

Ministério da Ciência e Tecnologia  
Observatório Nacional

# Estrelas Centrais de Nebulosas Planetárias Deficientes em Hidrogênio.

Wagner Luiz Ferreira Marcolino

**Tese de doutorado**

**Orientador: Dr. Francisco Xavier de Araújo**

Apresentada como requisito para a obtenção do grau de doutor em astronomia.

Rio de Janeiro, 23 de maio de 2006



# Agradecimentos

Estrelas são objetos fascinantes. Durante suas vidas, uma enorme gama de fenômenos ocorre tanto nos seus interiores como em suas atmosferas, requerendo a aplicação de quase todas as áreas da física para uma interpretação apropriada. Fico feliz depois de vários anos, com a dedicação que me foi possível, de ter ajudado de alguma forma à responder algumas perguntas referentes à elas, que já inspiraram tantas pessoas, que presenciaram tantos acontecimentos, que viram civilizações inteiras aparecerem, sumirem e aparecerem renovadas, com seus líderes e lendas, e que ainda continuam a brilhar no nosso céu, clamando o nosso espírito à ideais mais nobres, dada tamanha grandeza, beleza, longevidade e mistérios que elas encerram.

Confesso que dado o contínuo caos da vida moderna, visando sempre as mais diversas superficialidades, algumas vezes me vi desanimado e me perguntando se o que fazia valia a pena. Hoje concluo que sim, sem dúvida, porque todo o caminho que fiz até começar a entender um pouco de estrelas, me fez compreender melhor meu lugar no Universo, e principalmente, a nunca estar vazio. Grande parte das melhores inspirações que tive veio de livros (c.f.), da música (sempre parte da minha vida) e da conversa com amigos apaixonados por ciência. Gostaria de deixar minha gratidão a cada pessoa abaixo, que de uma forma ou de outra, sutil ou profundamente, colaborou para que esta tese se realizasse.

Corro o risco de esquecer de alguém por não estar perto ultimamente, mas aí vai : Mãe, Pai, Ricardo, Paulo Eduardo, vô Paulo, vó Zenaide, Mônica, Flávia, Tio Folly, Tia Regina, Lígia, Vânia, Vó Lourdes, Érida, Antônio, Pedro, Chiquinho, Sérgio, Aline, Tia Dirce, Tio Kléber; a Letícia e aos novos amigos, Marianna, Marcelo, Carol, Guilherme e Catarina; Fernando (vamos tomar uma cerveja hoje?), Maria João, Maria Borba, Helena, Renata, Kodama, Licínio, Magno, Diana, Sérgio; Bruno, Wailã, Silva, Dudu, Vinícius, Eduardo, Bia, Ricardo, B.A., Tatiana, Leda; Flávio Zig, Ruy Zig e Fabiane Zig (equipe), Rui Portuga, Babinski, Júnior, Ovande, Karina, Ana Paula, Randy, Chile, Velvet, Carla, Moirnja; ao Hillier (meu orientador em Pittsburgh), Joe, Lauren, Cameron, Ramin, Ummi, Michelle, Sam, Jeremy, Niraj; Flammarion; Eddie, Matt, Cameron, Jeff, Stone e Mike; Ao Chico (meu orientador), Simone, Iara, Vera, Ângela, Dora, Cláudio, Antares, Daniela, Ramiro, Fernando Roig, Vladimir, Martelli, Márcio, Aloízio; Thaís, Paulo Afrânio, Dario, Marcelo, Luciana Rios, Flávia, Cecília, Eugênio; Renê, Carol, Álvaro, Patrício, German, Giovanni,

Fernanda Nieva e Renato. Aos amigos do Parque Santana, Léo, Gláucia e família. Aos amigos de Petrópolis, Mateus, Guilherme, Léo Pimenta e da UCP. E como eu sempre disse, ou você agradece ao acaso ou a Deus por tudo, eu prefiro este último.

# Resumo

A origem das estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em hidrogênio e sua evolução até a fase das anãs-brancas apresenta várias questões em aberto. Motivados por este fato, estudamos nesta tese o espectro desses objetos de duas formas distintas. Primeiro, analisamos qualitativamente uma amostra homogênea de 24 estrelas centrais. Fizemos a identificação de linhas, medições de larguras equivalentes e utilizamos um critério quantitativo para classificar cada estrela [WR]. Estudamos pela primeira vez em mais detalhes o espectro das [WELS], o que permitiu dividi-las em dois grupos segundo o C IV. Encontramos ainda que duas estrelas consideradas desta classe são na verdade estrelas [WR] do tipo inicial. Depois, realizamos uma comparação simples entre estrelas [WR] e [WELS].

Na segunda parte de nosso trabalho, apresentamos modelos de atmosferas em expansão para 4 estrelas centrais do tipo [WR] : BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905. Com o uso do código CMFGEN, levando em conta os efeitos de “line-blanketing” e “clumping”, reproduzimos pela primeira vez o contínuo e as linhas espectrais desses objetos desde o ultravioleta distante até o ótico, o que permitiu a obtenção de seus raios, temperaturas, perdas de massa, velocidades terminais e abundâncias químicas ( $R$ ,  $T_*$ ,  $\dot{M}$ ,  $v_\infty$  e  $\beta_i$ ). Os resultados obtidos foram comparados com trabalhos anteriores e discutidos no contexto da seqüência evolutiva “[WCL]  $\rightarrow$  [WCE]  $\rightarrow$  [WO]  $\rightarrow$  [WELS]  $\rightarrow$  PG 1159  $\rightarrow$  anãs-brancas” através do diagrama HR e do diagrama  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$ . Encontramos uma tendência de um aumento do raio transformado ( $R_T$ ) de  $\sim 0.1 - 0.2$  dex sem o uso de “clumping” e de  $\sim 0.5$  dex com este efeito. A estrela NGC 5315 nunca tinha sido analisada anteriormente e agora constitui a única estrela estudada de sua própria classe ([WC4]) : sua temperatura é consideravelmente menor que a das demais estrelas [WR] do tipo inicial e sua posição nos diagramas HR e  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$  é bastante deslocada. Analisamos o espectro *FUSE* de cada objeto pela primeira vez. Detectamos a presença de fósforo através das transições P V  $\lambda 1118$ ,  $\lambda 1128$  ( $2p^63p^2P^o - 2p^63s^2S$ ) nas estrelas BD+303639, NGC 40 e NGC 5315. Discutimos o problema da razão  $\beta_C/\beta_{He}$  nas estrelas [WR] do tipo inicial, mostrando a dificuldade em se determinar  $\beta_{He}$  e  $\beta_C$  a partir do He II  $\lambda 5412$  e do C IV  $\lambda 5470$ . Analisamos ainda a abundância de ferro, silício e fósforo tendo em vista a nucleossíntese na fase AGB. Nossos resultados para as estrelas BD+303639 e NGC 5315 confirmam a previsão que o ferro se torna deficiente devido a captura de nêutrons. Com relação ao silício, encontramos que uma abundância solar reproduz satisfatoriamente as linhas do Si IV nas estrelas BD+303639 e NGC 40, em acordo com os modelos evolutivos. No caso do fósforo, o resultado para a NGC 5315 concorda com a previsão de que este elemento se enriquece com relação ao valor solar.



# Abstract

The origin of hydrogen deficient central stars of planetary nebulae and their evolution to the white dwarf stage presents several open questions. Motivated by this fact, we study in this dissertation the spectra of these objects by two different ways. First, we present a qualitative analysis of a homogeneous sample of 24 central stars. We identified several spectral lines, measured their equivalent widths and used a quantitative criteria to classify each [WR] star. We studied the [WELS] spectra in details for the first time, what allowed to divide them in two different groups regarding the C IV lines. We found that two objects are actually early-type [WR] stars. Finally, we performed a comparison between [WR] and [WELS] stars.

In the second part of our work, we present expanding atmosphere models of 4 [WR] stars : BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905. With the use of CMFGEN, that takes into account metal *line-blanketing* and *clumping*, we reproduced for the first time the spectra of these objects from the far-UV to the optical. By consequence, we obtained their radii, temperatures, mass-losses, terminal velocities and chemical abundances ( $R$ ,  $T_*$ ,  $\dot{M}$ ,  $v_\infty$  e  $\beta_i$ ). Our results are compared with previous works on the literature and discussed in the light of the evolutionary sequence “[WCL]  $\rightarrow$  [WCE]  $\rightarrow$  [WO]  $\rightarrow$  [WELS]  $\rightarrow$  PG 1159  $\rightarrow$  white dwarfs” through the HR and  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$  diagrams. We found a tendency of an increase in the transformed radius ( $R_T$ ) of  $\sim 0.1 - 0.2$  dex without the use of *clumping* and of  $\sim 0.5$  dex with this effect. NGC 5315 was studied for the first time and it constitutes now the only object analyzed from its own class: its temperature is significantly lower than the other early-type [WR] stars and its position on the HR and  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$  diagrams is odd. We analyzed the *FUSE* spectra of all stars in our sample for the first time. We found the presence of phosphorus in the atmospheres of BD+303639, NGC 40 and NGC 5315 through the transitions P V  $\lambda 1118$ ,  $\lambda 1128$  ( $2p^6 3p^2 P^o - 2p^6 3s^2 S$ ). We discuss the  $\beta_C/\beta_{He}$  problem in early-type[WR] stars by showing the difficulty in get  $\beta_{He}$  and  $\beta_C$  from the He II  $\lambda 5412$  and C IV  $\lambda 5470$  lines. In order to test nucleosynthesis calculations during the AGB phase, we analyzed the abundances of iron, silicon and phosphorus in each object. Our results for BD+303639 and NGC 5315 support the expectation that iron gets depleted by neutron capture. Regarding silicon, we found that a solar abundance can satisfactorily reproduce the Si IV lines in the spectra of BD+303639 and NGC 40, in agreement with theoretical predictions. In the case of phosphorus, the result for NGC 5315 tend to support the prediction that this element evolves to an oversolar abundance.





# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Evolução de estrelas de massa baixa e intermediária . . . . .	3
1.2	O ramo assintótico das gigantes (AGB) . . . . .	7
1.3	A formação das nebulosas planetárias . . . . .	10
1.4	Abundâncias químicas das estrelas centrais de nebulosas planetárias . . . . .	14
1.4.1	A origem das estrelas centrais deficientes em hidrogênio . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Classificação Espectral de Estrelas Centrais Deficientes em Hidrogênio</b>	<b>19</b>
2.1	Classes espectrais . . . . .	20
2.1.1	Estrelas centrais [WR] . . . . .	20
2.1.2	Estrelas [WC]-PG1159 (ou [WELS]) . . . . .	23
2.1.3	Estrelas PG 1159 (pré-anãs brancas) . . . . .	23
2.1.4	Anãs-brancas não-DA . . . . .	25
2.2	Cenário evolutivo . . . . .	26
2.2.1	Evidências a partir das nebulosas planetárias . . . . .	26
2.2.2	Evidências a partir das estrelas centrais . . . . .	28
2.2.3	Problemas e questões importantes . . . . .	32
2.3	Uma análise de 24 estrelas centrais . . . . .	36
2.3.1	Observações . . . . .	36
2.3.2	Análise das estrelas [WR] . . . . .	37
2.3.3	Análise das estrelas [WELS] . . . . .	49
2.3.4	Conclusões . . . . .	58

<b>3</b>	<b>Transporte Radiativo em Atmosferas em Expansão</b>	<b>61</b>
3.1	Aproximação de Sobolev . . . . .	63
3.2	Descrição no referencial co-móvel . . . . .	69
3.2.1	Solução no sistema de coordenadas (p,z) . . . . .	70
3.3	Conclusão . . . . .	77
<b>4</b>	<b>O Código CMFGEN</b>	<b>79</b>
4.1	Hipóteses adotadas . . . . .	80
4.2	Solução das equações de transporte radiativo, de equilíbrio estatístico e radiativo pelo CMFGEN . . . . .	84
4.3	Processos físicos e dados atômicos . . . . .	89
4.4	Custo computacional . . . . .	93
4.5	Opacidade das linhas - “line blanketing” . . . . .	93
4.6	Atmosferas não homogêneas - “clumping” . . . . .	97
4.7	Parâmetros de entrada e saída . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Modelos Teóricos e Comparação com Dados Observacionais</b>	<b>105</b>
5.1	Modelos anteriores para estrelas [WR] - motivações de nosso trabalho . . . . .	106
5.2	Dados observacionais . . . . .	108
5.3	Estratégia utilizada na análise . . . . .	109
5.4	BD+303639 . . . . .	111
5.4.1	Ótico . . . . .	112
5.4.2	Ultravioleta próximo e distante . . . . .	115
5.4.3	Parâmetros físicos e abundâncias químicas . . . . .	119
5.5	NGC 40 . . . . .	126
5.5.1	Ótico . . . . .	126
5.5.2	Ultravioleta próximo e distante . . . . .	128
5.5.3	Parâmetros físicos e abundâncias químicas . . . . .	131
5.6	NGC 5315 . . . . .	136
5.6.1	Ótico . . . . .	136
5.6.2	Ultravioleta próximo e distante . . . . .	138

5.6.3	Parâmetros físicos e abundâncias químicas . . . . .	144
5.7	NGC 6905 . . . . .	149
5.7.1	Ótico . . . . .	149
5.7.2	Ultravioleta próximo e distante . . . . .	151
5.7.3	Parâmetros físicos e abundâncias químicas . . . . .	154
5.8	Sumário dos resultados obtidos . . . . .	158
<b>6</b>	<b>Discussão dos Resultados</b>	<b>167</b>
6.1	A razão $\beta_C/\beta_{He}$ nas estrelas [WR] . . . . .	167
6.2	Diagrama $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$ . . . . .	172
6.3	Diagrama HR - $\text{Log } g \times \text{Log } T_*$ . . . . .	175
6.4	A estrela NGC 5315 . . . . .	178
6.5	Nucleossíntese do Si, P e Fe . . . . .	179
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>187</b>
<b>A</b>	<b>O Método de Newton-Raphson</b>	<b>191</b>
<b>B</b>	<b>Lista de estrelas [WR] conhecidas na Galáxia</b>	<b>193</b>
<b>C</b>	<b>Obtenção das leis de transformação em Hillier &amp; Miller (1999)</b>	<b>197</b>



# Lista de Tabelas

2.1	Observações das estrelas [WR] . . . . .	37
2.2	Larguras a meia altura (FWHM) e larguras equivalentes ( $W_\lambda$ ) (em $\text{\AA}$ ). As linhas são : C II $\lambda 4267$ , C III $\lambda 5696$ , C IV $\lambda \lambda 5801, 12$ , O III-V $\lambda 5592$ e O VI $\lambda 5290$ . Um asterístico significa que se a linha existe, está muito fraca. . . . .	46
2.3	Logarítmos das larguras equivalentes e classificações encontradas para as estrelas [WR]. * Baseada no sistema qualitativo usado em Tylanda et al. (1993)	49
2.4	Observações das estrelas [WELS] . . . . .	50
2.5	Larguras equivalentes das linhas das [WELS]. . . . .	57
4.1	Íons considerados pelo CMFGEN. . . . .	92
4.2	Revisão na determinação dos parâmetros da estrela HD 165763 devido a inclusão de “line-blanketing”. Os dois últimos modelos utilizam “clumping” (ver próxima seção). A perda de massa tem unidades de $M_\odot/\text{ano}$ . Tabela baseada em Crowther (2002). . . . .	98
5.1	Dados do ultravioleta distante e próximo. . . . .	109
5.2	Modelo atômico para a BD+303639. . . . .	113
5.3	Modelo atômico para a NGC40. . . . .	127
5.4	Modelo atômico para a NGC 5315. . . . .	137
5.5	Modelo atômico para a NGC 6905. . . . .	150
5.6	Sumário dos parâmetros físicos obtidos. . . . .	159
5.7	Sumário das abundâncias químicas obtidas. . . . .	160
5.8	Fluxo ionizante dos nossos modelos finais. . . . .	160

6.1	Abundâncias químicas médias do He, C e O (em frações de massa) das classes de estrelas centrais deficientes em H. Dados de Koesterke (2001); Reiff et al. (2004); Dreizler & Heber (1998); Kruk & Werner (1998). As estrelas PG 1159 híbridas não foram consideradas. . . . .	168
-----	---	-----

# Lista de Figuras

1.1	Esquema evolutivo no diagrama HR : uma estrela saindo da sequência principal enquanto queima H em He em seu núcleo. . . . .	4
1.2	Esquema evolutivo no diagrama HR : o ponto 1 indica a exaustão do H, implicando na contração do núcleo; o ponto 2 indica quando uma casca ao redor do núcleo começa a queimar H devido à temperatura alcançada. . . . .	5
1.3	Esquema evolutivo no diagrama HR : o ponto 1 indica a exaustão do H, implicando na contração do núcleo; o ponto 2 indica quando uma casca ao redor do núcleo começa a queimar H devido à temperatura alcançada; o ponto 3 indica quando a convecção passa a atuar. . . . .	5
1.4	Evolução no diagrama HR para uma estrela de $3M_{\odot}$ (Blöcker 2001). AGB = ramo assintótico das gigantes. PPN = proto-nebulosa planetária. PN = nebulosa planetária. WD = anãs-brancas. . . . .	7
1.5	Estrutura de uma AGB. Na fase inicial, somente a casca de He está ativa. Já na fase dos pulsos térmicos, a casca de H também apresenta fusão nuclear. . . . .	9
1.6	Origem das nebulosas planetárias : interação do vento rápido da estrela central com o vento lento da fase AGB. . . . .	13
1.7	Uma origem proposta para as ECNP deficientes em H. A estrela central na fase de resfriamento (descida indicada pela seta) das anãs brancas sofre um pulso térmico tardio (VLTP). O H é consumido e a estrela se torna uma gigante vermelha pela segunda vez (subida indicada pela seta), retornando para próximo do final da fase AGB. A estrela central que surge posteriormente é completamente desprovida de H (figura extraída de Herwig et al. 1999).	15

1.8	Ilustração extraída de Asplund (2005). Uma anã-branca convencional poderia sofrer um pulso térmico tardio e voltar a ter proporções de uma gigante vermelha. Posteriormente, uma estrela central deficiente em H apareceria. . . . .	16
1.9	Figura extraída de Waters et al. (1998). Espectro ISO (“Infrared Space Observatory”) da estrela BD+303639 e modelo teórico considerando somente grãos ricos em carbono (linha tracejada longa), grãos ricos em oxigênio (linha tracejada curta) e a soma das duas componentes (pontilhada-tracejada). . . . .	18
2.1	Espectro extraído de De Marco (2002). Uma estrela Wolf-Rayet de alta massa (WR103) e a estrela central da nebulosa planetária He 2-99. Ambas são da classe WC9. . . . .	21
2.2	Do topo ao painel inferior : BD+303639, NGC 5315 e NGC 6905. Dados de nossa amostra.	22
2.3	Uma estrela da classe [WC]-PG1159 ([WELS]) : Hen 2-12. Dados de nossa amostra. . .	24
2.4	Uma estrela central rica em H (topo) e um exemplo de uma estrela PG 1159 (embaixo). Figura extraída de Werner et al. (1997). . . . .	25
2.5	Figura extraída de Gorny & Tylanda (2000). Estrelas da classe [WCL] são representadas por círculos, [WR] do tipo inicial por estrelas e PG 1159 por triângulos. Se esperamos que o brilho superficial na banda V e em $H\beta$ decresça com o tempo, este gráfico sugere que as classes [WCL], [WR] do tipo inicial e PG 1159 estão conectadas evolutivamente. Além disso, observamos que essas duas propriedades nebulares não são diferentes com relação às demais nebulosas que apresentam estrelas centrais ricas em H (pontos). . . . .	27
2.6	Figura extraída de Hamann (1997). As trajetórias evolutivas e os pontos obtidos a partir de modelos de atmosferas colocam em evidência uma sequência evolutiva para as estrelas centrais deficientes em H. Aqui, as estrelas [WO] estão incluídas na classe [WCE] (ver seção 2.1.1). . . . .	29
2.7	Figura extraída de Koesterke et al. (1998). A sequência evolutiva é indicada pelas setas. No eixo horizontal superior a temperatura está em kK. Aqui, as estrelas [WO] estão incluídas na classe [WCE]. . . . .	30
2.8	Figura extraída de Peña et al. (2003). Velocidades de expansão das nebulosas planetárias obtidas a partir das linhas do $H\beta$ , He I, [O III], [O II] e [N II]. Círculos preenchidos correspondem às estrelas centrais [WR]; triângulos às estrelas centrais normais ricas em H e círculos não preenchidos às [WELS]. Como pode ser verificado, a classe [WR] é a única que apresenta velocidades acima de $\sim 50$ km/s. . . . .	33



