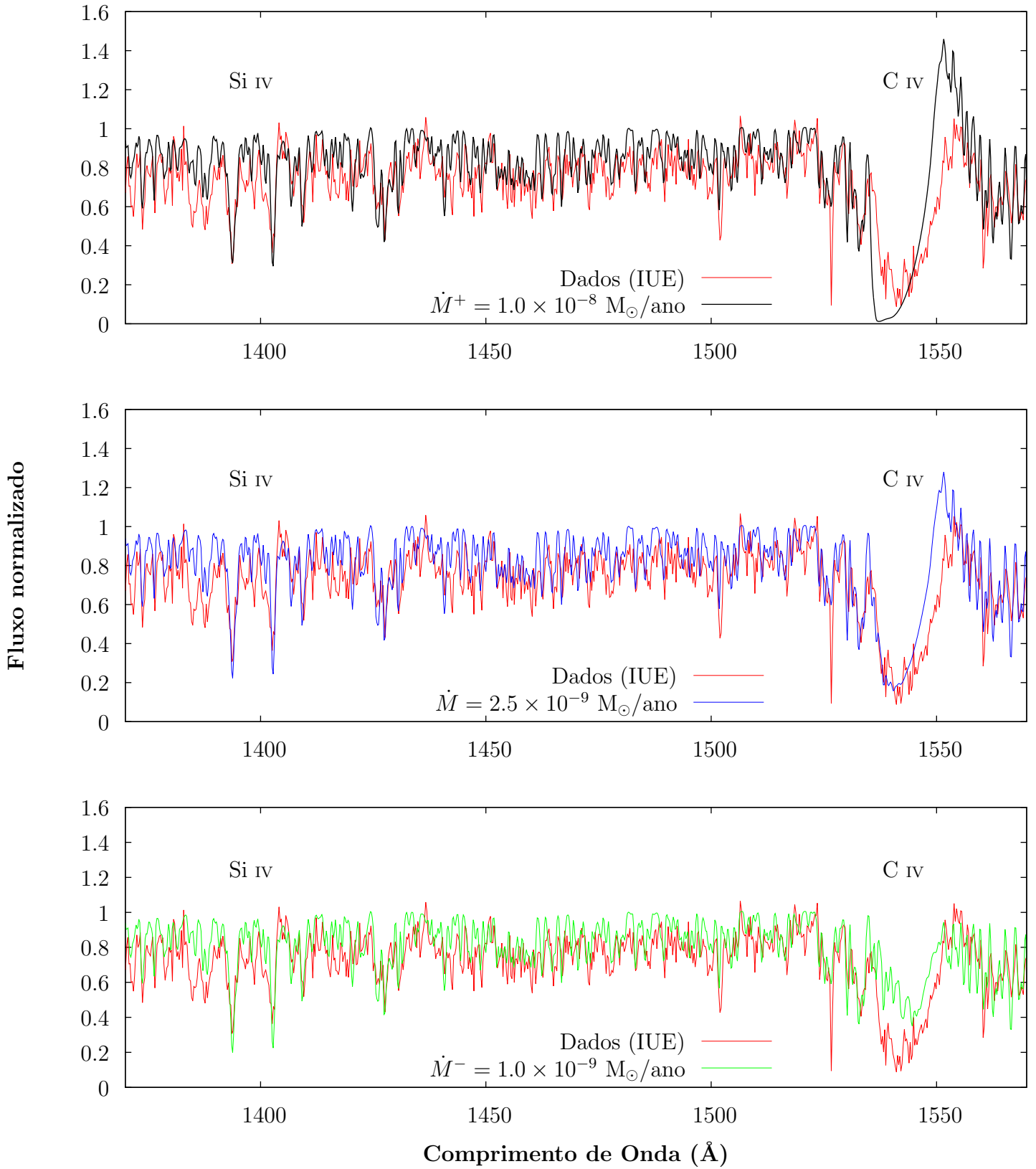


Figura A.1: Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Dados na região do ultravioleta em linha vermelha. Três modelos com os parâmetros fixos conforme o título. Modelos correspondem ao limite superior da taxa de perda de massa ( $\dot{M}^+$ ) em linha preta, valor nominal ( $\dot{M}$ ) em azul e limite inferior ( $\dot{M}^-$ ) em verde para **HD 24431**.

**HD 36861:**  $T_{ef} = 33500$  K,  $\log(g) = 3.60$ ,  $v \sin i = 75$  km/s e  $v_{\infty} = 2000$  km/s.

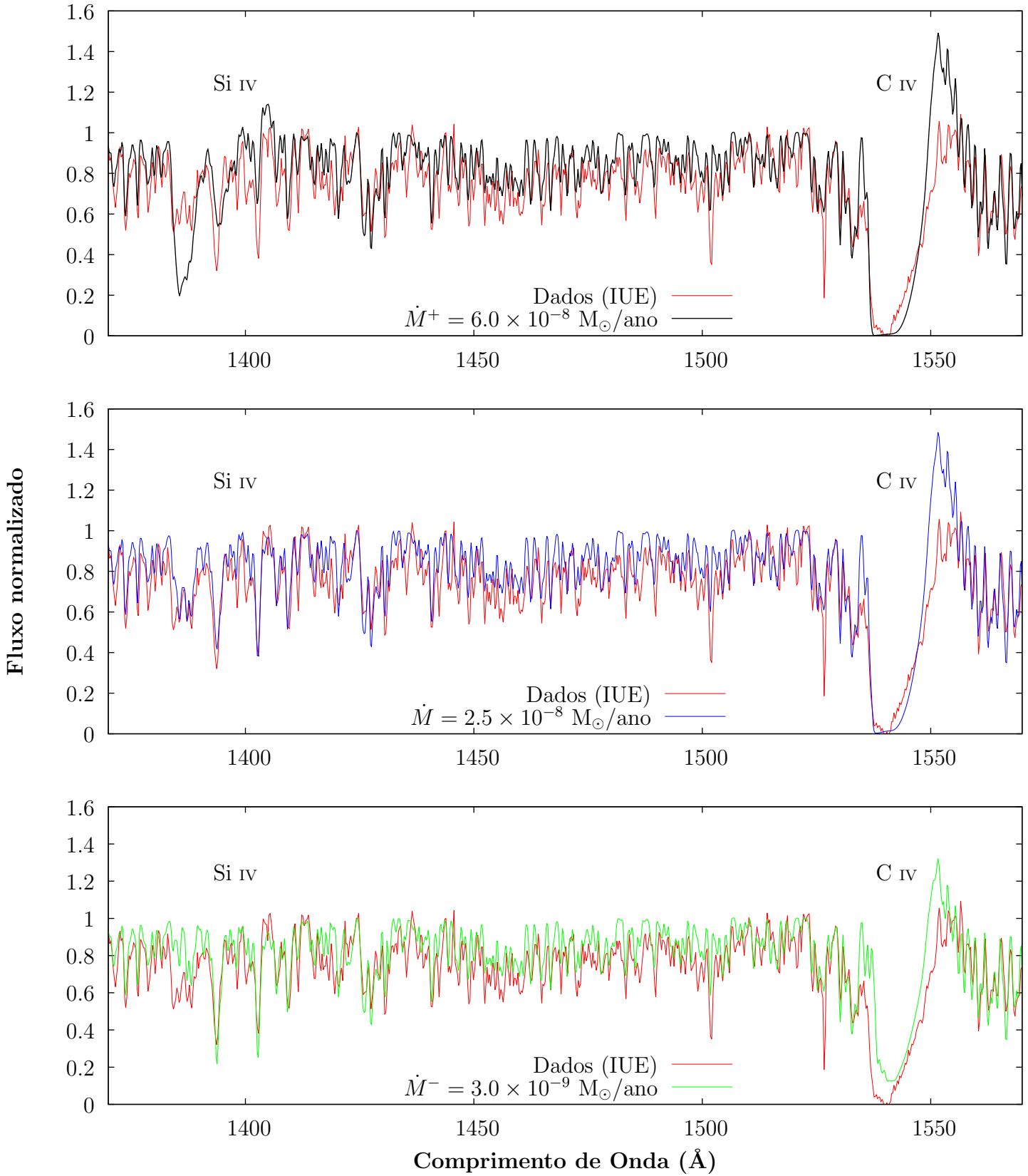


Figura A.2: Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.