2.9	Histograma das estrelas [WR] conhecidas na Galáxia. . . . .	35
2.10	Espectro de 4 estrelas representativas de nossa amostra no intervalo 4000-5000Å. Note que o C II cede lugar ao C III e depois ao C IV a medida que vamos da classe [WCL] → [WR] do tipo inicial. . . . .	39
2.11	Espectro de 4 estrelas representativas de nossa amostra no intervalo 5000-6000Å. Note que o C II cede lugar ao C III e depois ao C IV a medida que vamos da classe [WCL] → [WR] do tipo inicial. . . . .	40
2.12	Critério quantitativo de classificação de Crowther et al. (1998). . . . .	43
2.13	Ajuste gaussiano da linha C III λ5696. . . . .	45
2.14	Decomposição em três gaussianas para ajuste das linhas marcadas : C IV λλ5801, 12 e C III λ5826. . . . .	46
2.15	Espectro da estrela K 2-16. . . . .	47
2.16	Figura extraída de Marcolino & Araújo (2003). Espectro das [WELS] de nossa amostra que apresentam emissões do C IV em λ4658 e C IV λλ5801, 12. As linhas marcadas na região λ4650 indicam o N III λ4634, N III λ4641, C III λ4650 e C IV λ4658. Em λ5800 as linhas são : C IV λλ5801, 12. O espectro está normalizado pelo contínuo. . . . .	51
2.17	Figura extraída de Marcolino & Araújo (2003). Espectro das [WELS] de nossa amostra com C IV em λ4658 e C IV λλ5801, 12 fracos ou ausentes. As linhas marcadas na região λ4650 indicam o N III λ4634, N III λ4641, C III λ4650 e C IV λ4658. Em λ5800 as linhas são : C IV λλ5801, 12. O espectro está normalizado pelo contínuo. . . . .	52
2.18	Semelhança espectral das estrelas M 2-31 e Hen 2-86 com a estrela [WR] Hen 2-429, mostrando que elas não pertencem a classe [WELS]. . . . .	54
2.19	Comparação das larguras equivalentes das três classes presentes em nossa amostra : [WCL], [WCE] e [WELS]. Os números entre parênteses indicam a quantidade de objetos considerada em cada classe. A linha C IV λ5805 é a soma das linhas C IV λλ5801, 12. . . . .	56
3.1	Fóton de frequência $\nu_p$ saindo da fotosfera da estrela na direção do observador, fazendo um ângulo $\theta$ com a direção radial no ponto indicado por $d$ . . . . .	64
3.2	Fóton de frequência $\nu_p$ saindo da fotosfera da estrela indo até o ponto indicado por $\vec{r}$ . . . . .	66
3.3	Coordenadas $(p, z) \times (r, \mu)$ . . . . .	71

3.4	Exemplo da discretização de uma atmosfera para o uso do método de diferenças finitas. As variáveis e funções são consideradas usando estes pontos. Note que o espaçamento escolhido não é uniforme em $(p,z)$ . Uma boa opção é escolher o espaçamento uniforme em $\text{Log } \tau(r)$ , assumindo por exemplo, uma opacidade $\chi \propto r^{-2}$ , o que geralmente garante maior estabilidade e convergência numérica. Nesta figura, o raio interno é dado pelo ponto $z = 10$ (ou $r = 10$ ). . . . .	73
3.5	Definição da grade para $u$ e $v$ ao longo de um raio específico de parâmetro de impacto $p$ . A função $u$ é definida nos pontos ao longo de $z_d$ , com $d$ inteiro. Já a função $v$ é definida nos pontos intermediários. . . . .	74
4.1	Exemplo de uma lei $\beta$ de velocidades levemente modificada na base do vento, ou seja, próximo à região hidrostática. . . . .	83
4.2	Fluxograma simplificado do funcionamento do CMFGEN. . . . .	88
4.3	Seção de choque $\sigma$ (em Mb) para fotoionização do estado fundamental do Si II ( $3s^2 3p^2 - ^3P_o$ ). Os inúmeros picos de ressonância são suavizados por uma gaussiana (linha mais escura). Figura extraída de Hillier & Miller (1998) . . . . .	91
4.4	Espectro teórico mostrando a grande quantidade de linhas do Fe III (às vezes chamada de floresta) no ultravioleta. A linha mais escura determina o contínuo. A queda de fluxo após $912\text{\AA}$ é devido ao contínuo de Lyman. . . . .	94
4.5	Alteração da distribuição de energia devido a inclusão da opacidade das linhas espectrais (“line-blanketing”). A linha pontilhada corresponde a um modelo teórico com apenas H e He. A linha sólida corresponde a um modelo com H, He e Fe. Somente o contínuo é mostrado. 95	95
4.6	Aumento da temperatura em camadas mais internas devido ao efeito da inclusão da opacidade das linhas espectrais (“line-blanketing”). As linhas tracejada e sólida correspondem a um modelo sem e com “line-blanketing”, respectivamente. Figura extraída de Gräfener et al. (2002) . . . . .	96
4.7	Estrutura de densidade encontrada a partir de simulações hidrodinâmicas de ventos radiativos dependentes do tempo. Figura adaptada de Runacres & Owocki (2005). A linha tracejada indica a média temporal. . . . .	99

4.8	Ajuste ao espectro observado da estrela HD 96715, uma supergigante O. As linhas escuras sólidas correspondem às observações, as linhas tracejadas cinzas aos modelos sem “clumping” e as sólidas cinzas a modelos com “clumping”. Figura extraída de Bouret et al. (2005), que utilizaram o CMFGEN. . . . .	100
4.9	Coefficiente de desvio do equilíbrio termodinâmico local (b) em função da distância $r$ para o estado $1s^2 2s^2 ({}^1S_o)$ (fundamental) e $1s^2 2s 3s ({}^1S_o)$ (excitado) do C III. Próximo à estrela, este coeficiente se aproxima da unidade indicando a convergência do modelo. . . . .	103
5.1	Espectro ótico observado da estrela BD+303639 (telescópio ESO/1.52m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	114
5.2	Efeito do “clumping” na asa da linha C III $\lambda 5696$ . Linha vermelha (ou cinza) : espectro observado. Linha pontilhada : espectro teórico sem “clumping”. Linha azul (ou mais escura) : espectro teórico com “clumping”. . . . .	115
5.3	Espectro ultravioleta observado da estrela BD+303639 (telescópio espacial <i>IUE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	116
5.4	Espectro ultravioleta observado da estrela BD+303639 (telescópio espacial <i>IUE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	117
5.5	Espectro teórico com todos os íons (linha pontilhada) e outro com somente o Fe IV (linha azul ou sólida). . . . .	118
5.6	Espectro observado no ultravioleta distante (telescópio espacial <i>FUSE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). As transições marcadas correspondem ao P V $\lambda 1118$ e $\lambda 1128 (3p^2 P^o - 3s^2 S)$ . . . . .	119
5.7	Todos os espectros observados (ESO 1.52m + <i>IUE</i> + <i>FUSE</i> ) da estrela BD+303639 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura). . . . .	120
5.8	Espectro observado e o nosso modelo (linha azul ou mais escura). Topo : Modelo atômico inicial com 50 níveis, 50 superníveis e abundância O/He = 0.1. Meio : Modelo atômico mais recente, com 349 níveis e 267 superníveis, ainda com O/He = 0.1. Embaixo : Idem, mas com O/He = 0.035. . . . .	123
5.9	Abundância de ferro (em massa) na estrela BD+303639. Espectro teórico (linha azul ou mais escura) e espectro observado pelo <i>IUE</i> . Topo : $\beta_{Fe} = 0.136\%$ (solar). Meio : $\beta_{Fe} = 0.034\%$ (25% da solar). Embaixo : $\beta_{Fe} = 0.00816\%$ (6% da solar). . . . .	125

5.10	Espectro ótico observado da estrela NGC 40 (telescópio INT/2.5m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	129
5.11	Espectro ultravioleta observado da estrela NGC 40 ( <i>IUE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	130
5.12	Espectro da estrela NGC 40 observado no ultravioleta distante (telescópio espacial <i>FUSE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	131
5.13	Todos os espectros observados (INT 2.5m + <i>IUE</i> + <i>FUSE</i> ) da estrela NGC 40 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura). . . . .	132
5.14	Abundância de ferro (em massa) na estrela NGC 40. Espectro teórico (linha azul ou mais escura) e espectro observado pelo <i>IUE</i> . Topo : $\beta_{Fe} = 0.136\%$ (solar). Meio : $\beta_{Fe} = 0.025\%$ (18% da solar). Embaixo : $\beta_{Fe} = 0.00136\%$ (1% da solar). . . . .	135
5.15	Contribuições de diferentes íons para a formação de um perfil largo. Modelo teórico de uma estrela [WR] com $v_{\infty} = 2400 \text{ km s}^{-1}$ e $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (sem “clumping”). . . . .	138
5.16	Espectro ótico observado da estrela NGC 5315 (telescópio ESO/1.52m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	139
5.17	Espectro ultravioleta observado da estrela NGC 5315 (telescópio espacial <i>IUE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	141
5.18	Espectros da estrela NGC 5315 observados com as aberturas $10'' \times 20''$ e $3'' \times 3''$ , no telescópio espacial <i>IUE</i> . Nota-se uma alteração do fluxo e também da forma do contínuo após $\sim 2500\text{Å}$ , o que pode ser uma contaminação do contínuo da nebulosa. . . . .	143
5.19	Espectro da estrela NGC 5315 observado no ultravioleta distante (telescópio espacial <i>FUSE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	144
5.20	Todos os espectros observados (ESO 1.52m + <i>IUE</i> + <i>FUSE</i> ) da estrela NGC 5315 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura). . . . .	145
5.21	Abundância de ferro (% massa) na estrela NGC 5315. Espectro teórico (linha azul ou mais escura) e espectro observado pelo <i>IUE</i> . Topo : $\beta_{Fe} = 0.136\%$ (solar). Meio : $\beta_{Fe} = 0.0136\%$ (10% solar). Embaixo : os dois modelos teóricos dos painéis superiores, mas com alta resolução. A linha azul (ou mais escura) neste caso é o modelo deficiente em ferro. . . . .	148
5.22	Espectro ótico observado da estrela NGC 6905 (telescópio INT/2.5m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	152

5.23	Espectro ultravioleta observado da estrela NGC 6905 (telescópio espacial <i>IUE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	153
5.24	Espectro da estrela NGC 6905 observado no ultravioleta distante (telescópio espacial <i>FUSE</i> ) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). . . . .	154
5.25	Todos os espectros observados (INT 2.5m + <i>IUE</i> + <i>FUSE</i> ) da estrela NGC 6905 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura). . . . .	155
5.26	Sensibilidade das linhas do O V-VI à mudanças de temperatura. Linha tracejada : $T_{eff} = 126500K$ . Linha cinza (ou vermelha) : $T_{eff} = 146300K$ . Linha escura (ou azul) : $T_{eff} = 161000K$ . . . . .	157
5.27	Contínuo teórico dos modelos das estrelas BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905.	162
5.28	Estrutura de ionização do hélio (He). . . . .	163
5.29	Estrutura de ionização do carbono (C). . . . .	164
5.30	Estrutura de ionização do oxigênio (O). . . . .	165
6.1	Efeito da variação da abundância de He e C nas linhas He II $\lambda 5412$ e C IV $\lambda 5470$ . As abundâncias mostradas estão em fração de massa (%). . . . .	169
6.2	Espectros observados das estrelas NGC 5315 e NGC 6905 e modelos teóricos (linha tracejada) com diferentes razões $\beta_C/\beta_{He}$ . . . . .	171
6.3	Diagrama $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$ . Os triângulos indicam as estrelas [WCL], os quadrados as estrelas [WCE]-[WO], as estrelas [WELS] são denotadas por cruces e as PG 1159 por círculos. Símbolos preenchidos indicam os resultados do grupo de Potsdam e os nossos resultados são representados por símbolos não preenchidos. Linhas tracejadas unem os modelos do grupo de Potsdam aos nossos modelos sem “clumping” e com “clumping” (indicados por (c)), respectivamente. . . . .	173
6.4	Diagrama HR em termos de $\text{Log } g \times \text{Log } T_*$ . A trajetória evolutiva é de Althaus et al. (2005), de $0.5885 M_\odot$ , apropriada para estrelas centrais deficientes em hidrogênio. Os resultados obtidos a partir de modelos de atmosferas em não-ETL (estáticos e em expansão) são representados por : triângulos (estrelas [WCL]), quadrados (estrelas [WCE]-[WO]), cruces (estrelas [WELS]) e círculos (estrelas PG 1159). Símbolos não preenchidos indicam resultados da literatura. Os nossos resultados são representados por símbolos preenchidos e linhas sólidas os ligam a resultados anteriores. . . . .	176

- 6.5 Abundância de silício na estrela BD+303639. Topo :  $\beta_{Si} = 2 \times \beta_{Si_{\odot}}$ , Meio :  $\beta_{Si} = 0.5 \times \beta_{Si_{\odot}}$ ,  
 Embaixo :  $\beta_{Si} = \beta_{Si_{\odot}}$ . Os modelos são representados pela linha mais escura (azul). Por  
 questão de clareza, somente a linha do silício é mostrada no espectro observado. . . . . 180
- 6.6 Abundância de silício na estrela NGC 40. Topo :  $\beta_{Si} = 4 \times \beta_{Si_{\odot}}$ , Meio :  $\beta_{Si} = 0.5 \times \beta_{Si_{\odot}}$ ,  
 Embaixo :  $\beta_{Si} = \beta_{Si_{\odot}}$ . Os modelos são representados pela linha mais escura (azul). . . . . 181
- 6.7 Diagrama de Grotrian para o P V. As transições encontradas nas estrelas BD+303639, NGC  
 40 e NGC 5315 são P V  $\lambda 1118$  e P V  $\lambda 1128$ , que correspondem a  $2p^6 3p^2 P^o - 2p^6 3s^2 S$  (J  
 : 1/2-1/2 e 1/2-3/2). . . . . 183
- 6.8 Abundância de fósforo na estrela NGC 5315. Espectro do *FUSE*. Linhas mais escuras  
 (azuis) indicam os modelos. Topo :  $\beta_P = \beta_{P_{\odot}}$ . Embaixo :  $\beta_P = 4 \times \beta_{P_{\odot}}$ . . . . . 184
- C.1 Linha sólida indica o espectro observado. A linha tracejada representa o espectro teórico  
 com os parâmetros  $L, R, \dot{M}, v_{\infty}, T_*$  e uma distância  $d$ . A linha pontilhada representa o  
 espectro com os mesmos parâmetros e uma distância menor  $d'$ . . . . . 198

# Capítulo 1

## Introdução

‘‘hey ho ! let’s go...’’

Blitzkrieg Bop.

Estrelas têm seu destino decidido principalmente por suas massas. Enquanto estrelas de alta massa ( $\gtrsim 10M_{\odot}$ ) acabam suas vidas rapidamente (em alguns milhões de anos) terminando em supernovas e deixando muitas vezes estrelas de nêutrons ou buracos negros como remanescentes, estrelas com massa entre  $\sim 0.8M_{\odot}$  e  $\sim 10M_{\odot}$  geralmente duram bilhões de anos e no final de suas vidas se tornam gigantes vermelhas, nebulosas planetárias e, finalmente, anãs-brancas. É das estrelas centrais das nebulosas planetárias (ECNP) que esta tese se ocupa. Mais especificamente, das estrelas centrais que apresentam deficiência em hidrogênio (H).

Para se entender melhor a problemática envolvida a respeito desses objetos, revisaremos neste capítulo as principais etapas da evolução estelar padrão, ou seja, da evolução de estrelas que dão origem às ECNP ditas normais, que constituem a maioria e possuem uma abundância química próxima à solar. Em seguida, discutiremos as teorias existentes para a origem das ECNP deficientes em H e seus problemas em aberto.

O restante desta tese está organizado da seguinte maneira : no capítulo 2 apresentamos as características básicas das diferentes classes espectrais de estrelas centrais deficientes em H. As evidências encontradas na literatura da existência de uma sequência evolutiva entre elas,

assim como seus problemas em aberto são devidamente discutidas. Depois, apresentamos os resultados da primeira parte de nosso trabalho : a medida de larguras equivalentes, classificação e comparação espectral de 24 objetos. Nesta altura, ficará claro que para atacar alguns dos problemas encontrados na literatura de forma quantitativa, faz-se necessário a utilização de modelos de atmosferas.

No capítulo 3 discutimos a física presente nas atmosferas das estrelas centrais deficientes em H, fornecendo a base teórica necessária para a segunda parte de nosso trabalho, que é a obtenção de parâmetros físicos e abundâncias químicas de alguns desses objetos. Uma breve revisão da teoria do transporte radiativo é feita primeiro com a teoria clássica de Sobolev. Depois, descrevemos o problema de uma maneira mais geral quando passamos para o referencial co-móvel com o fluido e apresentamos algumas equações fundamentais que devem ser resolvidas.

No capítulo 4, explicamos em detalhes o código escolhido (CMFGEN - “CoMoving Frame GENeral”) para modelarmos as ECNP deficientes em H. É dada ênfase nas hipóteses adotadas, nos seus arquivos de entrada e saída, nos dados atômicos e na diversidade dos processos físicos considerados. É discutido também o método de solução simultânea das equações de transporte radiativo, de equilíbrio estatístico e radiativo. Explicamos ainda a inclusão e as influências dos efeitos de “line-blanketing” e “clumping”, que atualmente são tidos como indispensáveis para um tratamento adequado de objetos desse tipo.

Posteriormente, no capítulo 5, apresentamos uma análise detalhada desde o ultravioleta distante até o ótico de 4 estrelas : BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905. A reprodução do contínuo e dos perfis de linhas forneceram o raio ( $R_*$ ), a temperatura ( $T_*$ ), a perda de massa ( $\dot{M}$ ) e a velocidade terminal ( $v_\infty$ ) para cada objeto. Analisamos também a abundância química dos elementos predominantes em suas atmosferas (He, C e O), assim como a abundância de outros elementos importantes no contexto da evolução estelar. No capítulo seguinte, discutimos os resultados obtidos tendo em vista o cenário evolutivo encontrado na literatura.

Por último, discutimos as conclusões principais obtidas com o nosso trabalho e apresentamos algumas perspectivas para estudos na área.