**HD 105627:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 160$  km/s e  $v_{\infty} = 2100$  km/s.

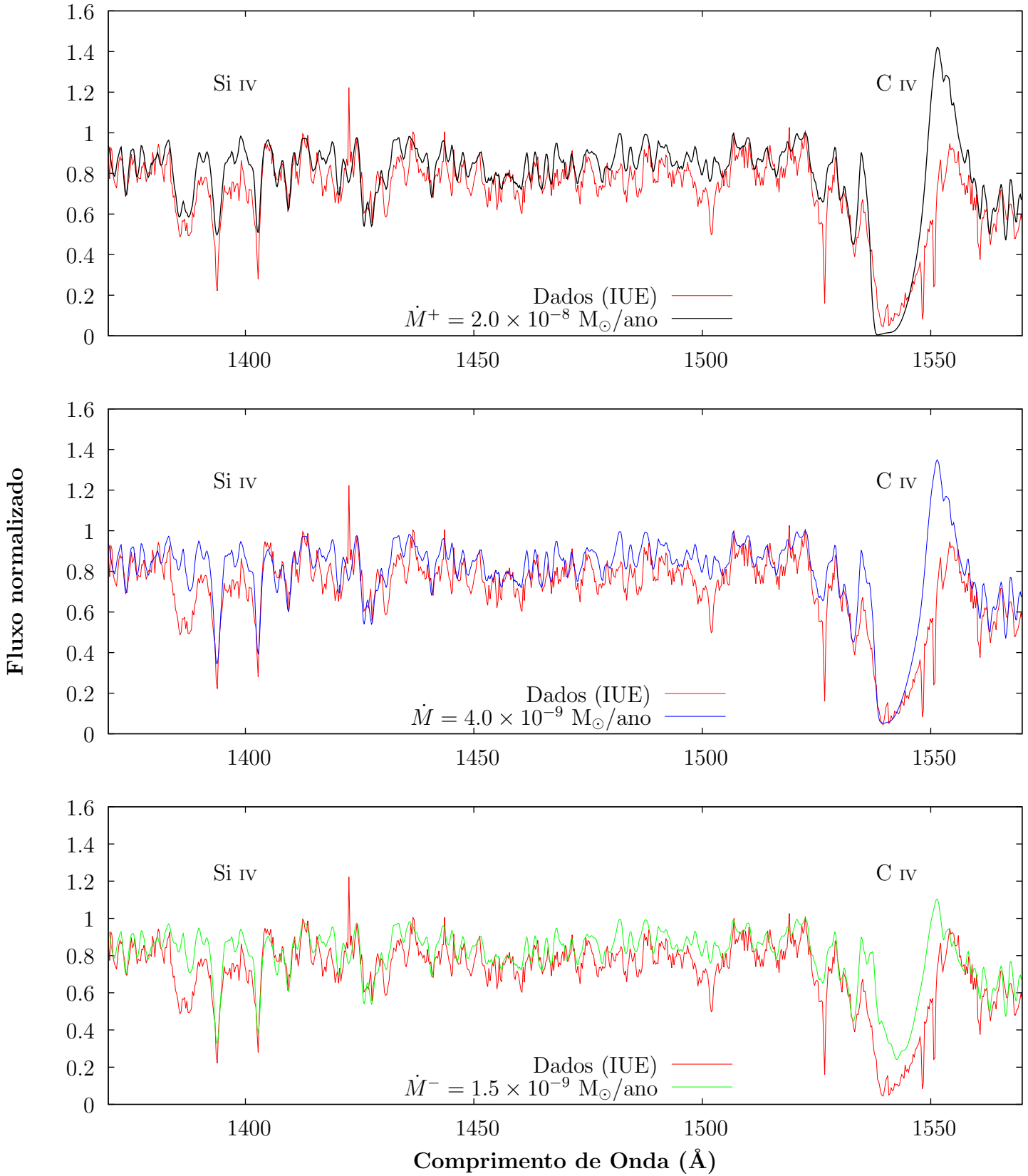


Figura A.3: Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

**HD 115455:**  $T_{ef} = 34000$  K,  $\log(g) = 3.57$ ,  $v \sin i = 70$  km/s e  $v_{\infty} = 2300$  km/s.

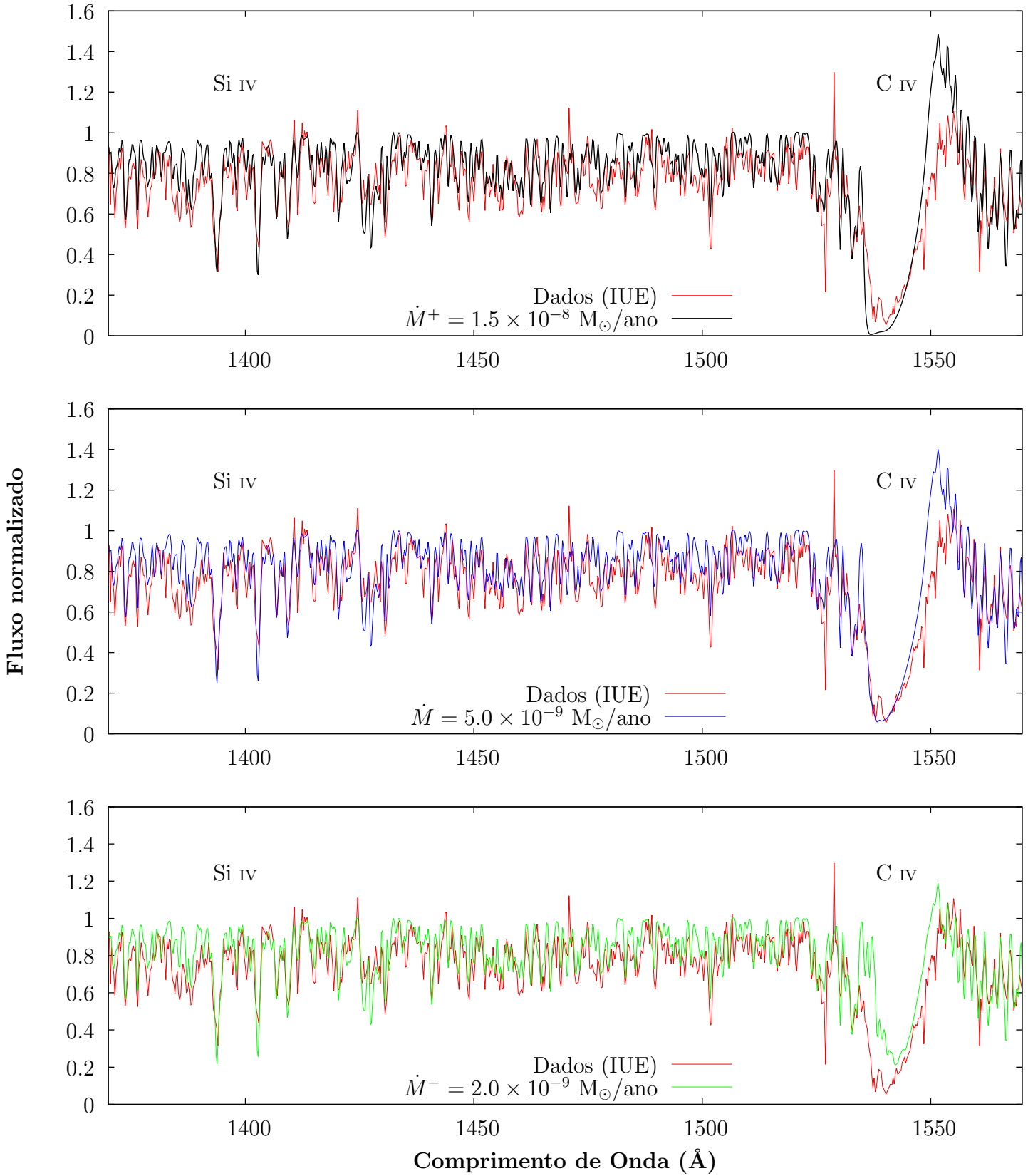


Figura A.4: Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.



**HD 116852:**  $T_{ef} = 32500$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 120$  km/s e  $v_{\infty} = 2100$  km/s.

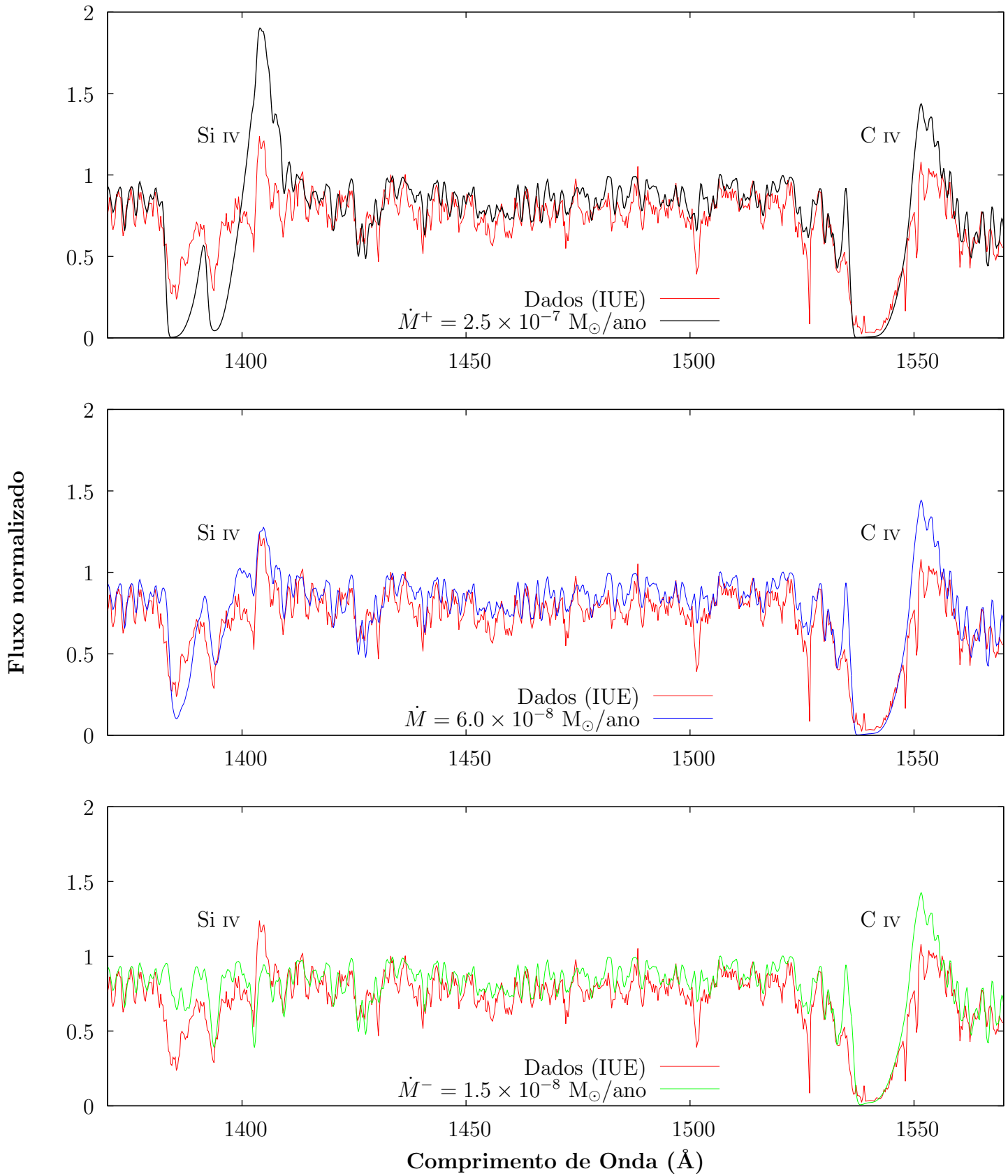


Figura A.5: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

HD 135591:  $T_{ef} = 35000$  K,  $\log(g) = 3.75$ ,  $v \sin i = 80$  km/s e  $v_{\infty} = 2100$  km/s.

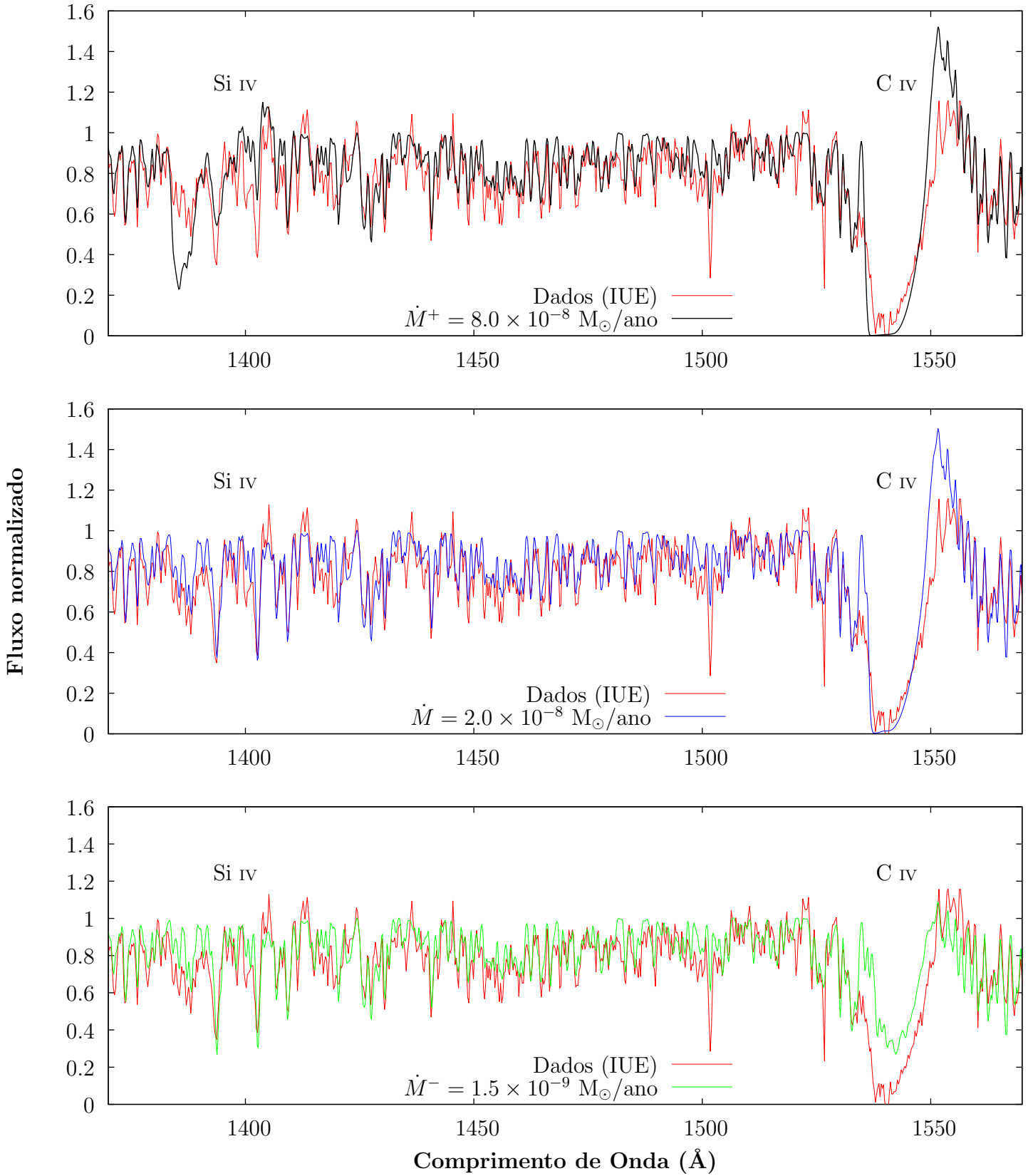


Figura A.6: Idem à figura anterior, mas para HD 135591.

**HD 153426:**  $T_{ef} = 32000$  K,  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 130$  km/s e  $v_{\infty} = 2400$  km/s.

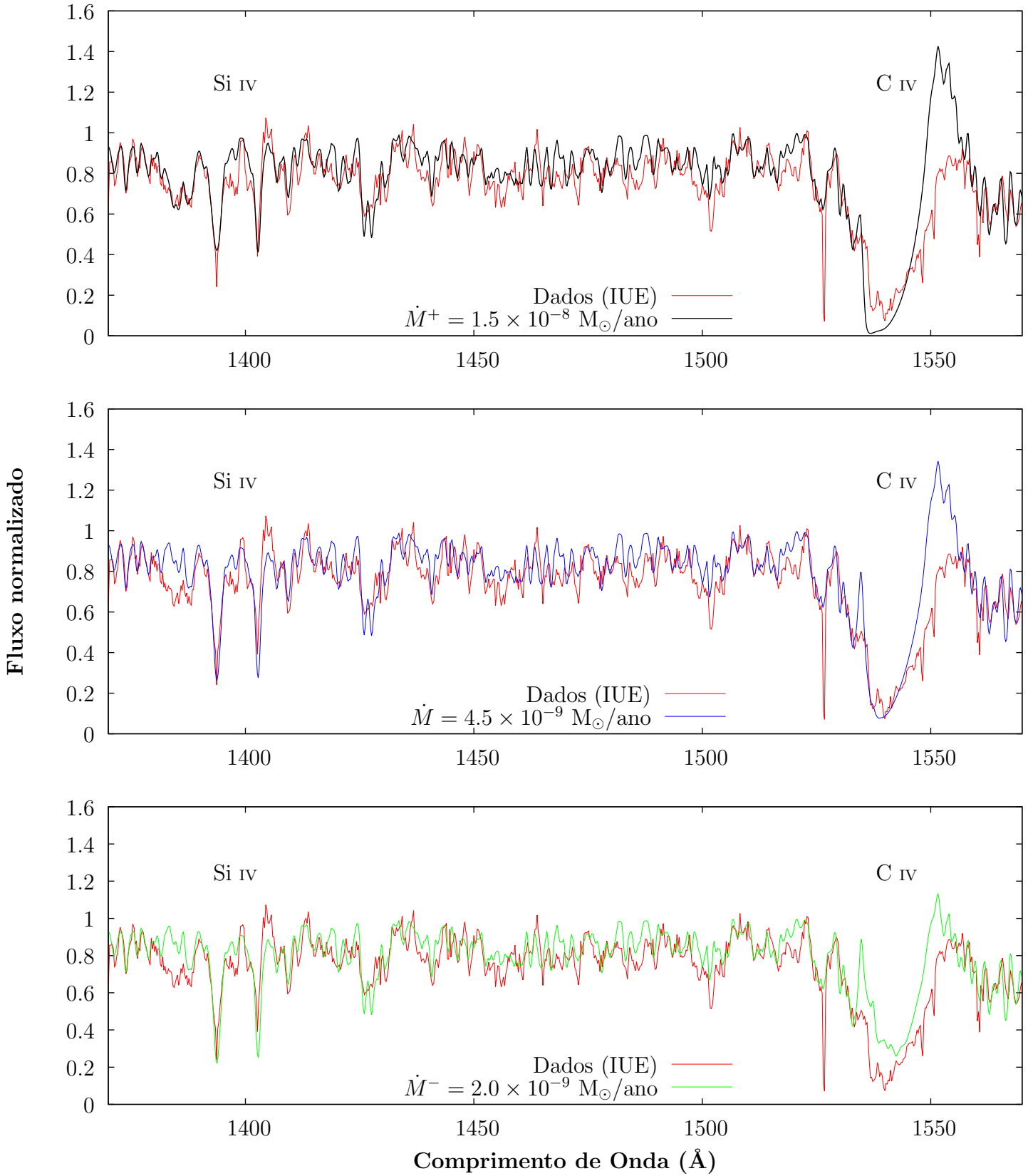


Figura A.7: Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

**HD 156292:**  $T_{ef} = 30625$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100$  km/s e  $v_{\infty} = 1300$  km/s.