## 1.1 Evolução de estrelas de massa baixa e intermediária

Sabemos que estrelas com massa entre  $\sim 0.8M_{\odot}$  e  $\sim 10M_{\odot}$  passam a maior parte de suas vidas na Sequência Principal (SP) do diagrama HR. Com temperaturas centrais ( $T_c$ ) da ordem de  $10^7 K$ , hidrogênio (H) é convertido em hélio (He) através dos ciclos nucleares próton-próton e/ou CNO. Durante esta conversão, a massa do núcleo <sup>1</sup> é praticamente constante e sua densidade aumenta <sup>2</sup>, o que implica na existência de uma contração (Hansen & Kawaler 1994). O resultado imediato de uma situação como esta é a liberação de energia potencial gravitacional e então um aumento da luminosidade central que antes era somente a nuclear. Conseqüentemente, uma vez que a luminosidade se relaciona diretamente com o gradiente de temperatura, tem-se um envelope em expansão enquanto o núcleo se contrai. Isto pode ser visto pela aceleração  $a$  em uma casca em um ponto  $r$ , que pode ser escrita como :

$$a(r) = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM(r)}{r^2},$$

onde  $G$  é a constante gravitacional e  $M(r)$  a massa dentro do raio  $r$ , lembrando que a pressão  $p \propto T$  em um gás ideal. Nas camadas mais externas, pelo teorema do Virial, devemos ter a energia interna do gás ( $\propto k_B T$ ) diminuindo com a expansão, ou seja, devemos ter uma diminuição da temperatura superficial ( $T_s$ ). Esta evolução acontece enquanto H é convertido em He e é exemplificada para uma estrela de  $\sim 3M_{\odot}$  na fig. 1.1.

Analisando a situação em mais detalhes, na verdade, ao sair lentamente da Sequência Principal o comportamento da trajetória evolutiva depende da massa. Para  $\sim 1M_{\odot}$ , temos durante a fusão a taxa de produção de energia nuclear (dada pelo ciclo próton-próton) diminuindo com o tempo, uma vez que é dada por :  $\epsilon_{pp} \propto X_H^2 T^4$ , onde  $X_H$  é a quantidade de hidrogênio. Com uma luminosidade menor, o envelope externo se contrai, aquecendo o núcleo e fazendo com que  $\epsilon_{pp}$  cresça novamente. Desta forma, vemos que existem dois processos em competição : diminuição da taxa devido à diminuição de  $X_H$  e o aumento posterior da taxa devido ao aumento de  $T$ . O raio neste caso permanece em média constante. Para  $\sim 3M_{\odot}$ , a taxa de produção de energia nuclear é dada pelo ciclo CNO :  $\epsilon_{CNO} \propto T^{16}$ , de modo que o decréscimo em  $X_H$  não é significativo para reverter a expansão do envelope.

---

<sup>1</sup>chamaremos de núcleo a região central onde há ou houve fusão nuclear.

<sup>2</sup>isto pode ser visto através dos pesos moleculares médios na interface do núcleo com o envelope.

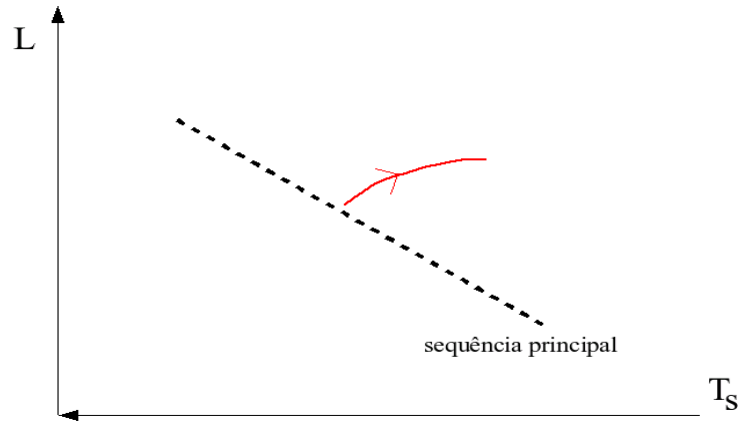


Figura 1.1: Esquema evolutivo no diagrama HR : uma estrela saindo da sequência principal enquanto queima H em He em seu núcleo.

Quando o H se esgota no núcleo, não há imediatamente a queima de He porque a temperatura necessária é de  $\sim 10^8 K$ . Sendo assim, não existe mais uma luminosidade nuclear, o que implica em um decréscimo do módulo do gradiente de temperatura na estrela e então, em uma contração do envelope. Tal fato libera energia potencial gravitacional e aquece as regiões em volta do núcleo (em uma casca) até que a temperatura chegue a  $\sim 10^7 K$ , quando a queima de H em He se inicia. A evolução até a exaustão do H e à sua queima em uma casca pode ser vista na fig. 1.2 para uma massa de  $\sim 3M_{\odot}$ .

Novamente, um aumento no módulo do gradiente da temperatura fará com que a estrela se expanda consideravelmente, se esfriando ( $T_s \downarrow$ ). Durante esse processo, sem entrarmos em maiores detalhes, destacamos que a convecção passa a ser o maior canal de transporte de energia desde a interface entre H neutro e ionizado até a atmosfera e com isso, a luminosidade chega a crescer até por um fator  $10^3$ . Sendo o transporte convectivo mais rápido que o radiativo, a energia chega rapidamente a superfície e então, a temperatura superficial tende a ficar aproximadamente constante (veja a fig. 1.3).

A temperatura superficial (efetiva) nesta fase é de cerca de  $4000K$  e o raio chega a dezenas de raios solares. A estrela é chamada então de uma *gigante vermelha*.

Uma outra consequência da queima de H em uma casca é aumentar a densidade do núcleo inerte de He. A densidade típica de He nessa situação é  $n_{He} \sim 16 \times 10^{33}/m^3$  e a de elétrons

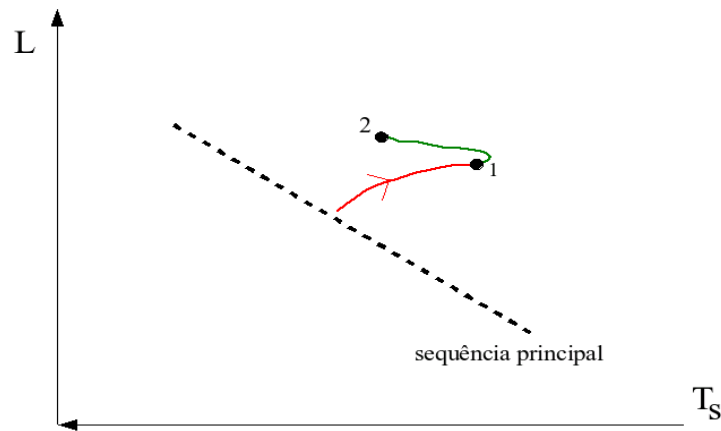


Figura 1.2: Esquema evolutivo no diagrama HR : o ponto 1 indica a exaustão do H, implicando na contração do núcleo; o ponto 2 indica quando uma casca ao redor do núcleo começa a queimar H devido à temperatura alcançada.

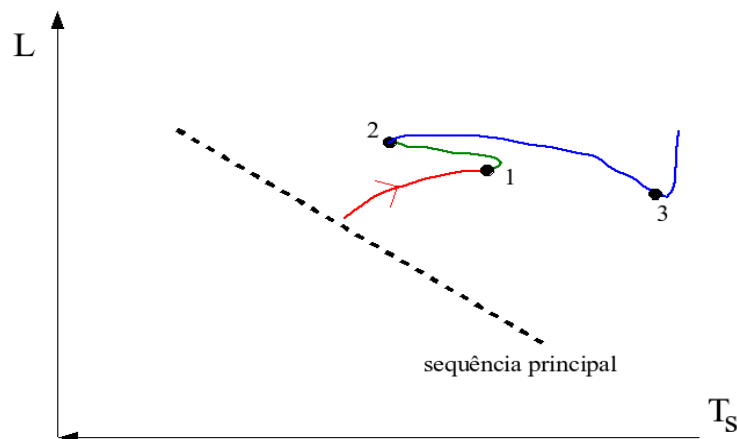


Figura 1.3: Esquema evolutivo no diagrama HR : o ponto 1 indica a exaustão do H, implicando na contração do núcleo; o ponto 2 indica quando uma casca ao redor do núcleo começa a queimar H devido à temperatura alcançada; o ponto 3 indica quando a convecção passa a atuar.

$n_e \sim 32 \times 10^{33}/m^3$ . Neste ambiente, efeitos de degenerescência naturalmente passam a ser importantes. Para confirmar tal fato, podemos comparar a energia térmica das partículas com a energia de Fermi ( $E_F$ ). Estando o núcleo com  $T_c \sim 2 \times 10^7 K$ , teremos para os elétrons (não-relativísticos) :

$$k_B T_c \sim 2000 eV$$

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m_e} = \frac{\left(\frac{3n_e}{8\pi}\right)^{2/3} h^2}{2m_e} \sim 10^4 eV.$$

Sabemos que se  $k_B T \ll E_F$  o gás é completamente degenerado e se  $k_B T \gg E_F$  o gás é não degenerado. Entretanto, para valores da energia térmica comparáveis com a energia de Fermi, como no caso acima para os elétrons, o gás é parcialmente degenerado, com vários níveis de energia menores que  $E_F$  acessíveis mas também com vários níveis ocupados. Fazendo o mesmo cálculo para os núcleos de He, podemos verificar que eles não estão degenerados, pois sua massa é bem maior que a do elétron. A importância do gás estar degenerado ou não vem da fraca dependência da pressão com a temperatura, o que não acontece em um gás ideal.

Com relação aos núcleos de He, a sua densidade aumenta até permitir a formação de uma rede aproximadamente cristalina, cujas propriedades diferem significativamente das de um gás ordinário. Quando a temperatura atinge cerca de  $\sim 10^8 K$ , a reação nuclear  $3\alpha$  se inicia. Como  $\epsilon_{3\alpha} \propto T^{40}$ , a quantidade de energia liberada é extremamente sensível a variações de temperatura. Como o núcleo não pode se expandir (praticamente sólido) e os elétrons nesta altura estão completamente degenerados, não podendo receber energia, temos um aumento de temperatura (dos núcleos) e portanto, um aumento de  $\epsilon_{3\alpha}$  e assim por diante, ou seja, temos uma instabilidade que leva à uma explosão em um curto intervalo de tempo (cerca de horas). Após este evento (chamado de “flash de hélio”) o núcleo se expande, os elétrons deixam de ser degenerados e o ciclo  $3\alpha$  termina. Novamente, com a luminosidade diminuída, o envelope colapsa até que a temperatura central alcance  $\sim 10^8 K$ , quando a queima começa novamente, só que desta vez, sem degenerescência <sup>3</sup>.

É interessante notar que o ambiente onde ocorre as reações nucleares em uma estrela naturalmente determina se existe estabilidade ou instabilidade. Se existe degenerescência, como no caso acima, ou em cascas geométricamente finas onde a força da gravidade é praticamente constante, como quando se queima He, a ocorrência da instabilidade é inevitável (Yoon et al. 2004).

---

<sup>3</sup>Em modelos evolutivos recentes, o flash de He somente acontece para estrelas de até  $2M_\odot$  (veja fig. 2 em Herwig 2005).

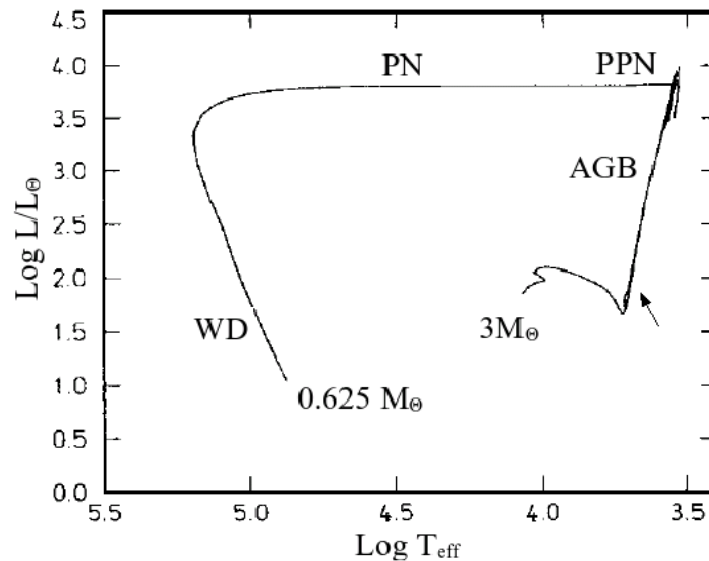


Figura 1.4: Evolução no diagrama HR para uma estrela de  $3M_{\odot}$  (Blöcker 2001). AGB = ramo assintótico das gigantes. PPN = proto-nebulosa planetária. PN = nebulosa planetária. WD = anãs-brancas.

Após a conversão do He em carbono (C) e oxigênio (O), o núcleo fica inerte, pois a temperatura para a queima de C é da ordem de  $\sim 10^9 K$ . Novamente acontece um colapso até que ao redor do núcleo, tenha-se uma temperatura apropriada para a queima de He. Mais uma vez, essa luminosidade adicional implica em uma expansão do envelope. Eventualmente neste estágio, a convecção passa a agir, levando a estrela a expandir consideravelmente.

A trajetória com os fatos descritos desde a sequência principal termina na seta indicada na fig. 1.4, onde começa o *ramo assintótico das gigantes* (AGB), que descreveremos em seguida.

## 1.2 O ramo assintótico das gigantes (AGB)

Durante a fase AGB ocorrem vários processos físicos diferentes que são fundamentais no estudo das nebulosas planetárias e de suas estrelas centrais. Devido a esta importância, discutiremos alguns deles em maiores detalhes nesta seção.

A fase AGB é definida quando a estrela tem um núcleo degenerado <sup>4</sup> de C e O (inertes) envolvido por uma casca onde há a queima de He e um envelope de H praticamente todo convectivo (veja fig. 1.5). É bastante útil dividi-la em duas : “early”-AGB e TP-AGB.

Na fase “early”-AGB, ou inicial, onde praticamente a única fonte de energia da estrela é a queima de He, a luminosidade e a temperatura são funções monotônicas do tempo. Para a composição  $Y = 0.25$  e  $Z = 0.001$  <sup>5</sup>, por exemplo, temos a seguinte expressão analítica construída a partir do modelo clássico de Iben & Renzini (1983) :

$$\log L(t) \sim 2.23 + 2.68 \log(M_i/2) + 10^{-7.08} (M_i/2)^{3.6} t.$$

O tempo total é  $t_{E-AGB} \sim 10^7 (2/M_i)^{3.64}$  anos, onde  $M_i$  (a massa inicial) nessas expressões deve ser considerada como sendo 2 se for menor que  $2M_\odot$ .

A fase TP-AGB (“thermally pulsing” AGB) tem como característica básica a existência de pulsos térmicos. Schwarzschild & Härm (1965) foram os primeiros a perceber que coincidentemente quando uma casca de H começa a apresentar fusão nuclear, a casca de He também em fusão começa a apresentar uma instabilidade térmica podendo levar a estrela a pulsar. Tal achado teórico hoje em dia não só é comprovado pelas observações, mas também foi bastante aperfeiçoado e, como veremos adiante, tem um papel fundamental na tentativa de explicar a origem das ECNP deficientes em hidrogênio.

A idéia básica de um pulso é a expansão do envelope devido ao aumento da temperatura e pressão, porque a queima de He acontece em um ambiente onde os elétrons não estão degenerados. A expansão acontece até que a queima de H seja suspensa e a luminosidade da casca de He ( $L_{He}$ ) se torne menor que a superficial ( $L$ ). Depois, o envelope volta a se contrair, aquecendo e fazendo com que a casca de H volte a ser ativa. Neste estágio,  $L_H \gg L_{He}$  e a estrela passa por um período calmo até que uma certa fração de H seja consumida, provocando um outro pulso.

Durante os pulsos térmicos, que podem ser distinguidos no diagrama HR na fig. 1.4 por zigue-zagues antes da estrela entrar na fase de proto-nebulosa planetária, temos diferentes processos importantes acontecendo : nucleossíntese, mistura de elementos sintetizados e intensa perda de massa (taxas entre  $10^{-7} M_\odot/\text{ano}$  -  $10^{-5} M_\odot/\text{ano}$ ).

---

<sup>4</sup>somente os elétrons são degenerados

<sup>5</sup>frações em 1 gr de material estelar

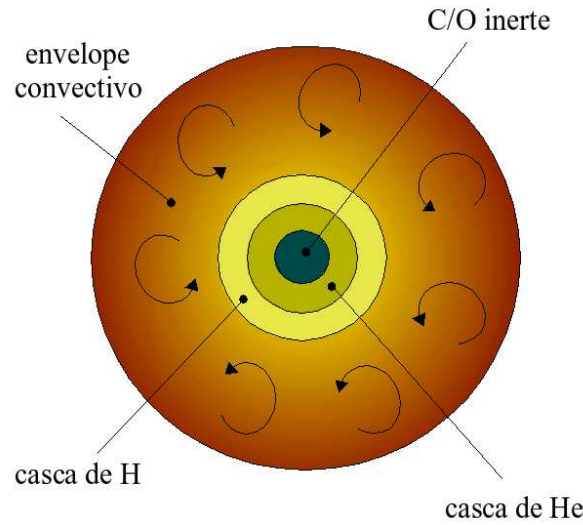


Figura 1.5: Estrutura de uma AGB. Na fase inicial, somente a casca de He está ativa. Já na fase dos pulsos térmicos, a casca de H também apresenta fusão nuclear.

Na casca de He, temos a reação  $3\alpha$  resultando em  $^{12}\text{C}$  e também a reação  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Se núcleos de  $^{12}\text{C}$  entram em contato com prótons na parte mais externa da casca de He, podemos ter as seguintes reações :

$$\left\{ \begin{array}{l} ^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+, \nu)^{13}\text{C}, \\ ^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}, \\ ^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}. \end{array} \right. \quad (\text{em menor escala})$$

A maneira como se dá o contato com prótons para se produzir  $^{13}\text{C}$  ainda é discutida e uma descrição quantitativa que não envolva parâmetros livres ainda permanece em aberta (Lugaro et al. 2003). Podemos ter ainda :

$$\left\{ \begin{array}{l} ^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+, \nu)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}, \\ ^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}. \end{array} \right.$$

Temos então a produção de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{Mg}$  e duas fontes de nêutrons. Com isso pode acontecer a produção de elementos agora não mais somente por fusão termo-nuclear, mas também por captura de nêutrons<sup>6</sup>. Nesse caso, o fluxo típico produz isótopos

<sup>6</sup>veremos no capítulo 6 que o resultado da captura de nêutrons pode ser visto nas atmosferas das estrelas centrais deficientes em H

que decaem mais rapidamente do que capturam nêutrons (*processo s*). Vale destacar que Gallino et al. (1998) mostraram que a fonte de nêutrons  $^{22}\text{Ne}$  se mostrou menos importante do que se pensava anteriormente, sendo a de  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  a fundamental.

Do ponto de vista observacional, essa nucleossíntese só será interessante se, de alguma forma, tivermos um mecanismo para levar os elementos sintetizados até à superfície. De fato, isto foi mostrado possível e se segue naturalmente das soluções das equações de estrutura interna, quando a base do envelope convectivo penetra a parte mais externa da região de queima de He (*terceira dragagem*), o que é possível quando há a suspensão da queima na casca de H devido a um pulso térmico (Blöcker 2001).

Naturalmente, a maneira como a convecção é tratada influi diretamente na eficiência do processo modelado. Por exemplo, geralmente um elemento convectivo transporta energia até certo raio bem determinado (borda clássica de Schwarzschild). Todavia, simulações hidrodinâmicas mostram que elementos convectivos devem cruzar essas bordas (“overshooting”) com uma velocidade decrescendo exponencialmente com a distância percorrida (Freytag et al. 1996; Herwig 2000). Este mecanismo em particular, quando aplicado a todas as partes convectivas da estrela (também na casca de He, por exemplo), tem se mostrado importante para explicar as abundâncias observadas nas ECNP deficientes em hidrogênio e pode ajudar a resolver o chamado *mistério das estrelas carbonadas*, que é a presença de estrelas com  $C/O > 1$  (na superfície) de baixa luminosidade na Grande Nuvem de Magalhães.

### 1.3 A formação das nebulosas planetárias

Além dos processos descritos anteriormente, temos ainda na fase AGB uma perda de massa considerável da estrela para o meio interestelar. A primeira evidência de que uma gigante vermelha perde massa é devida ao trabalho de Deutsch (1956). Pelo estudo do sistema binário  $\alpha$ Her (uma estrela M5 e uma G5), Deutsch foi capaz de deduzir através da contaminação encontrada no espectro da companheira, que o envelope da gigante vermelha se encontrava a “distâncias consideráveis” e que seria perdido para o meio interestelar.

Atualmente várias evidências observacionais mostram que estrelas gigantes e supergigantes vermelhas perdem massa a uma taxa de  $\sim (10^{-7} - 10^{-5})M_{\odot}/ano$ . O mecanismo físico mais aceito para esta perda de massa é a pressão de radiação nos grãos que se condensam



nas partes mais externas da estrela <sup>7</sup>, onde a temperatura é  $\sim 1500K$ . A maneira como esses grãos se formam, assim como a sua distribuição em tamanhos e tipos, ainda constitui tema de pesquisa. Detalhes de como se resolve a hidrodinâmica do problema podem ser encontrados em Lamers & Cassinelli (1999) e os resultados apresentam um acordo razoável com as observações.

A idéia de que nebulosas planetárias são ejetadas por estrelas do AGB foi sugerida pela primeira vez por Shklovski (1956). A medida que uma estrela percorre o AGB, a sua perda de massa, que em boa aproximação é proporcional à luminosidade (ver Reimers 1975, por exemplo), cresce com o tempo. Todavia, se inferirmos a partir dos dados das nebulosas planetárias a perda de massa mínima para que o processo ocorra na fase AGB, veremos que ela é bem superior aos limites teóricos e às observações em geral. Faz-se necessário portanto um processo mais violento do que a perda de massa contínua cujo valor máximo é  $\sim 10^{-5}M_{\odot}/ano$ . A esse processo intenso foi dado o nome de *supervento*, para distinguí-lo do vento normal durante a fase AGB padrão. Como a perda de massa nessa fase de *supervento* chega a valores de até  $\sim 10^{-3}M_{\odot}/ano$ , a estrela pode ficar completamente obscurecida na parte ótica do espectro e aparecer como uma fonte intensa no infravermelho <sup>8</sup>.

Por outro lado modelos evolutivos mostram que, não importando o processo físico, uma estrela termina a fase AGB assim que o seu envelope se reduz à uma massa crítica de  $\sim 10^{-2}M_{\odot}$ , alcançando posteriormente temperaturas cada vez mais elevadas e mantendo a luminosidade aproximadamente constante (fase PPN e PN na fig. 1.4).

Tendo o envelope sido ejetado pelo *supervento*, cuja natureza ainda se encontra em discussão, o aparecimento do que chamamos de nebulosa planetária só foi explicado de maneira satisfatória com o trabalho de Kwok et al. (1978). A idéia de que na fase AGB uma grande quantidade de massa é perdida a baixas velocidades e evidências que ECNP possuem um vento estelar com velocidades 2 – 3 ordens de magnitude superior, levaram aqueles autores a propor a *teoria dos ventos interagentes*. Neste cenário, o vento rápido da estrela central se choca com o vento lento da fase AGB, produzindo uma região densa que, quando ionizada, apresenta características de uma nebulosa planetária. Um esquema qualitativo pode ser visto na fig. 1.6. A região de interação parte da “bolha quente”, que é o lugar onde o gás

---

<sup>7</sup> $\sim 1 - 3R_*$  para estrelas com temperatura efetiva entre  $\sim 2200 - 3000K$

<sup>8</sup>estrelas OH/IR, por exemplo, são candidatas naturais à esse estágio evolutivo

se encontra a altas temperaturas, e vai até à região onde se encontra o vento não perturbado da fase AGB. Nas regiões intermediárias, temos uma casca onde o H é ionizado seguida da casca onde o H é neutro, que é o que chamamos classicamente de nebulosa planetária.

Com o passar dos anos, uma física mais completa foi gradualmente sendo introduzida, porém a idéia básica continua sendo a mesma (veja por exemplo, Marigo et al. 2001).

Do ponto de vista observacional, várias comprovações foram feitas sobre esta teoria. É comum por exemplo, identificar a presença de halos externos à nebulosa, que são remanescentes do vento lento (alguns objetos são NGC 6826, NGC 6891 e IC 3568). Outro aspecto interessante é que se as nebulosas planetárias são apenas o resultado do vento rápido colidindo e varrendo o vento lento, estas ainda devem apresentar poeira em suas partes mais externas assim como as estrelas AGB. De fato, com o lançamento dos satélites *IRAS* em 1983 e *ISO* em 1995, a emissão da poeira foi comprovada em praticamente todas as nebulosas planetárias. Além disso, foram encontradas também linhas de moléculas (CO e HCN, por exemplo) que também estão presentes na fase anterior, fortalecendo ainda mais a conexão evolutiva.

Outra predição comprovada recentemente foi a presença da “bolha quente” devido ao choque nas partes mais próximas a estrela central. As temperaturas envolvidas ( $\sim 10^6 K$ ) deviam ser uma fonte considerável de raios-X. O satélite *ROSAT* (*Roentgen Satellite*) foi o primeiro a investigar e detectar tal bolha, mas devido à sua baixa resolução angular, muitas vezes não era possível determinar se os mesmos vinham da estrela central ou das partes mais internas da nebulosa. Somente com o telescópio *Chandra*, lançado em 1999, tal dúvida foi esclarecida com o trabalho de Kastner et al. (2000) com a nebulosa BD+303639, que também é objeto de estudo da presente tese.

Desta forma, acredita-se portanto que a formação das nebulosas planetárias se dá pela interação de ventos em fases distintas da vida de uma estrela (da fase AGB e da fase pós-AGB) e não pela ejeção súbita de uma grande quantidade de matéria como antes se pensava. É importante ter em mente que o que geralmente observamos na parte ótica do espectro constitui apenas frações de  $1M_{\odot}$  e que, nos halos mais externos por exemplo, podemos ter até  $\sim 8M_{\odot}$ .

Uma vez formada, o destino de uma nebulosa planetária é se dispersar pelo meio interestelar carregando momento, energia e elementos sintetizados que conseguiram alcançar a

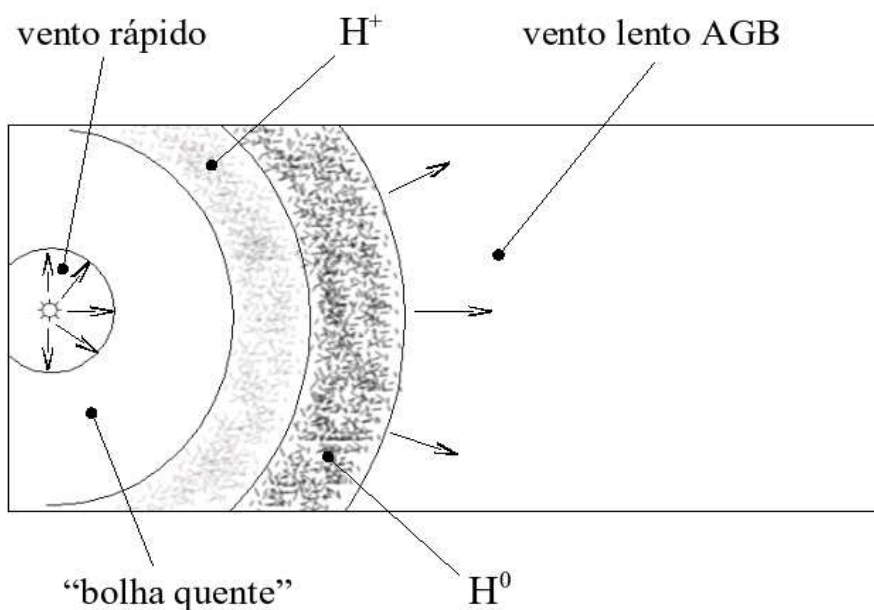


Figura 1.6: Origem das nebulosas planetárias : interação do vento rápido da estrela central com o vento lento da fase AGB.

superfície em fases anteriores. A estrela central por sua vez, após o término da fusão nuclear, eventualmente começa a esfriar e diminuir sua luminosidade, a medida que sua matéria vai se tornando cada vez mais degenerada. Nesta fase final ela é chamada de uma *anã-branca*. Uma grande variedade de fenômenos importantes para a teoria de evolução estelar ocorre neste estágio. Todavia, isto se encontra além dos objetivos principais desta tese.

A evolução estelar descrita até aqui deixa de fora vários detalhes e casos mais complicados (evolução em sistemas binários, evolução e nucleossíntese com rotação, estrelas super-AGB, etc.), mas compreende as idéias básicas essenciais que precisamos para prosseguir.

## 1.4 Abundâncias químicas das estrelas centrais de nebulosas planetárias

Desta seção em diante, consideraremos por apresentada a origem das ECNP ricas em H e nos concentraremos nas ECNP que são deficientes em H.

A maioria das estrelas centrais de nebulosas planetárias observadas apresentam abundâncias químicas próximas à solar<sup>9</sup>, onde o H é o elemento predominante. Este fato aparece naturalmente na teoria de evolução estelar “padrão” que foi explicada anteriormente. Todavia, cerca de 10 – 20% das estrelas centrais **apresentam atmosferas com muito pouco ou nenhum H**, sendo ricas principalmente em He e C, com um pouco de O e eventualmente N (veremos as frações de massa correspondentes mais adiante).

### 1.4.1 A origem das estrelas centrais deficientes em hidrogênio

Estrelas centrais de nebulosas planetárias que são deficientes em hidrogênio **constituem o principal tema desta tese**. Podemos seguramente dizer que a origem desses objetos, como veremos a seguir, e a sua evolução tanto espectral como no diagrama HR constitui ainda um problema em aberto e portanto, um terreno fértil em astrofísica estelar. É inesperado o fato delas existirem porque conforme foi dito anteriormente, depois da fase AGB, uma estrela central devia apresentar uma abundância parecida com a do Sol, onde o H é o elemento mais abundante. Algumas das perguntas diretas que se seguem, porém difíceis de responder são :

- Qual o mecanismo físico que elimina o H de suas atmosferas ?
- Qual a trajetória evolutiva que uma estrela desse tipo percorre no diagrama HR ?
- Estrelas de massa baixa e intermediária se tornarão estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes ou ricas em H ?

Uma das primeiras tentativas para explicar a origem das ECNP deficientes em H foi apresentada por Iben et al. (1983). Neste modelo, a estrela que já se encontra na fase de resfriamento das anãs-brancas sofre um “flash” de He tardio (VLTP - “very late thermal

---

<sup>9</sup> $[H/He/Z] \sim [70/28/2]$  (% por massa), onde em Z se encontram as contribuições dos demais elementos.

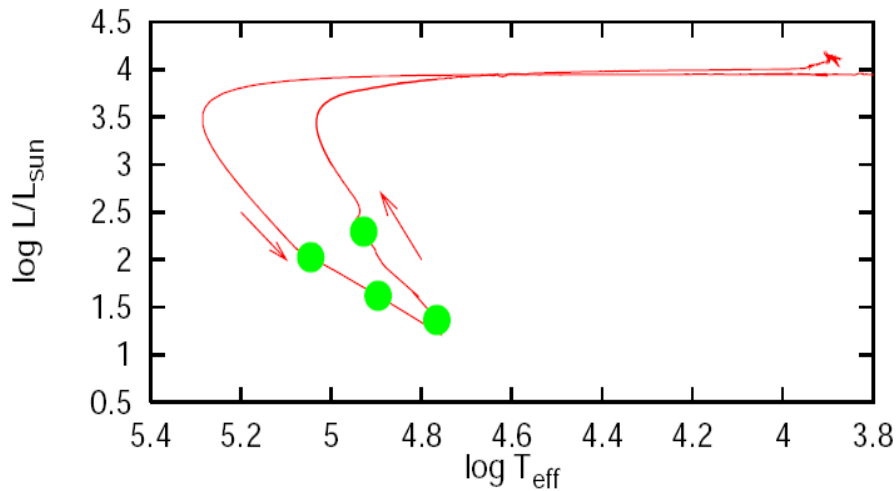


Figura 1.7: Uma origem proposta para as ECNP deficientes em H. A estrela central na fase de resfriamento (descida indicada pela seta) das anãs brancas sofre um pulso térmico tardio (VLTP). O H é consumido e a estrela se torna uma gigante vermelha pela segunda vez (subida indicada pela seta), retornando para próximo do final da fase AGB. A estrela central que surge posteriormente é completamente desprovida de H (figura extraída de Herwig et al. 1999).

pulse”) cujo efeito direto é queimar o H restante. Como consequência, a estrela adquire novamente dimensões de uma gigante vermelha e retorna para próximo do ramo AGB no diagrama HR. Depois, a estrela central prossegue sua evolução de maneira análoga às estrelas normais, só que desta vez, deficiente em H. Uma trajetória evolutiva obtida de um modelo teórico relativamente recente (Herwig et al. 1999) é mostrada no diagrama HR na fig. 1.7. Já na fig. 1.8, temos uma ilustração do mesmo fenômeno. Tal cenário baseado em cálculos teóricos tem contrapartida observacional, constituindo junto com as *supernovas* um dos casos mais rápidos conhecidos de evolução estelar.

Existem somente três objetos que foram observados retornando à fase de gigante vermelha : FG Sagittae, V605 Aquilae e V4334 Sgr (Asplund 2005). A estrela V4334 Sgr em particular, descoberta em 1996, apresenta uma das poucas chances de se observar uma evolução estelar em tempo real (Hajduk et al. 2005).

É interessante ressaltar que com relação a abundância química das estrelas centrais, o modelo VLTP, apesar de produzir deficiência em H, previa inicialmente a fração de massa do oxigênio muito baixa ( $\beta_{\text{O}} = 1\%$ ) se comparada às frações deduzidas por modelos de atmosfere-

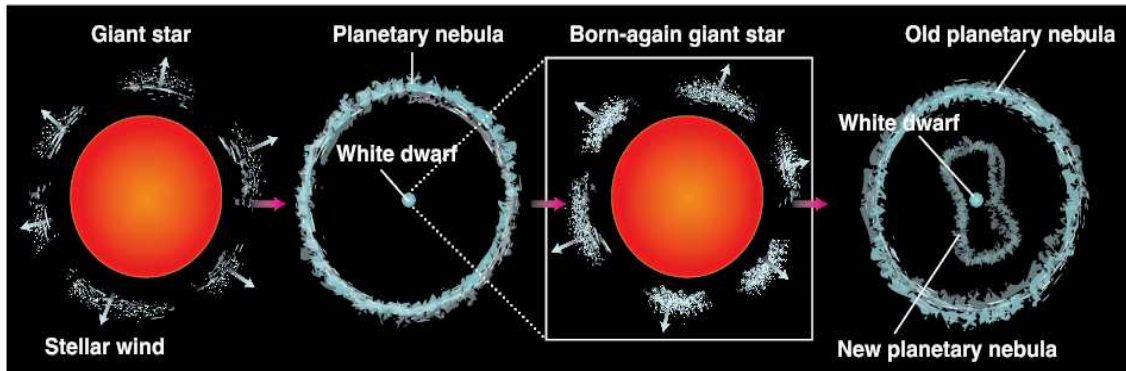


Figura 1.8: Ilustração extraída de Asplund (2005). Uma anã-branca convencional poderia sofrer um pulso térmico tardio e voltar a ter proporções de uma gigante vermelha. Posteriormente, uma estrela central deficiente em H apareceria.

ras (veja por exemplo Koesterke 2001). Este desacordo, segundo Herwig et al. (1999), pode ser resolvido pela inclusão de “overshooting” (ver seção 1.2). Se este efeito for incluído no tratamento da convecção quando a estrela se encontra na fase AGB, a evolução subsequente após o VLTP apresenta uma estrela com  $\beta_O = 22\%$ . Embora este não seja o valor deduzido para todos os objetos, nos mostra pelo menos que um tratamento diferente da convecção, o que, diga-se de passagem, ainda constitui um grande problema em astrofísica, pode nos trazer resultados mais próximos do esperado.

Apesar do VLTP ter sido comprovado, existem sugestões e críticas na literatura que outros mecanismos também podem dar origem a deficiência de H nas estrelas centrais. Dois outros pulsos térmicos em duas fases distintas foram explorados : AFTP e LTP. O primeiro (AFTP), acontece quando a estrela está no final da fase AGB. O segundo (LTP), acontece quando a estrela está na fase pós-AGB, porém antes da fase de resfriamento das anãs-brancas. De fato, ambos dão origem a objetos deficientes, **mas não desprovidos de H** (Blöcker 2001).

O argumento mais forte contra o cenário VLTP e que favorece o AFTP é a *química dupla* dos grãos encontrados ao redor das nebulosas planetárias de certas estrelas centrais. Waters et al. (1998) identificaram emissões de *PAHs* (“hidrocarbonetos policíclicos aromáticos”) e de *silicatos*, isto é, de grãos ricos em carbono e oxigênio, respectivamente, ao redor das estrelas BD+303639 e Hen 2-113. A fig. 1.9 mostra o caso da estrela BD+303639. Outros objetos também mostram esse fenômeno (por exemplo : NGC 5315 e CPD-568032). Durante

o ramo AGB, a estrela possui geralmente a sua atmosfera com  $C/O < 1$ . Com a perda de massa, o material ejetado possui pouco carbono (que ainda é usado para formar moléculas de CO) e o oxigênio em excesso forma grãos de silicatos. Com a terceira dragagem (veja seção 1.2), a razão C/O se torna maior que a unidade e como consequência, os grãos a serem formados são ricos em carbono. Este fato segundo o trabalho de Waters et al. deve acontecer em pouco tempo, em  $\sim 1000$  anos. Por isso, o AFTP seria o cenário mais indicado para pelo menos esta fração de estrelas centrais deficientes em H, uma vez que ele acontece no final do ramo AGB.

Por outro lado, segundo modelos teóricos, o AFTP e o LTP não eliminam completamente o H. Na verdade, a presença de H nas estrelas centrais deficientes em H ainda é bastante debatida (veja De Marco & Barlow 2001). Se for comprovado que objetos que apresentam a química dupla apresentam estrelas centrais sem H, necessitaremos de um outro cenário ou de uma melhoria na física dos modelos já existentes. Em suma, iremos precisar de um modelo teórico que seja capaz de eliminar todo o H ao sair da fase AGB, o que não acontece com o AFTP.

Devido aos problemas expostos, um outro ponto de vista bem diferente tem sido discutido. De Marco & Soker (2002) sugerem que a binaridade é responsável pela origem das ECNP deficientes em H e da química dupla observada. Uma companheira de uma estrela AGB poderia ser destruída (ou não, mas em um número menor de casos) e induzir não só a deficiência em H, mas também a passagem para a fase de nebulosas planetárias com uma química dupla. O fato das nebulosas das estrelas centrais deficientes em H não apresentarem em geral uma morfologia esférica, segundo esses autores, também apóia a idéia de binárias. A nossa opinião quanto a este cenário é que, apesar de interessante, ele ainda é bastante especulativo, carecendo de comprovações observacionais e de embasamento teórico apropriado.

É indiscutível que a nossa compreensão sobre a origem das ECNP deficientes em H progrediu bastante nos últimos anos. Todavia, a situação atual parece explicar alguns objetos pelo VLTP e necessitar do AFTP e do LTP em outras situações (quando existe química dupla e/ou a presença de H). Este fato e a hipótese da evolução em binárias, nos leva a concluir que este problema ainda possui vários detalhes em aberto, merecendo futuras investigações.