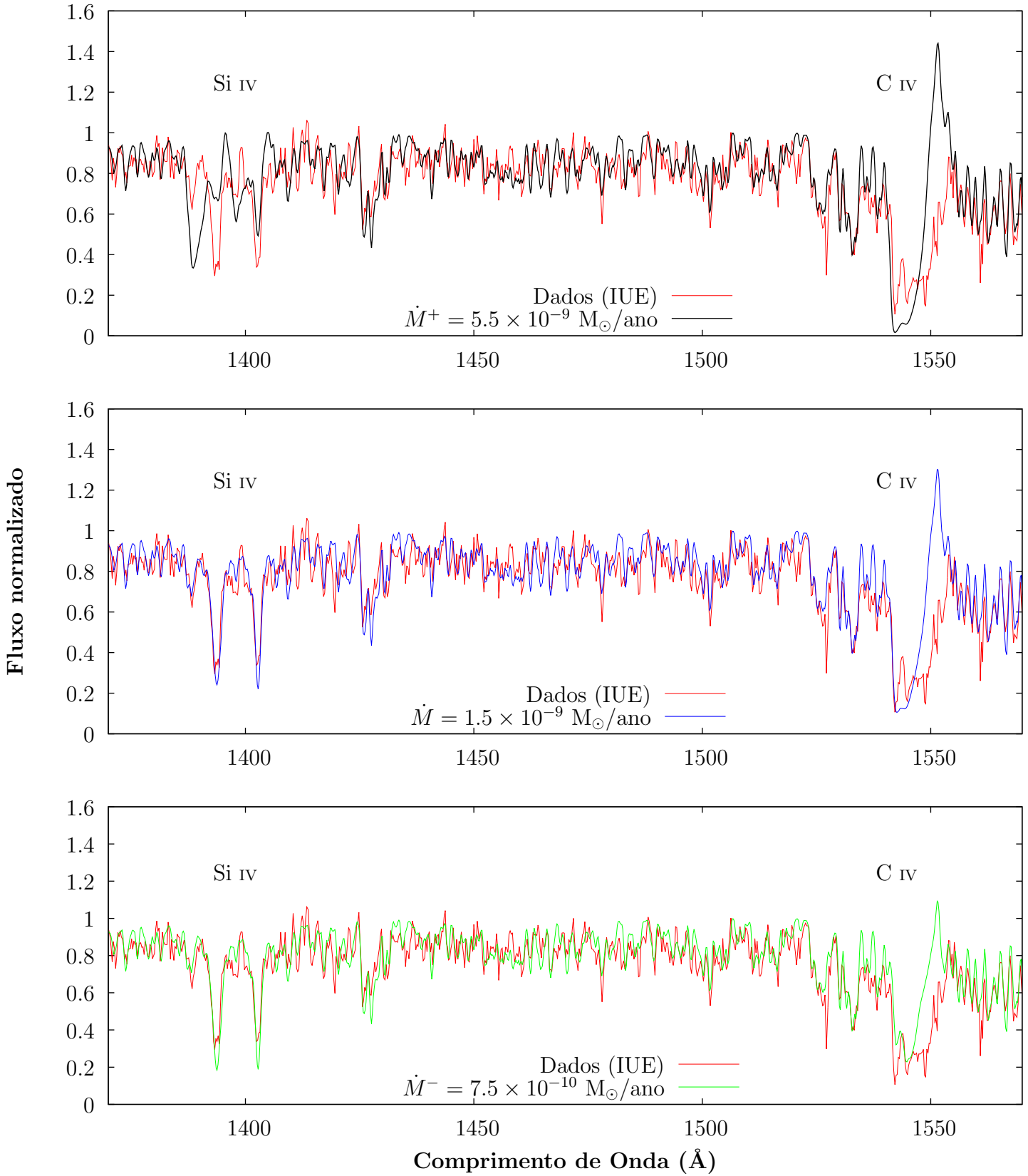


Figura A.8: Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**.

HD 218195:  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 80$  km/s e  $v_{\infty} = 2000$  km/s.

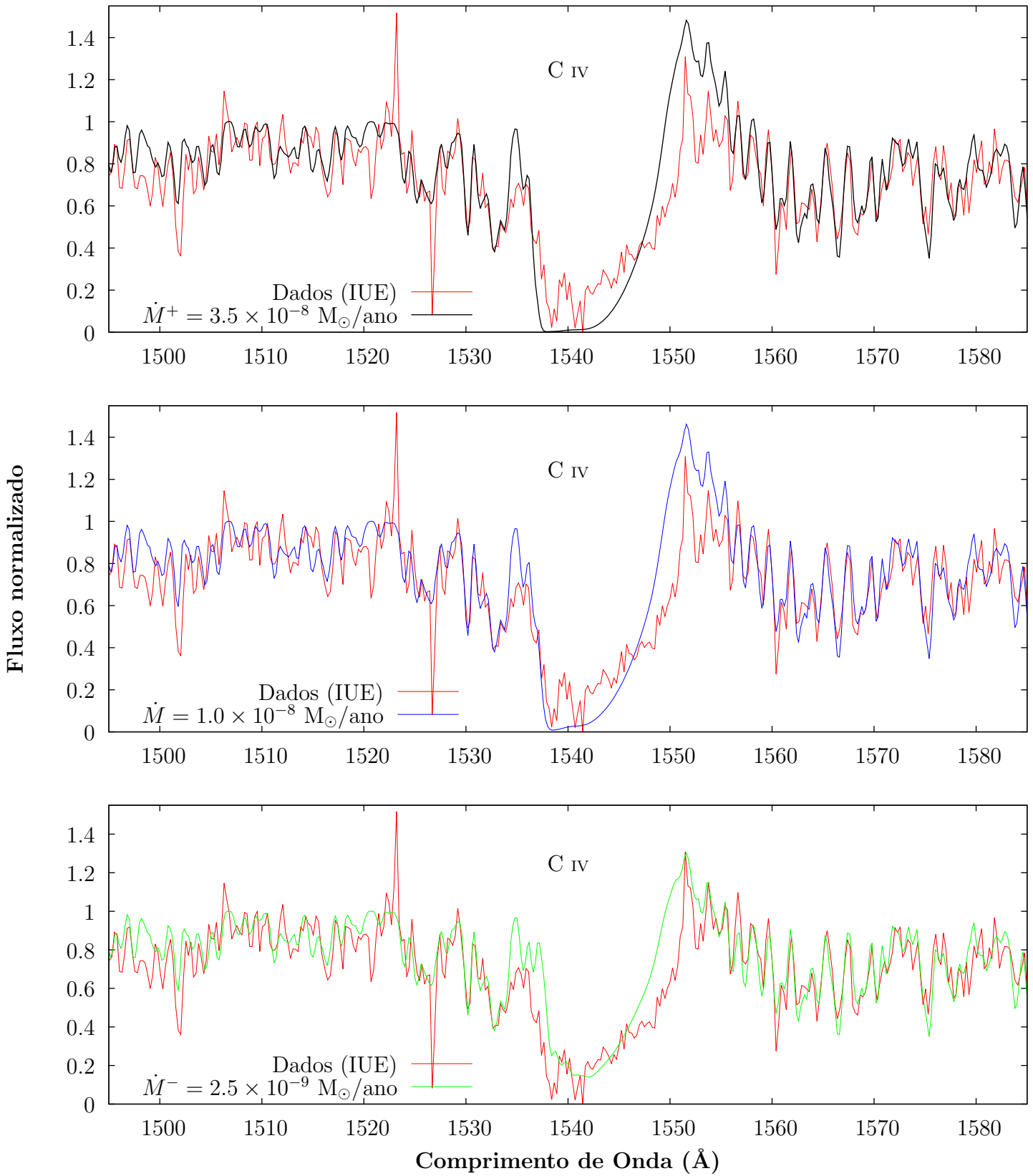


Figura A.9: Idem à figura anterior, mas para HD 218195.

# Apêndice B

## Barras de Erro – $v_{\infty}$

De acordo com os resultados apresentados para as barras de erro da velocidade terminal, na tabela 3.2 da seção 3.2, mostramos nas figuras B.1 até B.9 os modelos correspondentes aos limites superior e inferior (respectivamente denotados por  $v_{\infty}^{+}$  e  $v_{\infty}^{-}$  nas figuras) que foram determinados para a velocidade terminal ( $v_{\infty}$ ). Mostramos a região espectral de  $\approx 1500 - 1580 \text{ \AA}$ , indicando-se a linha-diagóstico de C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ .

**HD 24431:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 70$  km/s e  $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

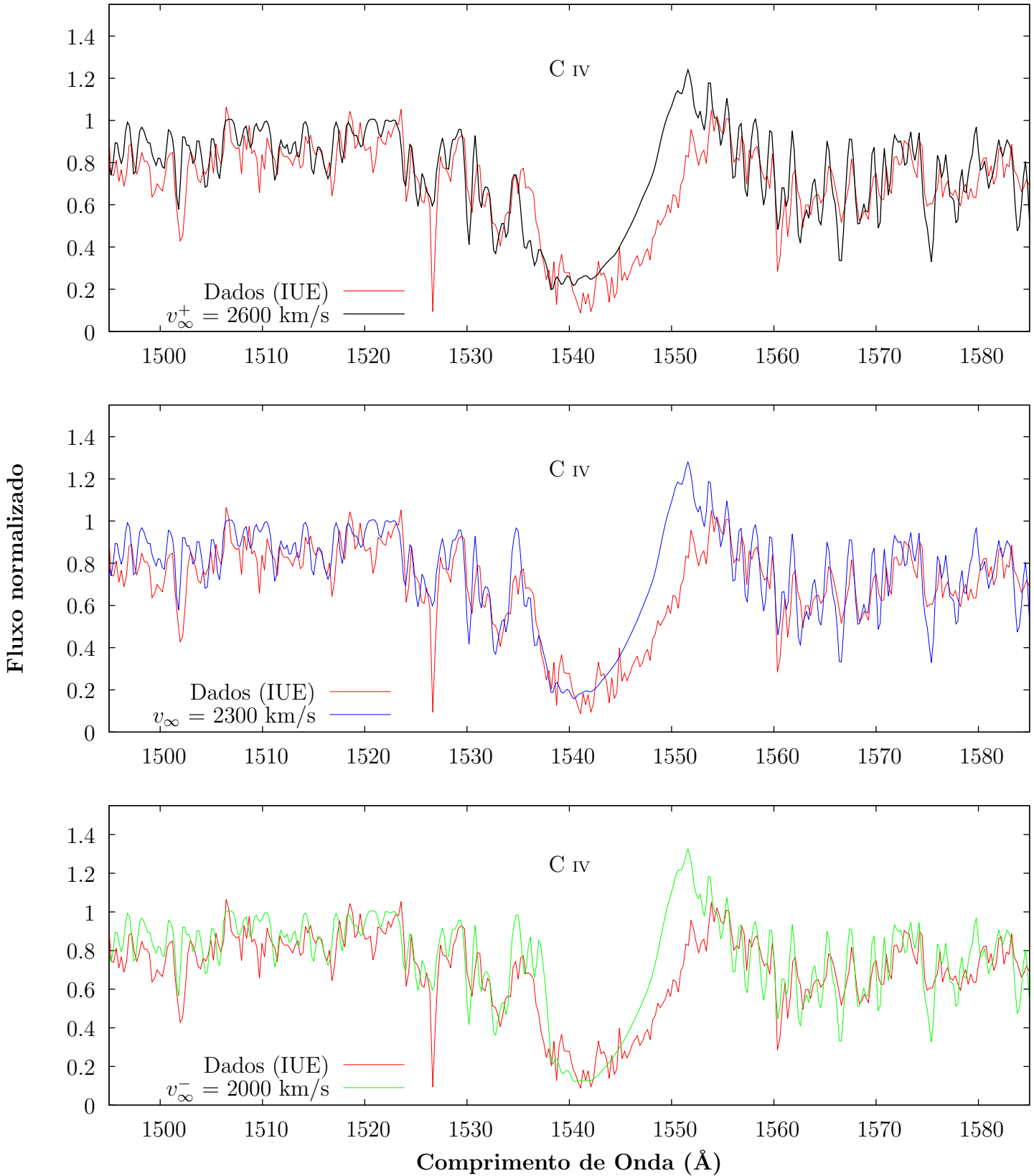


Figura B.1: Eixo vertical: fluxo normalizado. Eixo horizontal: comprimento de onda em Å. Dados na região do ultravioleta em linha vermelha. Três modelos com os parâmetros fixos conforme o título. Modelos correspondem ao limite superior da velocidade terminal ( $v_{\infty}^+$ ) em linha preta, valor nominal ( $v_{\infty}$ ) em azul e limite inferior ( $v_{\infty}^-$ ) em verde para **HD 24431**.

**HD 36861:**  $T_{ef} = 33500$  K,  $\log(g) = 3.60$ ,  $v \sin i = 75$  km/s e  $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ .

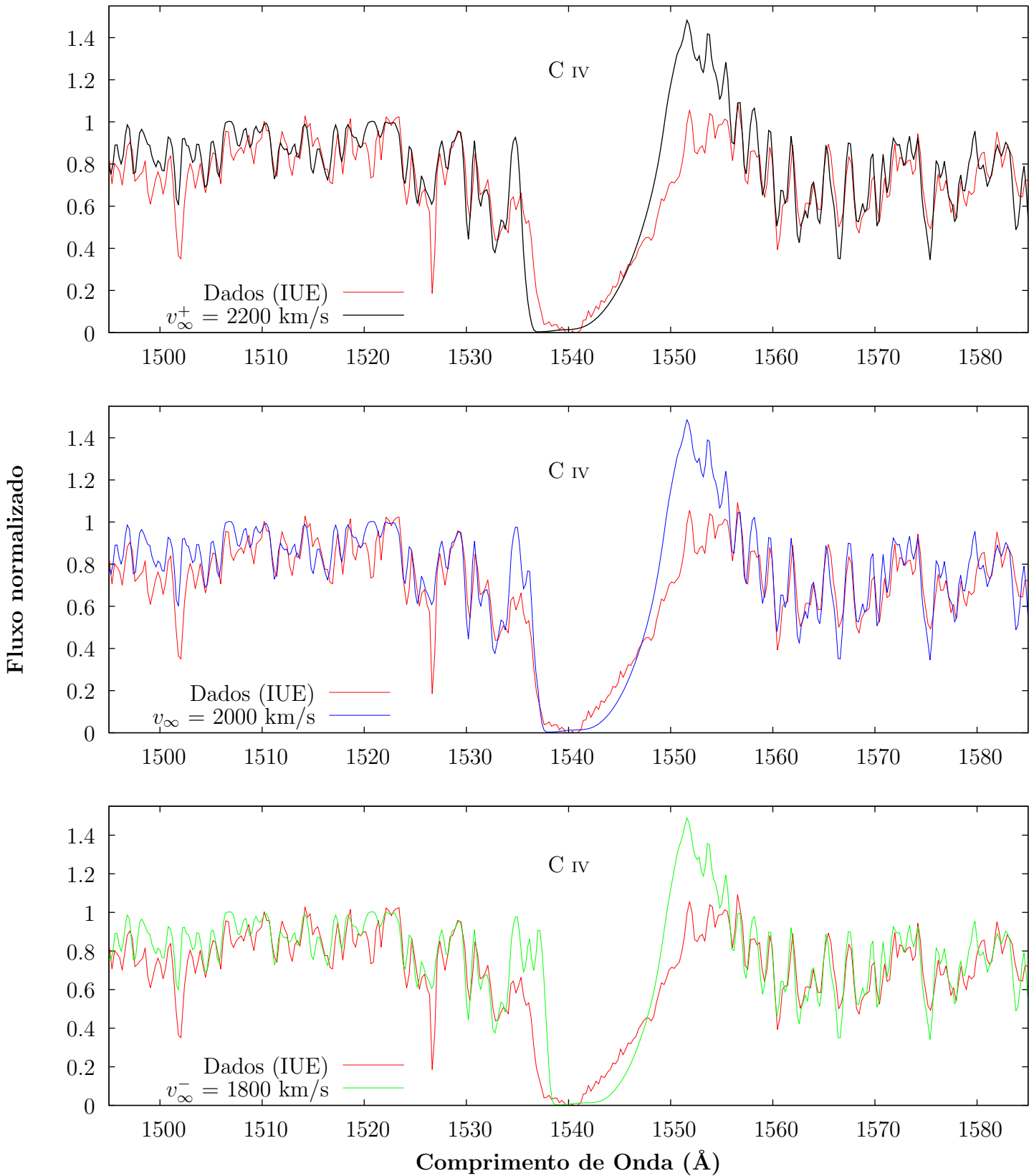


Figura B.2: Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.



**HD 105627:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 160$  km/s e  $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