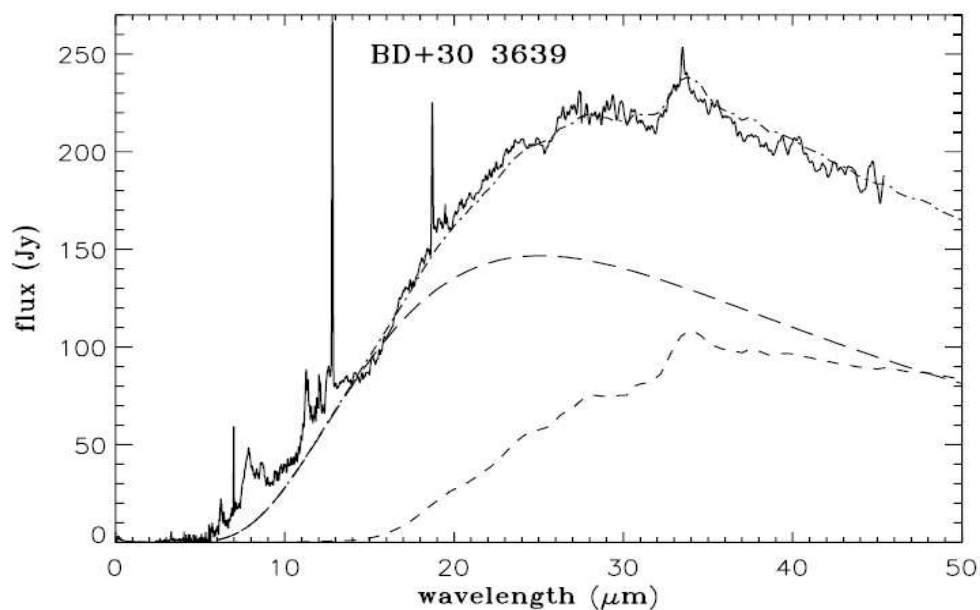


Figura 1.9: Figura extraída de Waters et al. (1998). Espectro ISO (“Infrared Space Observatory”) da estrela BD+303639 e modelo teórico considerando somente grãos ricos em carbono (linha tracejada longa), grãos ricos em oxigênio (linha tracejada curta) e a soma das duas componentes (pontilhada-tracejada).

Além dos problemas relacionados a origem das ECNP deficientes em H discutidos até aqui, existem também várias questões relacionadas com a evolução subsequente uma vez que esses objetos são formados. No próximo capítulo iremos discutir em detalhes as diferentes classes espectrais desses objetos e apresentar evidências encontradas na literatura da existência de uma sequência evolutiva até a fase das anãs-brancas. Em seguida, apresentaremos a primeira parte de nosso trabalho.



## Capítulo 2

# Classificação Espectral de Estrelas Centrais Deficientes em Hidrogênio

‘‘...it don’t seem fair...today just disappeared  
your light’s reflected now, reflected from afar  
we were but stones, your light made us stars...’’  
Light Years.

No que diz respeito ao espectro das estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em H, encontramos várias classes diferentes : [WR], [WC]-PG1159 ([WELS]), PG 1159, PG 1159 híbridas e anãs-brancas não-DA. Neste capítulo iremos explicar as características básicas de cada uma e então apresentar argumentos encontrados na literatura de que elas podem estar conectadas evolutivamente. Depois, discutiremos os problemas evolutivos em aberto e questões importantes para serem investigadas. Em seguida, será apresentada a primeira parte do nosso trabalho de doutorado : a análise do espectro ótico de 24 estrelas centrais. Através de medições de larguras equivalentes de linhas, classificamos quantitativamente cada objeto de nossa amostra e fazemos uma comparação entre as classes espectrais presentes.

## 2.1 Classes espectrais

### 2.1.1 Estrelas centrais [WR]

As estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet ([WR])<sup>1</sup> apresentam o espectro dominado por linhas em emissão intensas e largas de íons do He, C, O e eventualmente N. Devido a este fato, acontece muitas vezes de se pensar em uma estrela central quando se trata na verdade de uma estrela de alta massa e vice-versa. A semelhança espectral é exemplificada na fig. 2.1. Apesar disso, existem algumas diferenças. Por exemplo, as estrelas WR estão confinadas a uma altura de até  $\sim 250 - 300pc$  com relação ao plano da Galáxia e geralmente estão associadas a regiões com emissão difusa de  $H\alpha$  restantes da formação estelar. Além disso, é observado um excesso no infravermelho por parte das nebulosas planetárias ao redor das estrelas centrais com relação às nebulosas das WR (Crowther et al. 2005).

Esta classe de estrelas centrais deficientes em H se subdivide ainda em :

- [WCL] ([WR] do tipo tardio) : [WC8], [WC9], [WC10] e [WC11];
- [WCE] ([WR] do tipo inicial) : [WC4], [WC5], [WC6] e [WC7];
- [WO] ([WR] do tipo inicial) : [WO1], [WO2], [WO3] e [WO4].

Nas duas primeiras, os íons que mais apresentam linhas no espectro são C II-IV. A classe [WO] atualmente substitui as antigas classes [WC2-3] e apresenta O V-VI dominando o espectro. Devido a este fato, é normal encontrarmos na literatura referências à classe [WCE] mesmo quando se trata tanto de estrelas [WC4-7] como de estrelas [WO]. Pedimos ao leitor que considere este fato ao citarmos referências mais antigas. É importante lembrar que essas classes refletem essencialmente graus de ionização e não diretamente a abundância química. Portanto, uma estrela [WO2] por exemplo, pode possuir mais C do que O e mesmo assim, O V-VI pode dominar o espectro devido a alta temperatura.

Na fig. 2.2 apresentamos como um exemplo três espectros na parte ótica. As classificações mostradas serão discutidas posteriormente. Somente algumas linhas são indicadas. Vemos

---

<sup>1</sup>Os colchetes indicam que são estrelas de baixa massa. Esta nomenclatura foi introduzida por Karel van der Hucht. De agora em diante, indicaremos essas estrelas centrais de nebulosas planetárias por [WR] e estrelas Wolf-Rayet de alta massa por WR.

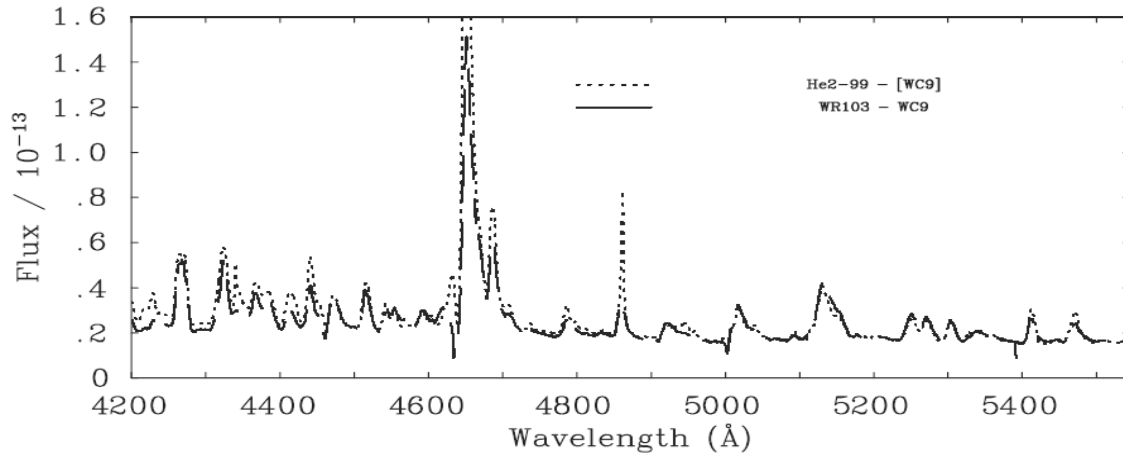


Figura 2.1: Espectro extraído de De Marco (2002). Uma estrela Wolf-Rayet de alta massa (WR103) e a estrela central da nebulosa planetária He 2-99. Ambas são da classe WC9.

na estrela BD+303639 principalmente C III e também a presença de C II em  $\lambda 4267$ . Na NGC 5315, temos um grau de ionização maior, com C IV e He II mais intensos. Já na NGC 6905, C IV, He II e O VI passam a dominar e o C III se encontra ausente. Nota-se também a presença de linhas bastante intensas e/ou estreitas em todos os espectros. Muitas delas são linhas nebulares bem conhecidas :  $H\delta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\beta$ , [O III]  $\lambda 4959$ ,  $\lambda 5007$  e [N II]  $\lambda 5754$  são alguns exemplos. Isto acontece porque na maioria dos casos é difícil observarmos somente a luz proveniente da estrela central.

Uma maneira eficaz de se estabelecer uma classe para uma estrela central é através de razões de larguras equivalentes de algumas linhas específicas. Um critério quantitativo e válido tanto para as estrelas WR como para as [WR] foi apresentado no trabalho de Crowther et al. (1998). Nele, em ordem de aumento do grau de ionização , temos as estrelas [WC11-8], [WC7-4] e [WO4-1]. Veremos mais detalhes adiante. Anteriormente, sistemas qualitativos podiam dar diferentes classificações para espectros bastante similares. Um critério ainda mais recente foi proposto por Acker & Neiner (2003), porém sem modificações significativas. Uma comparação com o de Crowther et al. (1998) pode ser vista em sua fig. 2.

Ao contrário das WR, onde a distribuição de estrelas se concentra nos tipos [WC5-9], as estrelas centrais se concentram em [WO1-4], [WC4-5] e [WC8-11], ou seja, existem muito poucas confirmadas como sendo [WC6-7]. A razão de tal fato ainda não é bem compreendida.

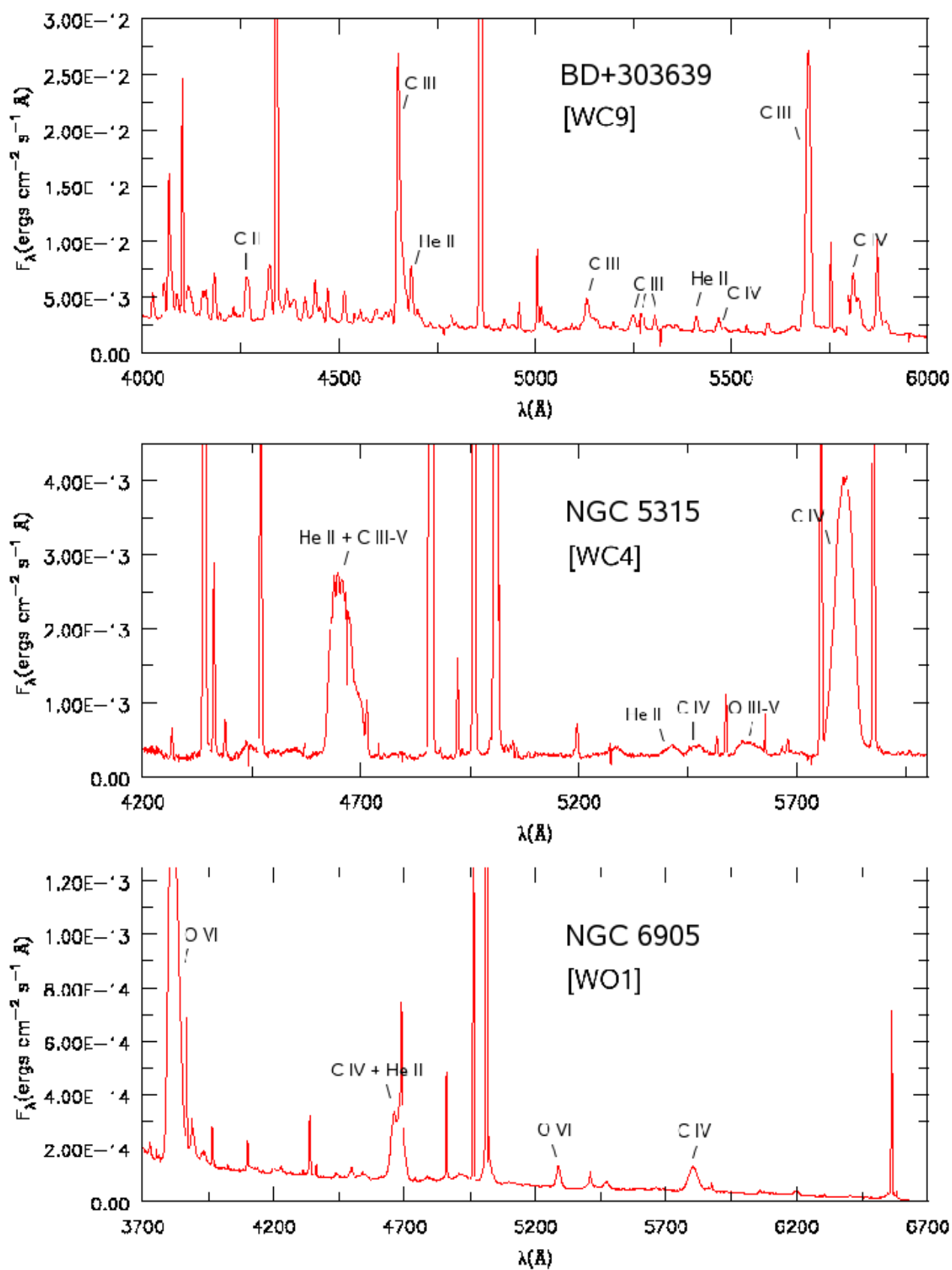


Figura 2.2: Do topo ao painel inferior : BD+303639, NGC 5315 e NGC 6905. Dados de nossa amostra.

Verifica-se ainda que a classe [WN] (quando nitrogênio domina o espectro) praticamente não possui objetos <sup>2</sup>, enquanto que para as estrelas WR ela é bastante comum.

Queremos salientar por último que o número total de nebulosas planetárias na Galáxia até 2001 era  $\sim 1500$ . Após o levantamento AAO/UKST o número deverá passar de 3000 (Morgan et al. 2001). As estrelas centrais [WR] constituem até a presente data  $\sim 75$  objetos na Galáxia (veja apêndice B para uma listagem). Na Pequena e Grande Nuvem de Magalhães, temos  $\sim 8$  objetos segundo a listagem de Jeffery et al. (1996).

### 2.1.2 Estrelas [WC]-PG1159 (ou [WELS])

As estrelas desta classe são chamadas de “weak emission line stars” ([WELS]). Seus espectros apresentam linhas fracas e estreitas se comparadas às [WR] e também algumas absorções. Como Tylanda et al. (1993) salientaram, praticamente as únicas linhas em emissão são C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$  e no complexo em  $\lambda 4650$  (que pode ser a soma de N III + C III-IV). No ultravioleta, podem apresentar também perfis P-Cygni. Uma análise qualitativa leva a crer que esses objetos estão desligando seus ventos e que a fase anã-branca se encontra próxima. No entanto, é muito importante ressaltar que esta classe é uma das menos estudadas.

A fig. 2.3 mostra um exemplo de um espectro ótico típico, também de nossa amostra. Algumas linhas são formadas na estrela central e outras são transições nebulares bem conhecidas.

Até pouco tempo, estrelas [WC]-PG 1159 e [WELS] eram consideradas como duas classes distintas. O trabalho de Parthasarathy et al. (1998) as identificam como pertencentes a uma única classe, embora alguns autores contestem esta afirmação (veja por exemplo Werner & Herwig 2005). Até que isto seja esclarecido, consideraremos as classes [WC]-PG 1159 e [WELS] com sendo uma única. O número total de objetos até a presente data é  $\sim 50$ .

### 2.1.3 Estrelas PG 1159 (pré-anãs brancas)

Estrelas PG 1159 possuem um espectro composto principalmente por absorções de He II e C IV. Às vezes apresentam também linhas em emissão fracas ou em absorção de íons do oxigênio. Atualmente o número de objetos nessa classe é  $\sim 30$  e a metade aproximadamente

---

<sup>2</sup>A descoberta da única estrela [WN] na Galáxia foi apresentada por Morgan et al. (2003).

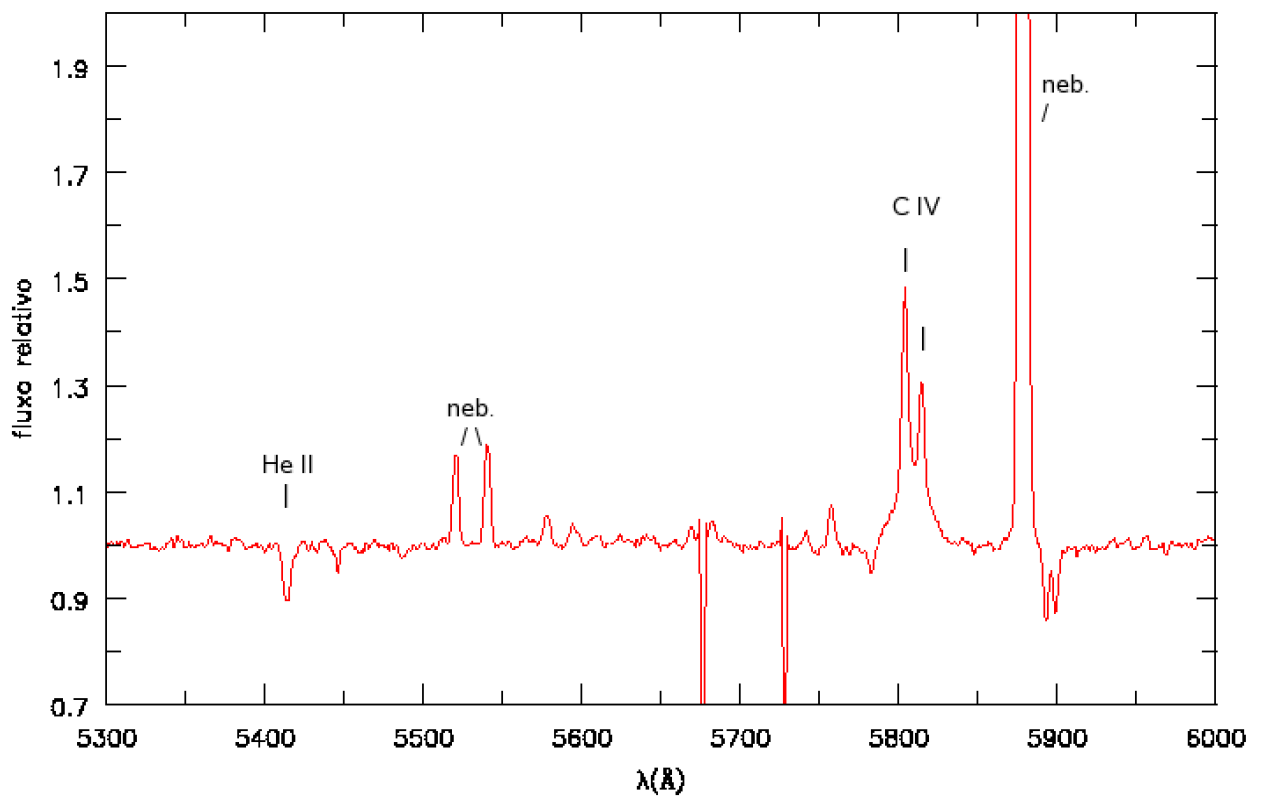
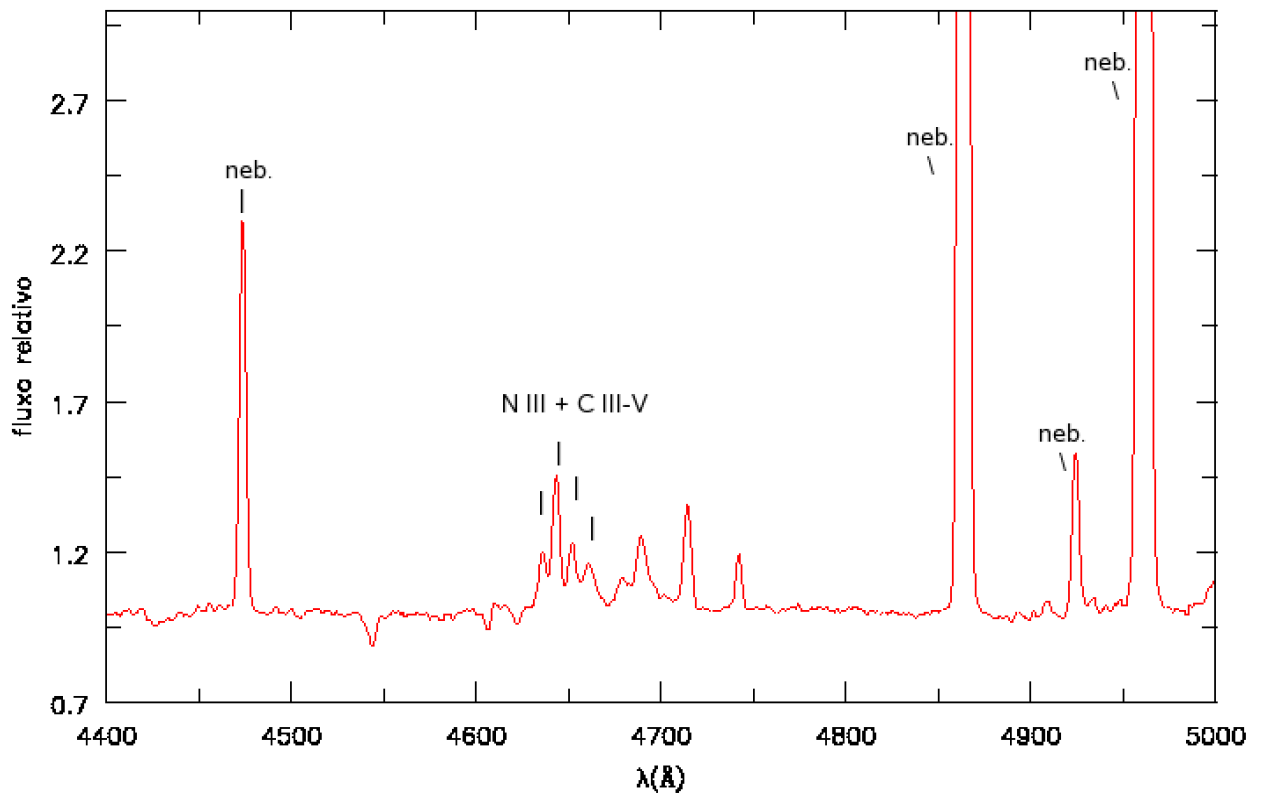


Figura 2.3: Uma estrela da classe [WC]-PG1159 ([WELS]) : Hen 2-12. Dados de nossa amostra.