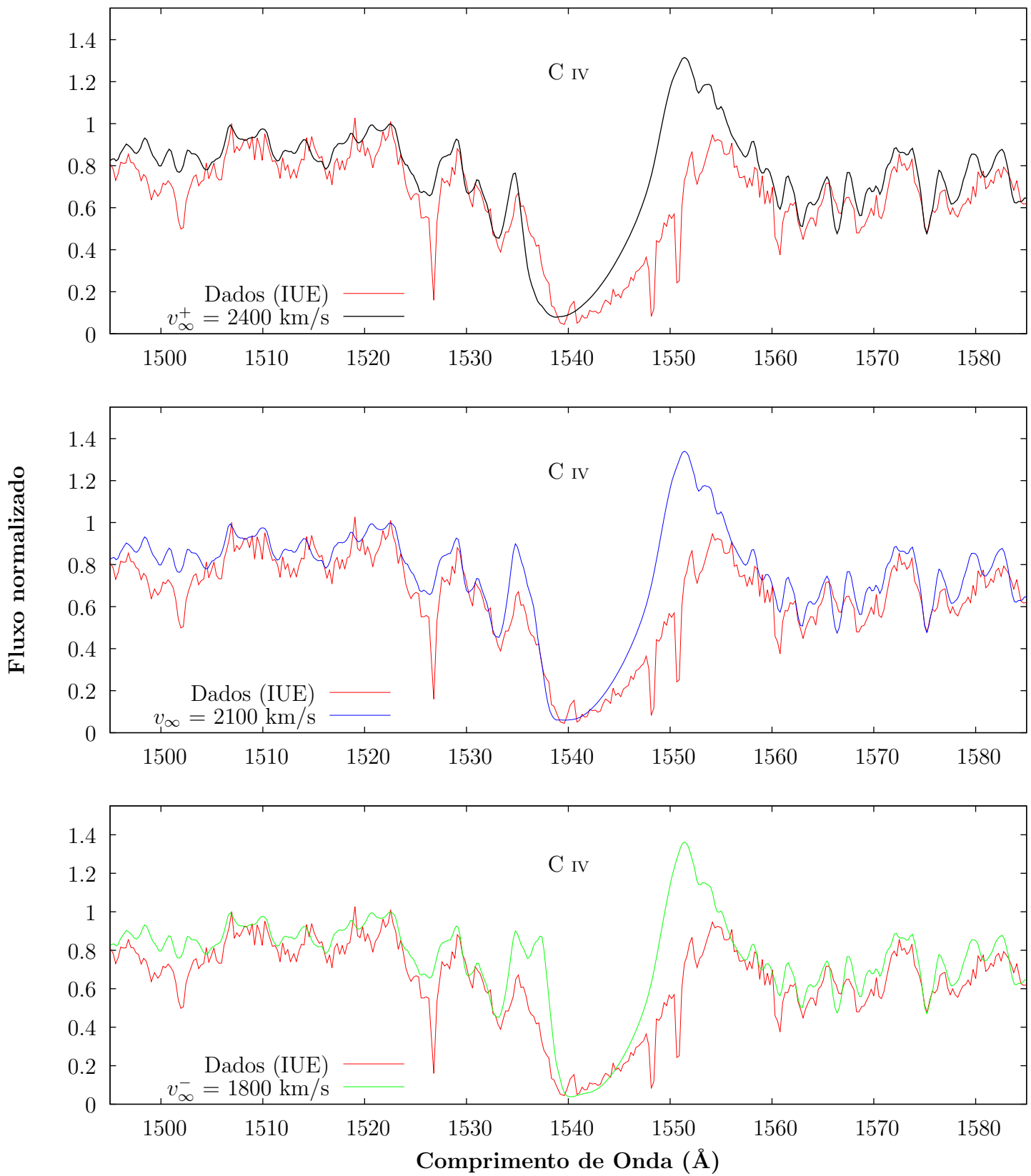


Figura B.3: Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

**HD 115455:**  $T_{ef} = 34000$  K,  $\log(g) = 3.57$ ,  $v \sin i = 70$  km/s e  $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

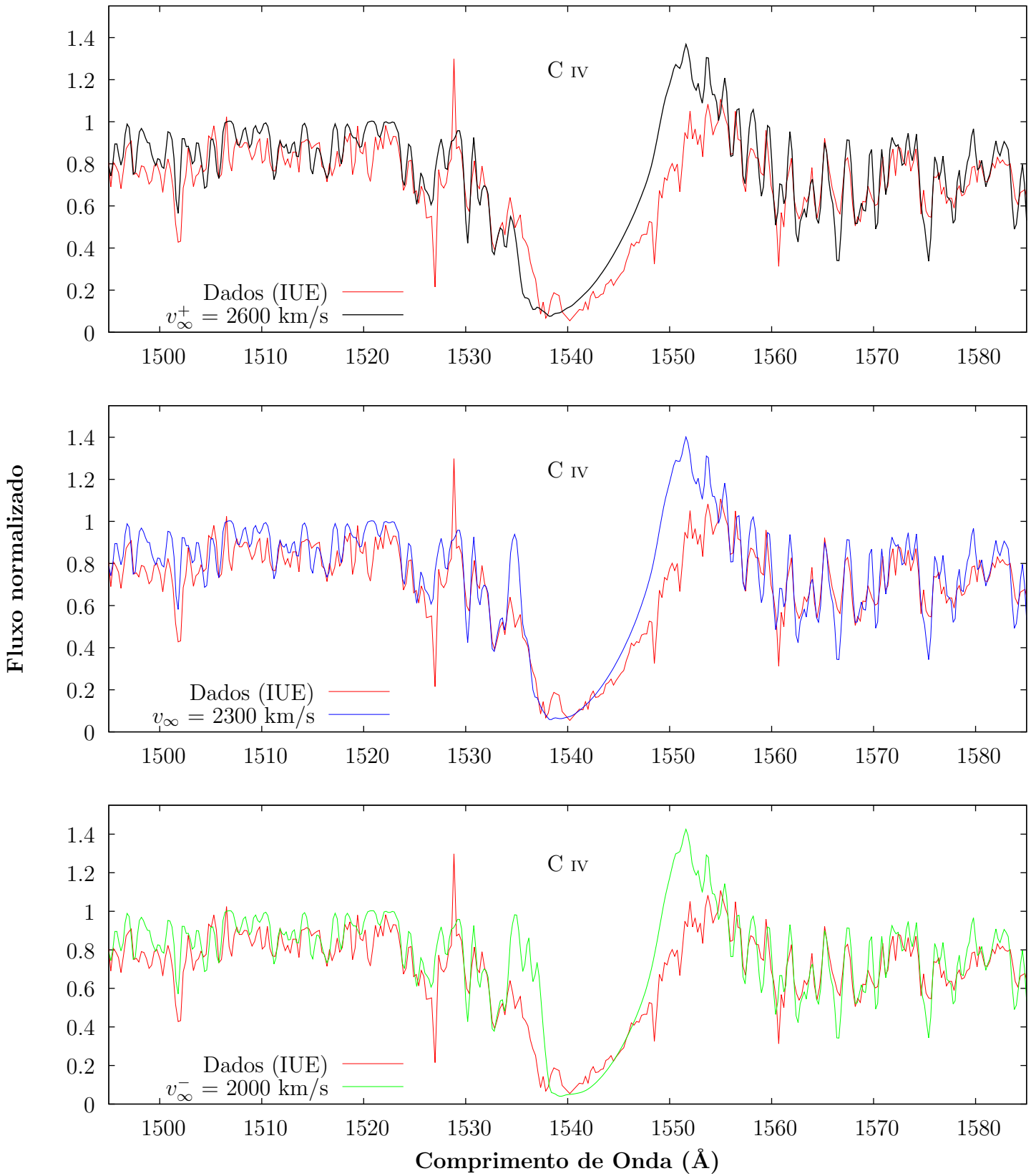


Figura B.4: Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.

**HD 116852:**  $T_{ef} = 32500$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 120$  km/s e  $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ .

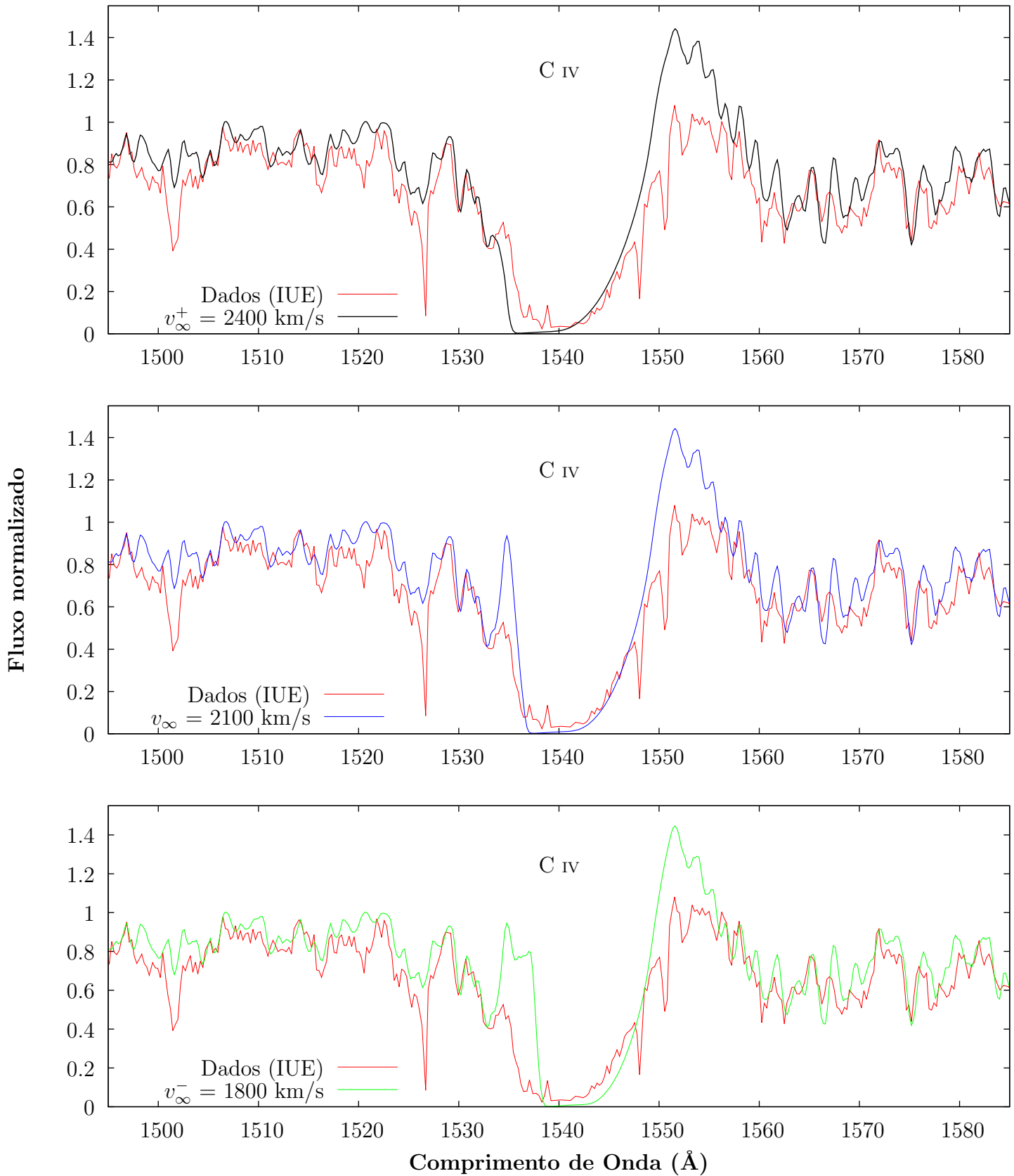


Figura B.5: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

**HD 135591:**  $T_{ef} = 35000$  K,  $\log(g) = 3.75$ ,  $v \sin i = 80$  km/s e  $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ .

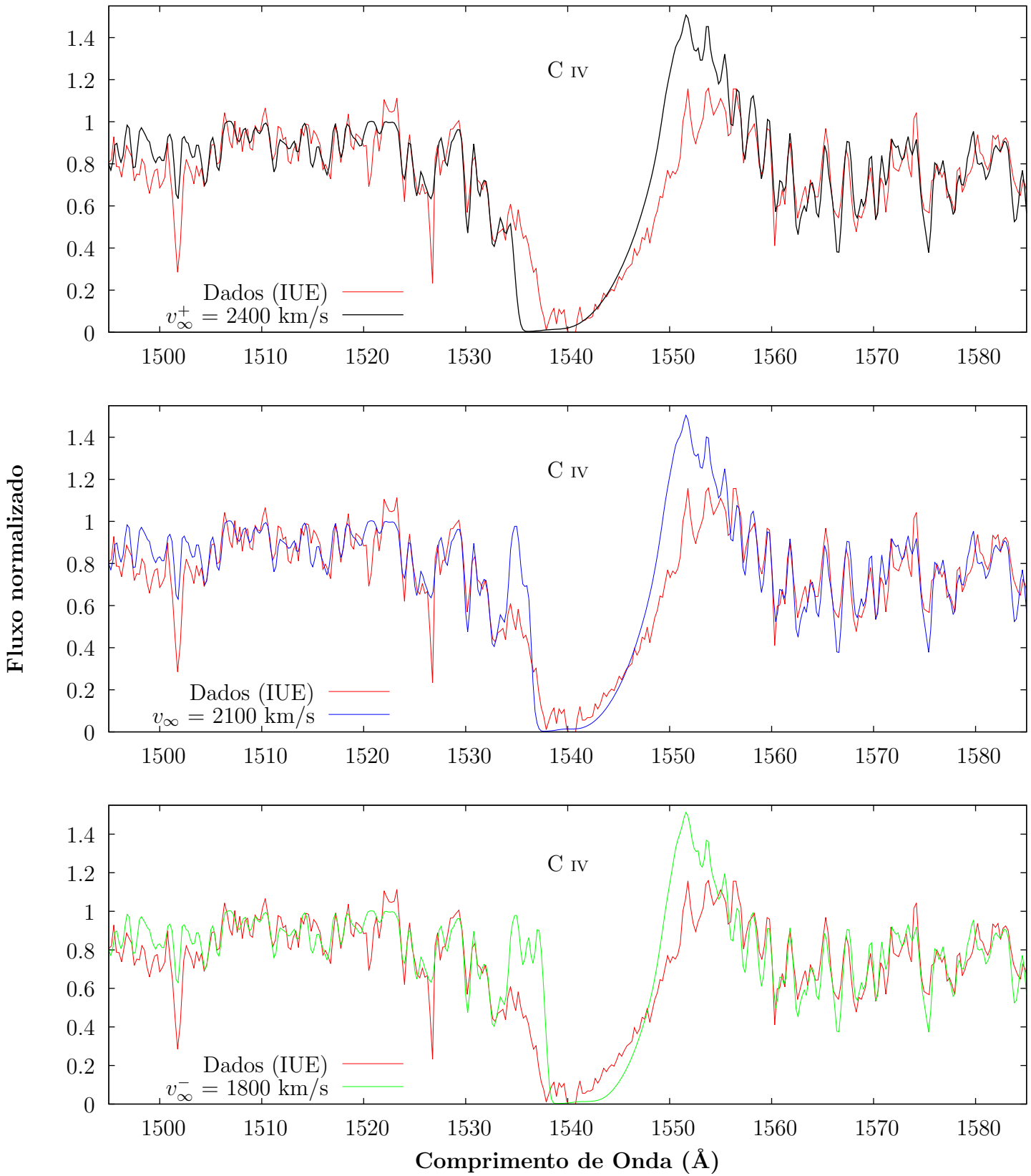


Figura B.6: Idem à figura anterior, mas para **HD 135591**.

**HD 153426:**  $T_{ef} = 32000$  K,  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 130$  km/s e  $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

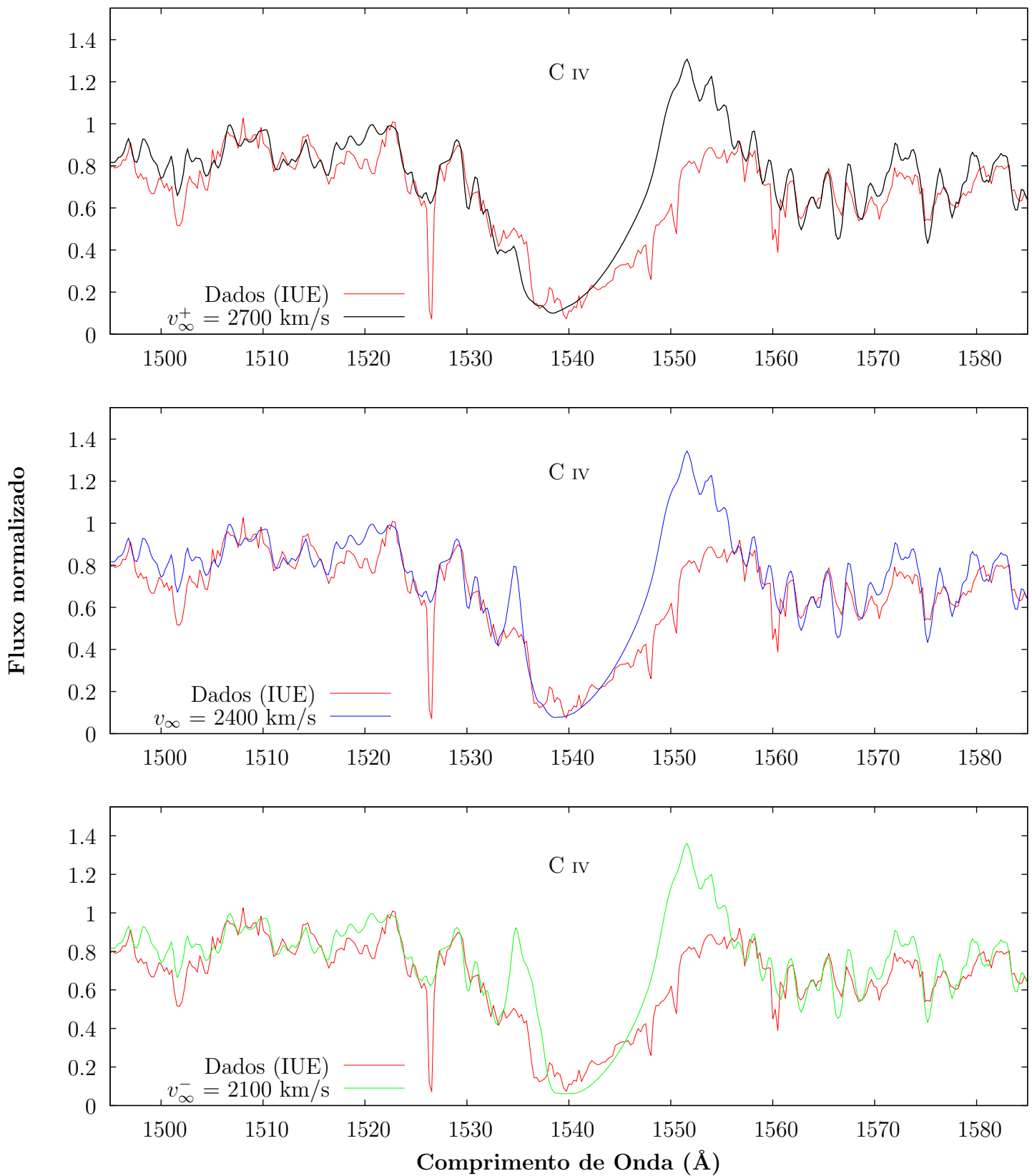


Figura B.7: Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

**HD 156292:**  $T_{ef} = 30625$  K,  $\log(g) = 3.50$ ,  $v \sin i = 100$  km/s e  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