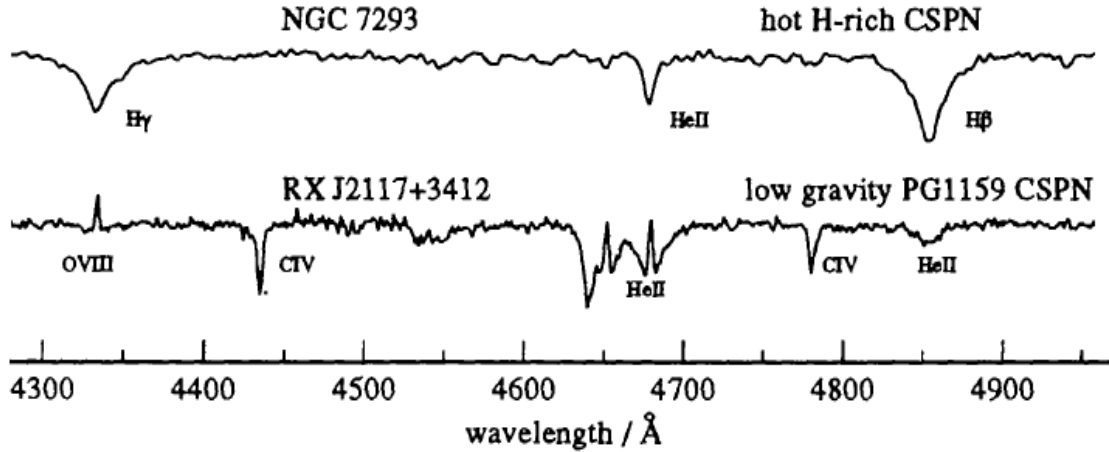


Figura 2.4: Uma estrela central rica em H (topo) e um exemplo de uma estrela PG 1159 (embaixo). Figura extraída de Werner et al. (1997).

possui uma nebulosa planetária associada. A estrela Longmore 4 é uma PG 1159 especial. Em 1992, seu espectro mudou para o de uma estrela [WR] e em poucas semanas retornou ao de uma PG 1159 típica (Werner et al. 1992). Este fato, além de outros, apóia a idéia de que as estrelas [WR] e PG 1159 podem estar conectadas evolutivamente. Um exemplo de uma PG 1159 é dado na fig. 2.4. Uma estrela rica em H é mostrada para comparação.

Encontramos ainda pelo menos 4 estrelas PG 1159 que possuem H. Além de suas características usuais, podemos observar linhas de Balmer do H. Devido a este fato elas são chamadas de PG 1159 híbridas.

### 2.1.4 Anãs-brancas não-DA

Anãs-brancas são geralmente divididas espectralmente nos tipos DA e não-DA. As DAs apresentam praticamente só H em seus espectros. As anãs-brancas não-DA são divididas com relação às suas temperaturas em DO, DB e DC<sup>3</sup>. A classe DO possui temperaturas efetivas maiores que  $\sim 45000K$ , apresentando um espectro composto principalmente por

<sup>3</sup>Por estarem mais próximas em termos evolutivos das classes descritas anteriormente, nos referiremos apenas à classe DO daqui em diante.

linhas em absorção de He I-II e às vezes linhas do C IV (fracas se comparadas às PG 1159).

Em termos evolutivos, como veremos a seguir, as estrelas DO podem ser descendentes das PG 1159. Apesar de não apresentarem uma quantidade de C comparável às PG 1159, isso é possível porque a *sedimentação gravitacional* é conhecida por separar elementos pesados e leves em estrelas compactas (Werner et al. 1997).

O número total de estrelas DO é  $\sim 30$ . Por questão de escolha decidimos chamar esses objetos também de estrelas centrais de nebulosas planetárias, mesmo que somente em dois casos tenhamos nebulosas planetárias evidenciadas.

## 2.2 Cenário evolutivo

Além de uma classificação espectroscópica ser útil para se ter uma idéia preliminar sobre as condições físicas de uma estrela, ela é importante para podermos explorar a evolução estelar de um ponto de vista observacional. Nas próximas seções mostraremos evidências que as classes apresentadas acima podem estar conectadas em uma sequência evolutiva. Isto pode ser concluído tanto a partir de estudos sobre as nebulosas planetárias propriamente ditas como a partir de modelos de atmosferas aplicados às suas estrelas centrais.

### 2.2.1 Evidências a partir das nebulosas planetárias

Pelo fato de uma nebulosa planetária se dispersar com o tempo no meio interestelar, é natural pensar que o estudo de algumas de suas propriedades podem dar pistas com relação a idade de um objeto em particular. Por exemplo, Zijlstra et al. (1994) observam que a medida da razão de fluxo  $F(12\mu m)/F(25\mu m)$  tende a decrescer de [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial. Isto poderia sugerir uma conexão evolutiva porque esperamos que com o tempo exista uma queda de temperatura da poeira. Este fato também é verificado no estudo de Gorny et al. (2001).

Através da análise de 65 objetos, Gorny & Tylanda (2000) mostram que a densidade eletrônica, o brilho superficial em  $H\beta$  ( $S_{H\beta}$ ) e na banda V ( $S_V$ ) das nebulosas planetárias decrescem quando vamos de [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial  $\rightarrow$  PG 1159. Tal fato é o esperado quando a nebulosa se dispersa e vai em direção à fase das anãs-brancas, sugerindo mais uma vez uma conexão evolutiva. A fig. 2.5 mostra um dos seus gráficos principais. Como pode



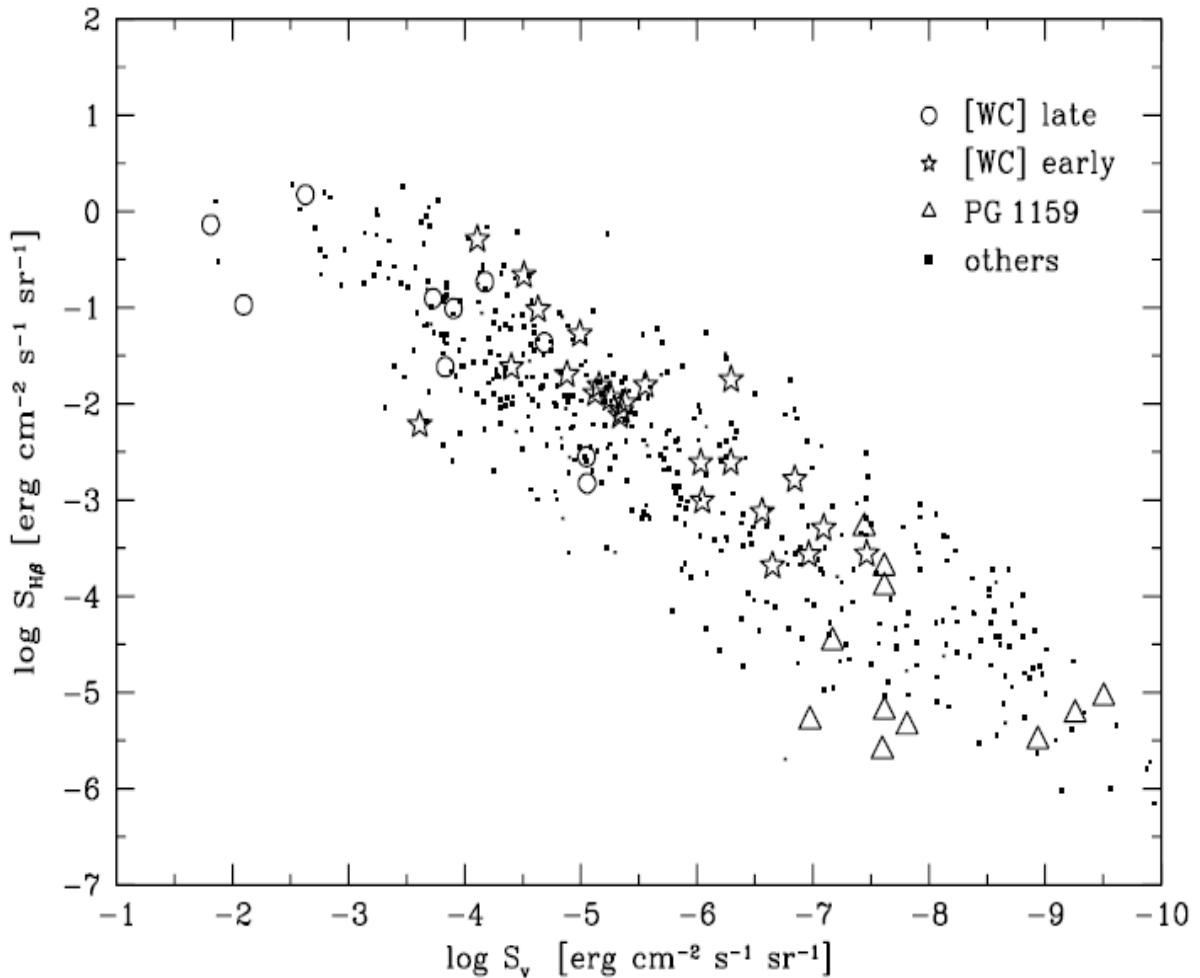


Figura 2.5: Figura extraída de Gorny & Tylanda (2000). Estrelas da classe [WCL] são representadas por círculos, [WR] do tipo inicial por estrelas e PG 1159 por triângulos. Se esperamos que o brilho superficial na banda V e em  $H\beta$  decresça com o tempo, este gráfico sugere que as classes [WCL], [WR] do tipo inicial e PG 1159 estão conectadas evolutivamente. Além disso, observamos que essas duas propriedades nebulares não são diferentes com relação às demais nebulosas que apresentam estrelas centrais ricas em H (pontos).

ser visto, além de não existirem diferenças com relação as demais nebulosas planetárias que possuem estrelas centrais ricas em H (pontos), as classes [WCL], [WR] do tipo inicial e PG 1159 estão relativamente bem separadas e conectadas evolutivamente se esperamos que  $S_{H\beta}$  e  $S_V$  decresça com o tempo. Peña et al. (2001) acham a mesma tendência também para a densidade eletrônica.

É razoável também supor que a estrela central aumente de temperatura ao evoluir pela fase pós-AGB. Sendo assim, deveríamos verificar em paralelo aos resultados citados acima, que as estrelas [WCL] apresentam uma temperatura menor que as estrelas [WR] do tipo inicial. De fato, seus espectros são consistentes com esta idéia uma vez que uma [WCE] por exemplo, apresenta estágios de ionização maiores do que uma [WCL]. De maneira quantitativa, Acker et al. (1996) encontraram exatamente isso ao derivarem temperaturas centrais a partir das nebulosas pelo método Zanstra.

Finalmente, é indispensável citar que as nebulosas planetárias com estrelas centrais do tipo [WR] são semelhantes às ricas em H em vários aspectos. A distribuição na Galáxia, morfologia, densidade eletrônica,  $S_{H\beta}$ ,  $S_V$  e cinemática são alguns exemplos. Diferenças são encontradas principalmente na velocidade de expansão ( $v_{exp}$ ), que é geralmente maior provavelmente devido à ação de um vento estelar mais intenso. Pequenas diferenças no infravermelho também são detectadas (Gorny et al. 2001).

### 2.2.2 Evidências a partir das estrelas centrais

Uma outra maneira de se estabelecer uma conexão evolutiva para esses objetos é através de modelos de atmosferas para as estrelas centrais. A essência desta abordagem é reproduzir um espectro observado através de um espectro teórico. Se os parâmetros de entrada de um modelo dão origem a um espectro teórico que reproduza o observado, estes são considerados os parâmetros físicos e químicos da estrela. Com a análise de várias estrelas centrais de diferentes classes espectroscópicas, podemos tentar por exemplo, localizá-las no diagrama HR e então discutí-las em termos evolutivos. Mais detalhes serão apresentados no capítulo 6.

Além do uso do diagrama HR, outros tipos de análise podem ser feitos. Se uma estrela evolui para a fase das anãs-brancas, espera-se um comportamento por parte de certos parâmetros físicos. Por exemplo, é sabido que em geral as anãs-brancas não apresentam perda de massa significativa, o que implica que as estrelas centrais eventualmente devem diminuí-la e até suspendê-la. Se as classes que apresentamos anteriormente apresentam este comportamento, tal fato contribui para a hipótese que elas formam uma sequência evolutiva.

Em uma série de trabalhos pioneiros, um grupo de Potsdam, na Alemanha, apresentou modelos de atmosferas em expansão para várias estrelas centrais das classes [WCL], [WR] do

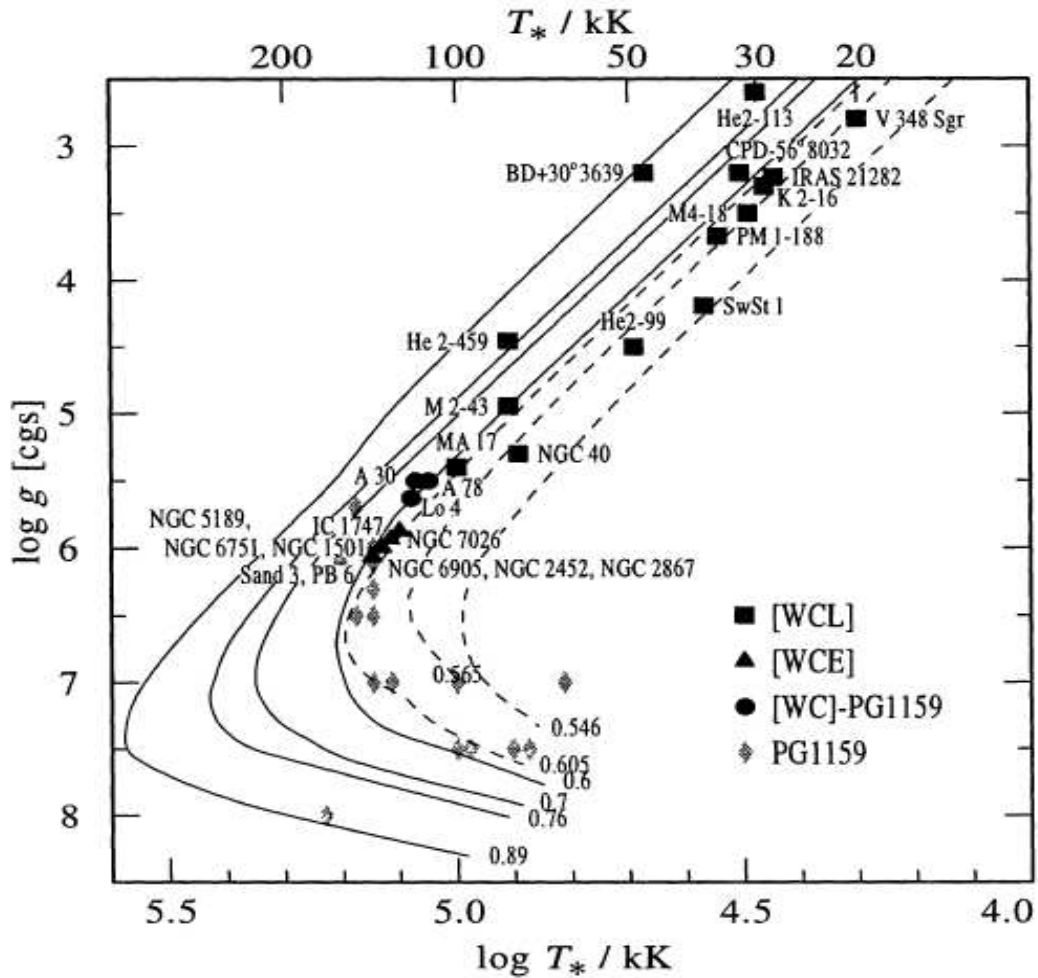


Figura 2.6: Figura extraída de Hamann (1997). As trajetórias evolutivas e os pontos obtidos a partir de modelos de atmosferas colocam em evidência uma sequência evolutiva para as estrelas centrais deficientes em H. Aqui, as estrelas [WO] estão incluídas na classe [WCE] (ver seção 2.1.1).

tipo inicial e [WELS] (Leuenhagen et al. 1996; Hamann 1997; Koesterke & Hamann 1997a,b; Leuenhagen & Hamann 1998). Um resumo dos resultados pode ser visto em Koesterke (2001). Foram obtidas as temperaturas, luminosidades, raios, perdas de massa, velocidade terminal e as abundâncias químicas de cada objeto. Em geral, observou-se que a velocidade terminal, a perda de massa e a temperatura aumentam quando vamos de [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial. Depois, a perda de massa diminui bruscamente quando passa-se à fase das estrelas [WELS] e PG 1159. Este tipo de comportamento é o esperado com o passar do

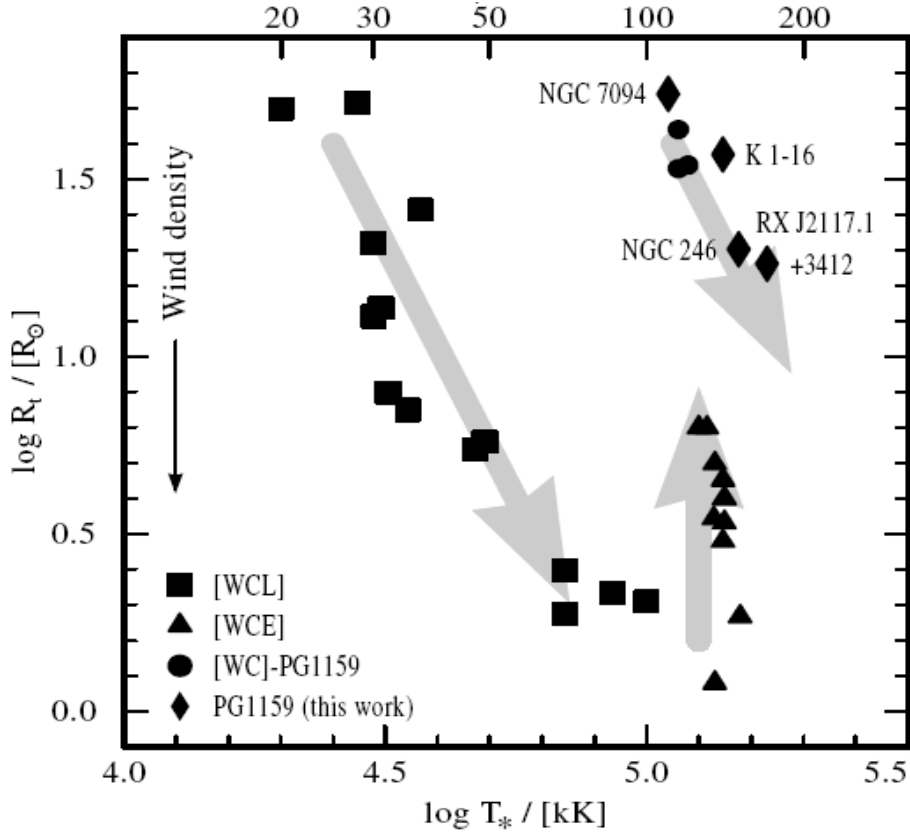


Figura 2.7: Figura extraída de Koesterke et al. (1998). A sequência evolutiva é indicada pelas setas. No eixo horizontal superior a temperatura está em kK. Aqui, as estrelas [WO] estão incluídas na classe [WCE].

tempo. O resultado principal, que permitiu sugerir uma sequência evolutiva, é mostrado na fig. 2.6. Neste diagrama, os valores de  $\text{Log } g$  para as estrelas [WR] foram obtidos considerando a massa como sendo  $0.6M_{\odot}$ . Já para as demais estrelas,  $\text{Log } g$  foi obtido através do ajuste de linhas em absorção. Apesar de tudo, as trajetórias evolutivas teóricas mostradas são apropriadas apenas para estrelas centrais ricas em H. De fato, só bastante recentemente as mesmas puderam ser calculadas para as estrelas centrais deficientes em H (veja por exemplo Althaus et al. 2005). Portanto as trajetórias na fig. 2.6 são consideradas como uma aproximação. Além disso, um outro problema é a incerteza na determinação da distância, que afeta o raio determinado para as estrelas [WR].

Pelos motivos explicados acima, acredita-se na sequência evolutiva, porém ela é representada geralmente usando a temperatura e o *raio transformado*  $R_T$ , como pode ser visto na

fig. 2.7. Este parâmetro é definido como :

$$R_T = R_* \left( \frac{v_\infty / (2500 \text{ km/s})}{\dot{M} / (10^{-4} M_\odot / \text{ano})} \right)^{2/3},$$

e foi introduzido por Schmutz et al. (1989) após o estudo de 30 estrelas WR. Foi encontrado que diferentes combinações do raio da estrela, da perda de massa e da velocidade terminal que mantêm este *raio transformado* constante, preservam as larguras equivalentes das linhas, deixando portanto os espectros bastante similares. Mais detalhes sobre este parâmetro serão discutidos mais adiante nesta tese.

A análise de estrelas PG 1159 e anãs-brancas DO também sugere uma conexão evolutiva. Neste caso, os modelos geralmente usam atmosferas plano-paralelas para objetos com espectros somente em absorção . Se existem também evidências de perda de massa, usam em conjunto atmosferas esféricas em expansão. Um dos primeiros trabalhos a sugerir uma ligação com as estrelas centrais do tipo [WR] foi o de Sion et al. (1985), através de uma simples comparação espectroscópica. Werner et al. (1991) estabeleceram tal fato de modo mais quantitativo através da determinação da abundância química de 4 estrelas PG 1159. Atualmente, existem vários trabalhos com a análise tanto de PG 1159 como de anãs-brancas DO na literatura (veja por exemplo Hügelmeyer et al. 2005).

Por último, lembramos novamente uma outra evidência da conexão entre as classes [WR] e PG 1159. A estrela Longmore 4, que é uma PG 1159, apresentou em 1992 uma mudança brusca no seu espectro para a classe [WR] e depois de algumas semanas retornou ao seu estado normal (Werner et al. 1992).

Com todos esses trabalhos, a seguinte sequência tomou forma :

$$AGB \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{AFTP} \\ \text{LTP} \\ \text{VLTP} \\ \text{binárias?} \end{array} \right\} \rightarrow [WCL] \rightarrow [WCE] \rightarrow [WO] \rightarrow [WELS] \rightarrow \text{PG 1159} \rightarrow \text{anãs-brancas DO}$$

onde no segundo estágio são mostrados os caminhos possíveis que podem dar origem a deficiência em H (ver seção 1.4.1). Apesar de tudo, este cenário definitivamente não se encontra livre de problemas e ainda existem várias questões importantes para serem investigadas. Alguns pontos essenciais são levantados a seguir.

### 2.2.3 Problemas e questões importantes

Com relação às abundâncias químicas, apesar de ter ajudado a estabelecer a sequência acima através de modelos de atmosferas, o grupo de Potsdam enfatiza que a razão C/He (em % massa,  $\beta_C/\beta_{He}$ ) para as estrelas [WR] do tipo inicial ([WCE]-[WO]) é significativamente menor ( $\sim 0.35$ ) do que para as outras classes, que possuem  $\beta_C/\beta_{He}$  próximo da unidade. A princípio, se elas são descendentes das [WCL], tal fato não deveria ser encontrado. Além disso, modelos evolutivos indicam que a razão  $\beta_C/\beta_{He}$  deve ser  $\sim 1$ , não importando o tipo de pulso térmico que dá origem a esses objetos (Herwig 2001). Se este fato sugere que os modelos evolutivos estão incorretos ou se significa que os modelos de atmosferas não estão obtendo a abundância corretamente permanece uma questão em aberto que será abordada mais tarde nesta tese.

Um outro problema com a sequência evolutiva é o status das estrelas [WELS]. Antes de tudo, é importante ter em mente que esta classe é uma das menos estudadas, contando somente com 4 objetos com parâmetros físicos e abundâncias químicas determinadas (Kosterke 2001; Herald & Bianchi 2004a) : A 30, A 78, NGC 2371 e Longmore 4<sup>4</sup>. No trabalho de Peña et al. (2003), podemos observar uma tendência de que quanto maior a temperatura das estrelas centrais deficientes em H, maior a velocidade de expansão ( $V_{exp}$ ) da nebulosa. Isto, se consideramos a evolução [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial, sugere que com o tempo a ação prolongada do vento estelar deve aumentar  $V_{exp}$ . O problema é que no caso das estrelas [WELS], esses autores verificaram que os valores obtidos são geralmente menores que os das estrelas [WR], sendo compatíveis com os valores das nebulosas das estrelas centrais normais ricas em H. Este fato pode ser visto na fig. 2.8. Fica claro que somente a classe [WR] possui objetos com  $V_{exp}$  maiores que  $\sim 50$  km/s. Se a sequência evolutiva está correta, não há motivo aparente para  $V_{exp}$  aumentar quando vamos de [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial e diminuir no estágio seguinte. Uma outra diferença encontrada no estudo de Peña et al. (2003) é que as nebulosas das estrelas [WR] parecem possuir mais nitrogênio (N) do que as nebulosas das estrelas [WELS]. Todos esses fatos podem levar a conclusão de que as [WELS] não constituem um estágio avançado das estrelas [WR] ! Desta forma, trabalhos futuros a respeito desses objetos serão de extrema importância para confirmar tal ponto de vista.

Outro problema ainda em aberto é a falta de subtipos intermediários [WC6-7]. As es-

---

<sup>4</sup>na fase variável em 1992.

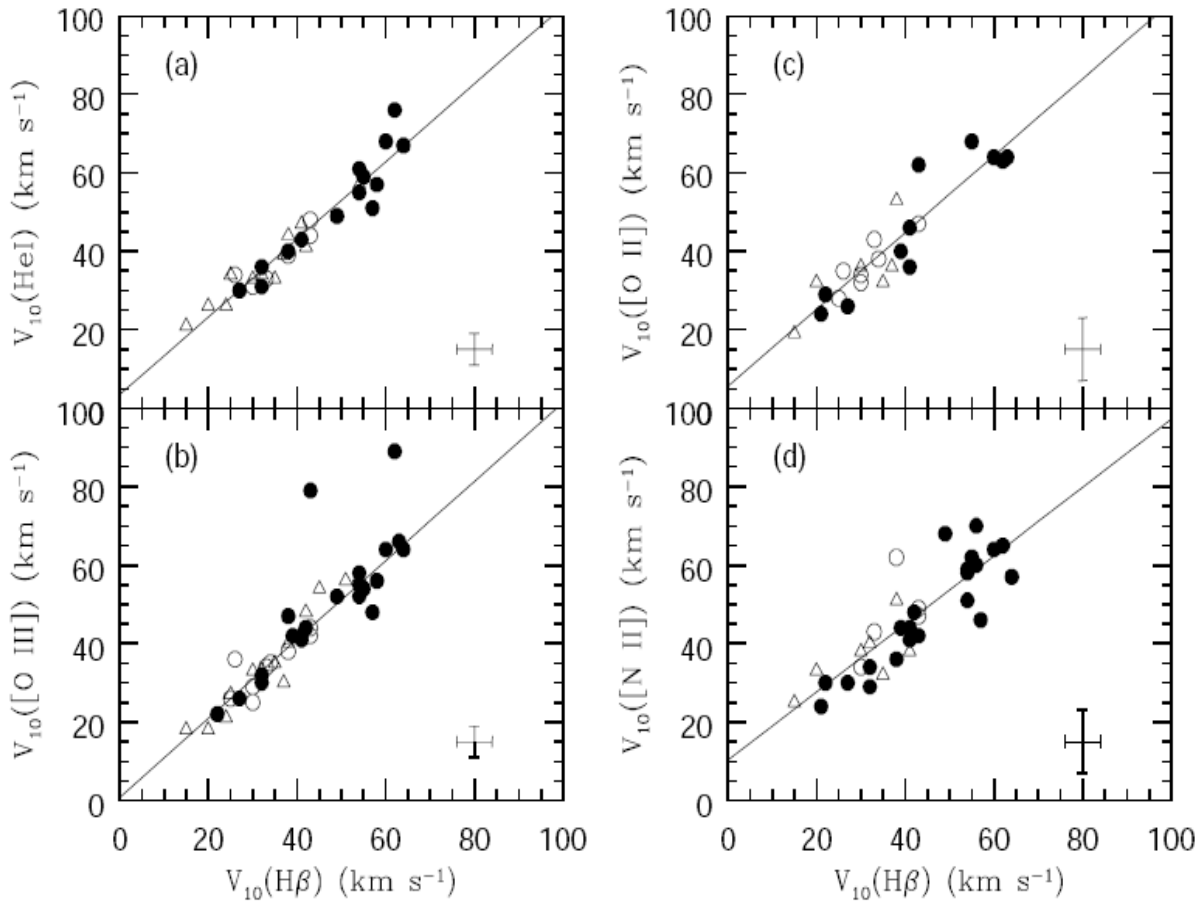


Figura 2.8: Figura extraída de Peña et al. (2003). Velocidades de expansão das nebulosas planetárias obtidas a partir das linhas do  $H\beta$ , He I, [O III], [O II] e [N II]. Círculos preenchidos correspondem às estrelas centrais [WR]; triângulos às estrelas centrais normais ricas em H e círculos não preenchidos às [WELS]. Como pode ser verificado, a classe [WR] é a única que apresenta velocidades acima de  $\sim 50$  km/s.

trelas centrais [WR] encontradas são classificadas geralmente como estrelas [WO], [WC4] ou [WC8-11]. Isto não acontece para as estrelas WR, onde a concentração é em WC5-9. Um histograma atualizado, considerando todas as estrelas [WR] descobertas até a presente data é mostrado na fig. 2.9. Os dados foram obtidos de Jeffery et al. (1996), Parker & Morgan (2003), Morgan et al. (2001;2003) e Gorny et al. (2004). Sempre que possível, utilizamos as estrelas e o sistema de classificação de Crowther et al. (1998) para atualizar a lista encontrada em Jeffery et al. (1996). Onde isso não foi possível, utilizamos Acker & Neiner

(2003). Classificações imprecisas, como por exemplo, [WCE], foram omitidas. Em objetos com classificação do tipo [WC4-5], consideramos uma unidade para cada classe no intervalo. É importante ressaltar que no trabalho de Gorny et al. (2004) algumas estrelas [WC11] podem ser na verdade estrelas [WC10]. A razão do baixo número de estrelas [WC6-7] ainda não é bem compreendida. Geralmente supõe-se que tais objetos existem, mas que não são encontrados por se tratar de uma fase evolutiva rápida.

Outro fato para ser considerado é o aparecimento do classe [WN]. Até bem pouco tempo tínhamos somente uma única estrela desta classe na Grande Nuvem de Magalhães (LMC 83). O trabalho de Morgan et al. (2003) apresenta mais uma [WN], só que desta vez encontrada na Galáxia. O status das [WN] com relação a sequência evolutiva é uma questão completamente em aberto.

Para complicar um pouco mais a situação, Gorny & Tylenda (2000), utilizando trajetórias evolutivas de Iben et al. (1983), baseadas no VLTP (ver seção 1.4.1), deduzem parâmetros nebulares a partir dos parâmetros das estrelas centrais e verificam que não se consegue reproduzir a maioria dos dados nebulares observados. É sugerido portanto, que a maioria das estrelas [WR] são formadas diretamente a partir do ramo AGB, e que o VLTP pode dar origem a objetos deficientes, mas que devem seguir diretamente para a fase PG 1159, não seguindo a evolução mostrada na seção 2.2.2.

Um ponto bastante importante que também pode afetar a sequência evolutiva e que será investigado posteriormente nesta tese é a inclusão da opacidade das linhas (“line-blanketing”) e da não-homogeneidade (“clumping”) nos modelos de atmosferas. Tais efeitos não foram levados em conta para se construir as figs. 2.6 e 2.7. Por agora, limitamo-nos a dizer que quando são considerados, podem implicar em uma redução da perda de massa por um fator de 3 – 5 e podem mudar a temperatura efetiva, o que por consequência, afeta a estrutura de ionização da atmosfera e então algumas linhas espectrais.



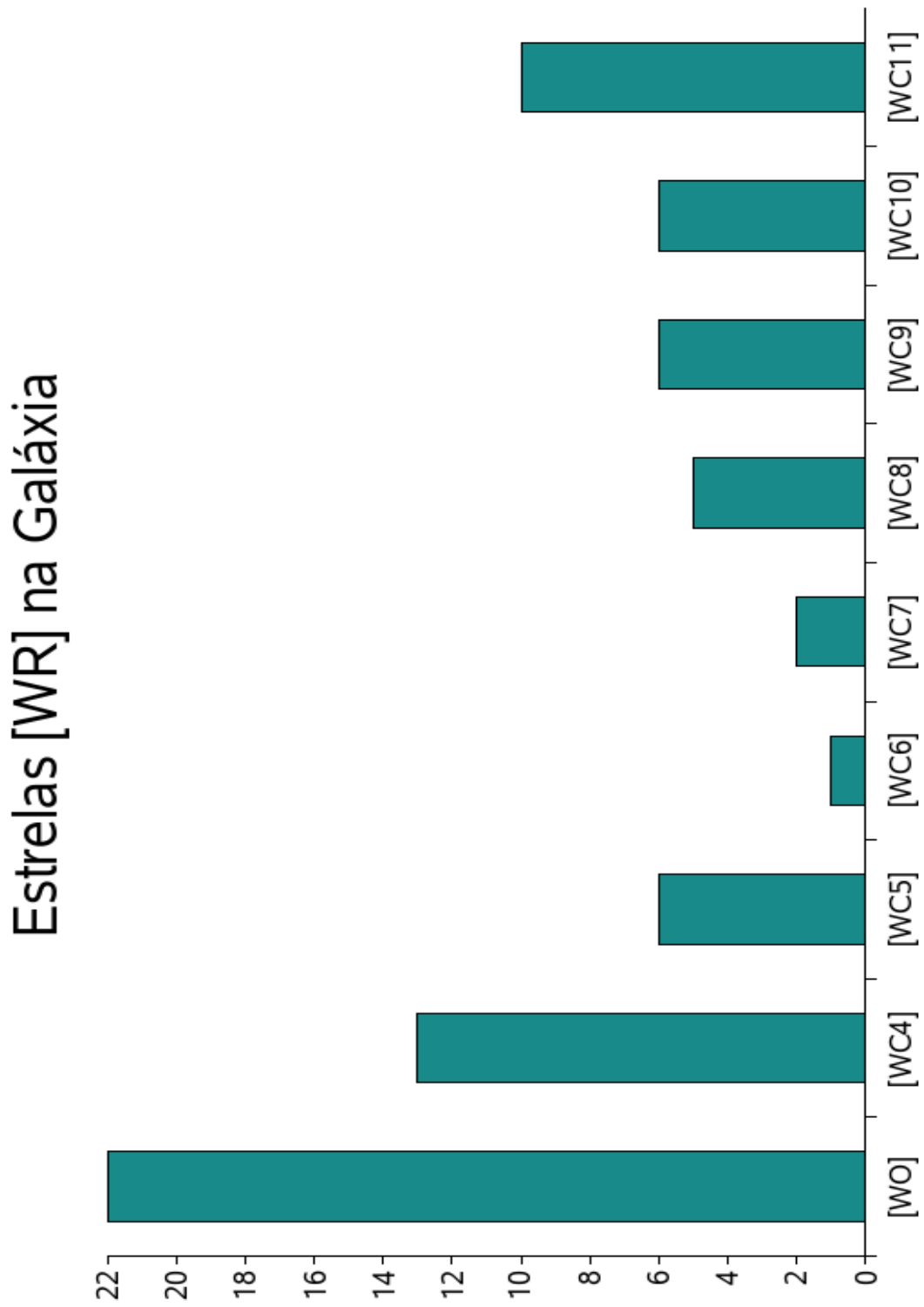


Figura 2.9: Histograma das estrelas [WR] conhecidas na Galáxia.

## 2.3 Uma análise de 24 estrelas centrais

Tendo em vista os problemas mencionados acima, realizamos no ano de 2002 um estudo espectroscópico de uma amostra de 24 estrelas centrais deficientes em H. O intuito principal foi entender as principais características de cada classe presente, classificar cada objeto e posteriormente fazer uma comparação entre os mesmos, verificando se existe acordo com a sequência evolutiva encontrada na literatura. Este trabalho foi feito em duas partes. Primeiro, analisamos as estrelas candidatas a classe [WR] e depois as candidatas a [WELS]. Os resultados encontrados serão descritos nas próximas seções e foram publicados em “New Spectroscopic Data and Classification of Southern [WC] Stars” por Araújo, Marcolino, Pereira & Cuisinier, em 2002, no “Astronomical Journal”, volume 124, página 464, e também em “Weak Emission-Line Central Stars of Planetary Nebulae” por Marcolino & Araújo, em 2003, no “Astronomical Journal”, volume 126, página 887.

### 2.3.1 Observações

As observações foram feitas no ano de 2000, com o telescópio de 1.52m no ESO<sup>5</sup> (“European Southern Observatory”), em La Silla, Chile, utilizando o espectrógrafo Boller & Chivens e o foco Cassegrain. O detetor utilizado foi o CCD 39 de  $2048 \times 2048$  píxeis ( $15\mu\text{m}/\text{pixel}$ ). A rede escolhida de 1200 linhas/mm permitiu uma resolução de  $\sim 2\text{\AA}$  na região observada de  $\sim 4000 - 6000\text{\AA}$ . Infelizmente, esta cobertura exclui a linha de O VI  $\lambda\lambda 3811, 34$  usada para classificação de estrelas [WCE] e [WO].