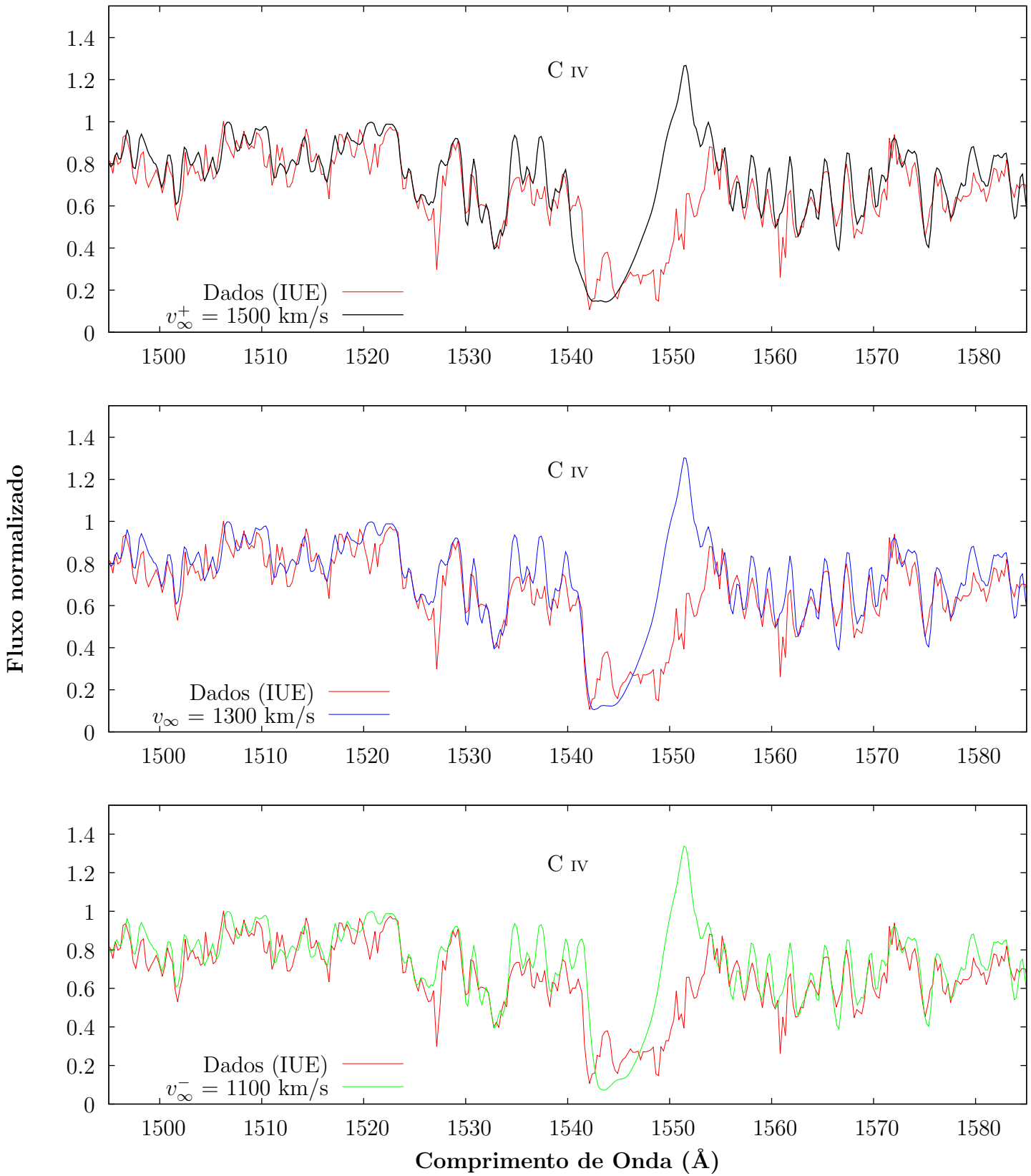


Figura B.8: Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**.

**HD 218195:**  $T_{ef} = 33000$  K,  $\log(g) = 3.55$ ,  $v \sin i = 80$  km/s e  $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ .

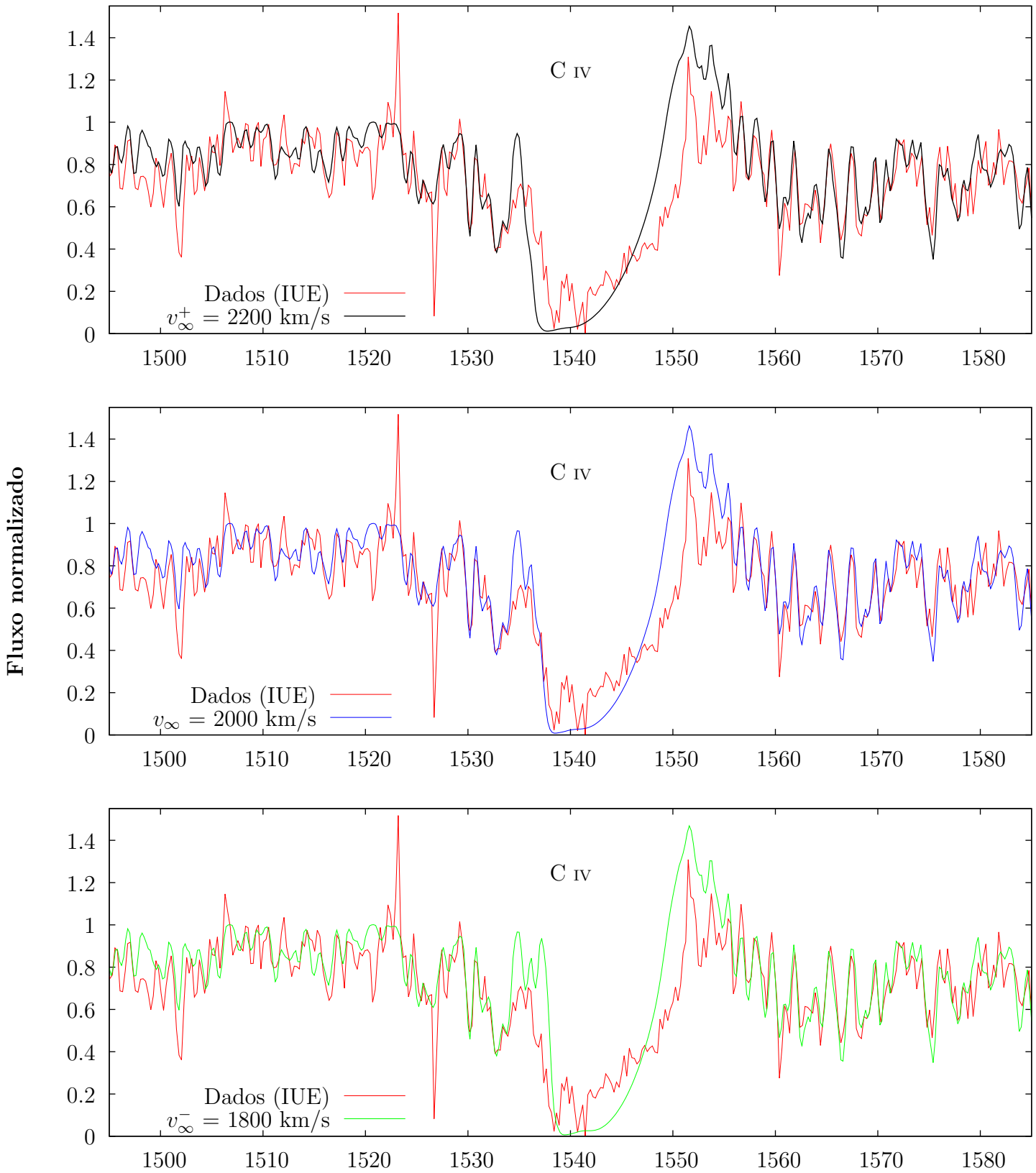


Figura B.9: Idem à figura anterior, mas para **HD 218195**.

# Referências Bibliográficas

- Abbott, D. C. 1982, *The Astrophysical Journal*, 263, 723
- Bouret, J.-C., Lanz, T., Hillier, D. J., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 1182
- Bouret, J.-C., Hillier, D. J., Lanz, T., & Fullerton, A. W. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 544, A67
- Chlebowski, T. & Garmany, C. D. 1991, *The Astrophysical Journal*, 368, 241
- Crowther, P. A., Lennon, D. J., & Walborn, N. R. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 446, 279
- de Koter, A., Heap, S. R., & Hubeny, I. 1997, *The Astrophysical Journal*, 477, 792
- de Koter, A., Schmutz, W., & Lamers, H. J. G. L. M. 1993, *Astronomy & Astrophysics*, 277, 561
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A146
- Grevesse, N., Asplund, M., Sauval, A. J., & Scott, P. 2010, *Astrophysics & Space Science*, 328, 179
- Herrero, A., Puls, J., & Najarro, F. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 396, 949
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, *The Astrophysical Journal*, 496, 407
- Howarth, I. D. & Prinja, R. K. 1989, *The Astrophysical Journal*, Supplement, 69, 527
- Howarth, I. D. & Reid, A. H. N. 1993, *aap*, 279, 148
- Howarth, I. D., Siebert, K. W., Hussain, G. A. J., & Prinja, R. K. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 284, 265
- Kudritzki, R.-P., Lennon, D. J., & Puls, J. 1995, in *Science with the VLT*, ed. J. R. Walsh & I. J. Danziger, 246
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*



- Langer, N. 2012, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 50, 107
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 38, 143
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Morrell, N. I., et al. 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega*, 198
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Walborn, N. R., et al. 2011, in *Highlights of Spanish Astrophysics VI*, ed. M. R. Zapatero Osorio, J. Gorgas, J. Maíz Apellániz, J. R. Pardo, & A. Gil de Paz, 467–472
- Marcolino, W. L. F., Bouret, J.-C., Martins, F., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 498, 837
- Martins, F. 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 29
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005a, *Astronomy & Astrophysics*, 436, 1049
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., & Heydari-Malayeri, M. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 420, 1087
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., et al. 2005b, *Astronomy & Astrophysics*, 441, 735
- Massa, D. 1995, *The Astrophysical Journal*, 438, 376
- Meynet, G., Chomienne, V., Ekström, S., et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 575, A60
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Puls, J., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 441, 711
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Vink, J. S., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 473, 603
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E. 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*
- Muijres, L. E., Vink, J. S., de Koter, A., Müller, P. E., & Langer, N. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A37
- Pannekoek, A. 1961, *A history of astronomy*.
- Pauldrach, A., Puls, J., & Kudritzki, R. P. 1986, *Astronomy & Astrophysics*, 164, 86

- Puls, J. 2008, in IAU Symposium, Vol. 250, IAU Symposium, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, & J. Puls, 25–38
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 305, 171
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 435, 669
- Repolust, T., Puls, J., & Herrero, A. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 415, 349
- Sana, H., Rauw, G., Nazé, Y., Gosset, E., & Vreux, J.-M. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372, 661
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 362, 295