A redução dos dados foi feita com o software *IRAF*<sup>6</sup> e incluiu os procedimentos de correções usuais (subtração do céu, “flat-field”, etc.). Para a calibração em comprimento de onda usamos lâmpadas de HeArFe depois de cada exposição. Já para a calibração em fluxo, usamos algumas estrelas padrões da lista de Hamuy et al. (1994). A razão sinal-ruído (S/N) apresentou valores de  $\sim 30 - 120$ , dependendo do objeto e do tempo de exposição.

---

<sup>5</sup>Acordo ESO-Observatório Nacional.

<sup>6</sup>“Image Reduction and Analysis Facility” (<http://iraf.noao.edu>). Direitos reservados a AURA (“Association of Universities for Research in Astronomy”), 1986.

Tabela 2.1: Observações das estrelas [WR]

Estrela	Denominação PNG	Classificação na literatura	Data	Tempo de exposição (min)
Hen 2-113	321.0+03.9	[WCL]	Março de 2000	30
Hen 3-1333	332.9-09.9	[WCL]	Agosto de 2000	12
BD +303639	064.7+05.0	[WCL]	Agosto de 2000	3
M 2-43	027.6+04.2	[WCL]	Agosto de 2000	25
K 2-16	352.9+11.4	[WCL]	Junho de 2000	30
Hen 2-142	327.1-02.2	[WCL]	Agosto de 2000	25
SwSt 1	001.5-06.7	[WCL]	Agosto de 2000	25
NGC 5315	309.1-04.3	[WCE]-[WO]	Março de 2000	10
Hb 4	003.1+02.9	[WCE]-[WO]	Junho de 2000	40
Hen 2-429	048.7+01.9	[WCE]-[WO]	Agosto de 2000	25

### 2.3.2 Análise das estrelas [WR]

Na tabela 2.1 encontra-se o registro das observações das estrelas [WR]. Ao todo, nossa amostra possui 10 estrelas, sendo que 7 são candidatas à classe [WCL] e três à classe [WR] do tipo inicial. A maior parte desses objetos foi escolhida da lista de Tylenda et al. (1993).

#### Características espectrais

Nas figs. 2.10 e 2.11 apresentamos o espectro de 4 estrelas [WR] representativas das classes encontradas em nossa amostra : Hen 3-1333<sup>7</sup>, Hen 2-142, M 2-43 e Hen 2-429. Várias linhas são identificadas. Linhas que não são da estrela central são indicadas por “(neb)” e são formadas na nebulosa. Estas não serão consideradas nesta tese. Em certos casos, por exemplo na linha He I  $\lambda$ 5876 na estrela Hen 2-142, podemos ver que o perfil é a soma da linha formada na estrela central, com uma base larga, com a linha formada na nebulosa, que é mais estreita e intensa. Em espectros de maior resolução é possível distinguir as diferentes

<sup>7</sup>Este objeto também é conhecido como CPD-568032.

contribuições razoavelmente bem. Nas estrelas Hen 3-1333 e M2-43, a razão sinal-ruído da região próxima a  $\sim 4000\text{\AA}$  é bastante baixa e não deve ser considerada.

Nota-se claramente que do topo para baixo, C II vai cedendo lugar ao C III e posteriormente ao C IV, a medida que passamos da classe [WCL] para a classe [WR] do tipo inicial. A discussão de como cada objeto foi classificado se dará na próxima seção.

Na classe [WC10] vemos um maior número de linhas, que por sua vez são também mais estreitas. Várias transições do C II podem ser vistas. Ao contrário de muitas outras linhas do C II, C II  $\lambda 4267$  persiste em outras classes, mas em alguns casos sua origem é nebulosa. As linhas do C III estão presentes (p.e. C III  $\lambda 5696$  e  $\lambda 5826$ ) porém em menor quantidade e intensidade. O C IV também pode estar presente, mas bastante fraco. Já na classe [WC9], vemos a predominância do C III e a linha C II  $\lambda 4267$  ainda pode ser vista com uma intensidade bastante razoável. Se comparamos as estrelas Hen 2-142 e M 2-43 na fig. 2.11, vemos um exemplo simples da alteração do grau de ionização da atmosfera. Se analisamos as linhas C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$  e C III  $\lambda 5696$  em particular, vemos que da classe [WC9] para a [WC8], uma passa a dominar a outra. Na classe [WR] do tipo inicial, o C IV passa a dominar o C III, que se encontra fraco ou ausente. Além disso, nota-se que os perfis são consideravelmente mais largos, como é o caso do complexo em  $\lambda 4650$  e do C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$ . Além das linhas do carbono, temos também linhas do hélio e do oxigênio. No entanto, no caso do He I, podemos ter uma contaminação considerável da nebulosa. Novamente, quando vamos das [WCL] para as [WR] do tipo inicial, o oxigênio vai ficando cada vez mais ionizado.

Dos casos não mostrados, alguns devem ser destacados. O espectro da estrela Hen 2-113 é bastante similar ao da estrela Hen 3-1333. O mesmo acontece entre a Hen 2-142 e a BD+303639. De fato, como veremos adiante, elas possuem a mesma classificação e provavelmente, parâmetros físicos e abundâncias químicas bastante próximas. O espectro das estrelas NGC 5315 e Hb 4 lembram o espectro da Hen 2-429, porém com algumas diferenças. Já as estrelas K2-16 e SwSt1 são peculiares em nossa amostra e serão discutidas com algumas outras na próxima seção.

Somente com o que foi apresentado até aqui, podemos concluir qualitativamente com relação a nossa amostra o seguinte :

- as temperaturas das estrelas [WC10] são as menores;
- existe a indicação de um aumento de temperatura quando vamos gradualmente de

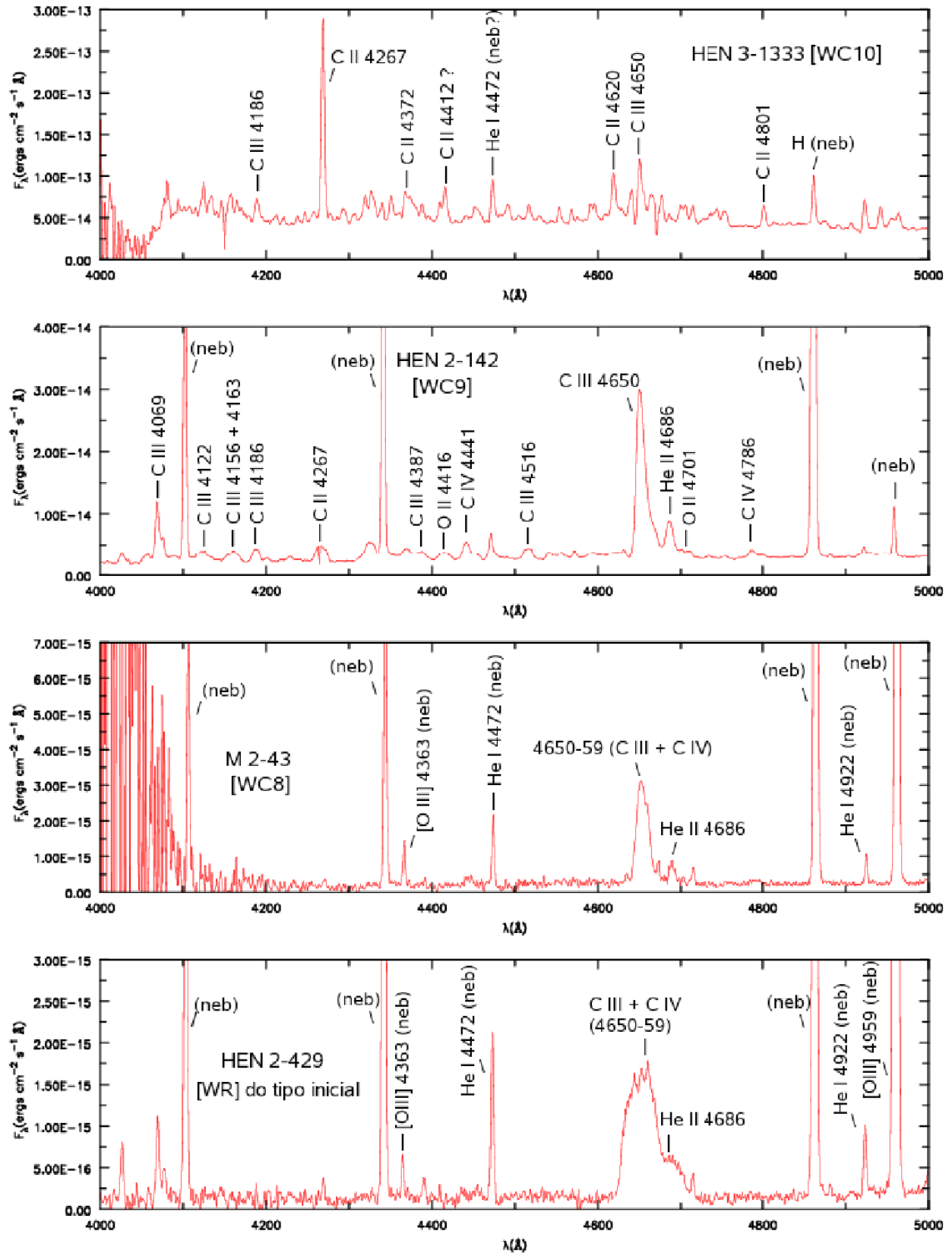


Figura 2.10: Espectro de 4 estrelas representativas de nossa amostra no intervalo 4000-5000 $\text{\AA}$ . Note que o C II cede lugar ao C III e depois ao C IV a medida que vamos da classe [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial.

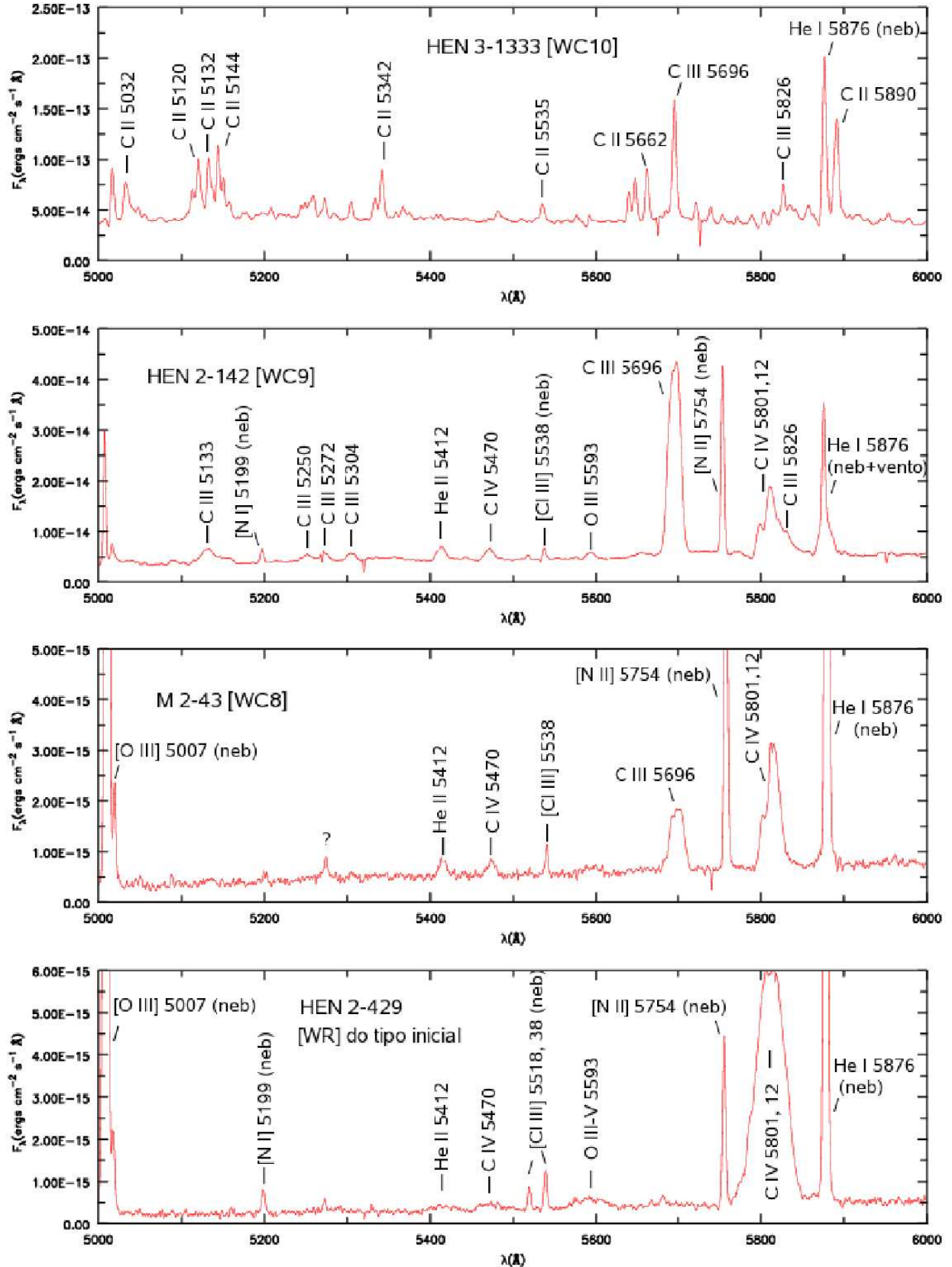


Figura 2.11: Espectro de 4 estrelas representativas de nossa amostra no intervalo 5000-6000Å. Note que o C II cede lugar ao C III e depois ao C IV a medida que vamos da classe [WCL] → [WR] do tipo inicial.

[WCL] para [WR] do tipo inicial;

- o alargamento dos perfis indica que as velocidades encontradas nas regiões de formação das linhas devem ser maiores a medida que vamos de [WCL] para [WR] do tipo inicial.

Todas essas conclusões estão de acordo com a sequência evolutiva. Outros detalhes podem ser vistos em Araújo et al. (2002) e Marcolino & Araújo (2003).

### Classificação da amostra

A tentativa de classificação de estrelas WR remonta ao século XIX com o trabalho de Campbell (1894), onde é apresentado o primeiro catálogo com 55 objetos <sup>8</sup>. Com o passar dos anos, as estrelas WR foram divididas nas classes WC, WN e WO, com cada vez menos problemas de classificação à medida que melhores espectros foram sendo obtidos. Uma revisão histórica pode ser vista em van der Hucht et al. (1981).

Smith & Aller (1969) foram os primeiros a classificar estrelas centrais de nebulosas planetárias do tipo WR. Através de placas fotográficas, esses autores foram capazes de classificar várias estrelas centrais utilizando os mesmos critérios utilizados na época (Smith 1968) para as estrelas WR. Posteriormente, Heap (1982) e em paralelo Mendez & Niemela (1982), forneceram novos critérios qualitativos levando em conta subtipos além de [WC9] (até [WC11]), o que não existe no caso das estrelas WR. Esses trabalhos foram usados até bem pouco tempo atrás e, por serem qualitativos, podem oferecer classificações ambíguas ou diferentes para espectros bastante similares.

Em geral, um bom sistema de classificação deve ser baseado em linhas que são vistas em diferentes objetos com diferentes intensidades. Adicionalmente, pode-se exigir a presença ou ausência de um certo grau de ionização de um elemento em particular ou limites de intensidade para certas transições. Esta tarefa não é nada simples e é em parte por isso que ao longo dos anos novos critérios vão aparecendo. Para as estrelas do tipo Wolf-Rayet, as classificações levam em conta geralmente apenas o ótico. No entanto, com a abertura de outras janelas espectrais, como por exemplo no ultravioleta pelo satélite *IUE* (“International Ultraviolet Explorer”) e com a grande quantidade de dados públicos na literatura, novas opções de linhas podem ser consideradas (veja por exemplo Feibelman 1999).

---

<sup>8</sup>Atualmente, apenas 12 foram excluídos de sua lista

Com o aparecimento dos detetores digitais (CCDs), *sistemas quantitativos* passaram a ser empregados para classificar as estrelas WR em WN2-11, WC4-9 e WO1-5. A vantagem com relação aos sistemas mais qualitativos, são os intervalos específicos que certas razões de larguras equivalentes devem seguir, fornecendo uma maior precisão na classificação de um objeto.

Para classificar as estrelas de nossa amostra, utilizamos o trabalho de Crowther et al. (1998). Este esquema, além de quantitativo, é unificado, valendo para as estrelas WR e [WR]. Os critérios mais recentes propostos por Acker & Neiner (2003) não serão considerados aqui, uma vez que não apresentam mudanças significativas (veja sua fig. 2). Devido ao grande número de detalhes, ao invés de descrever os critérios de Crowther et al. (1998), reproduzimos a tabela principal do seu trabalho (que contém todas as informações necessárias) na fig. 2.12. Antes de prosseguir todavia, devemos deixar claro que existe uma superposição de seu trabalho com o nosso. As estrelas BD+303639, SwSt1, Hen 2-113, K 2-16, Hen 3-1333 e NGC 5315 também fazem parte da nossa amostra. O mérito do nosso trabalho, portanto, encontra-se em ter estudado cada objeto com maiores detalhes e contar com uma amostra homogênea de dados, ou seja, oriundas de um mesmo aparato observacional. No caso de Crowther et al., as observações foram feitas com dois telescópios em diferentes datas ou foram usados dados mais antigos da literatura.

Como pode ser visto na fig. 2.12, o critério principal para as estrelas [WC] é a razão C IV  $\lambda$ 5808/C III  $\lambda$ 5696. Ressaltamos que C IV  $\lambda$ 5808 é na verdade C IV  $\lambda$ 5801, 12, um duplete que em certas estrelas é vista como uma única transição. O critério secundário para as estrelas [WCL], devido ao seu menor grau de ionização (onde muitas vezes o C II se faz presente), foi escolhido como sendo C IV  $\lambda$ 5808/C II  $\lambda$ 4267. Além desses dois, exige-se que a largura a meia altura (FWHM) do C III  $\lambda$ 5696 esteja dentro de um certo intervalo de valores. Já para as estrelas [WCE], o critério secundário é C III  $\lambda$ 5696/O III-V  $\lambda$ 5590, exigindo-se ainda que C IV  $\lambda$ 5808 obedeça um intervalo específico de valores. Para as estrelas [WO], o critério passa a ser a razão O VI  $\lambda$ 3818/O V  $\lambda$ 5590 e o secundário O VI  $\lambda$ 3818/C IV  $\lambda$ 5808.

### Medidas das larguras equivalentes ( $W_\lambda$ )

Para dar um exemplo do procedimento feito para cada objeto, veremos o caso da estrela Hen 2-142. Para obter as larguras equivalentes ( $W_\lambda$ ) fizemos ajustes gaussianos. Em alguns



Subtype	FWHM ( $\text{\AA}$ )	Primary	Secondary	Additional Criteria	Examples
WC11	$\sim 3$	C IV $\lambda 5808$ /C III $\lambda 5696$ $\log W_\lambda$ or $\log I_\lambda$ $\leq -1.2$	C IV $\lambda 5808$ /C II $\lambda 4267$ $\log W_\lambda$ $\leq -1.5$	He II $\lambda 4686$ /He I $\lambda 5876$ $\log W_\lambda$ He II $\lambda 4686$ absent	K2-16 CPD-56°8032
WC10	3-6	-1.2 to -0.7	-1.5 to -0.2	$\leq -0.8$	
WC9	$30 \pm 15$	-0.7 to -0.3	-0.2 to +1.0	-0.8 to +0.1	He 2-99, HD 164270
WC8	$40 \pm 10$	-0.3 to +0.1	$\geq 1.0$	$\geq 0.1$	HD 192103, NGC40
WC7	$45 \pm 20$	C IV $\lambda 5808$ /C III $\lambda 5696$ $\log W_\lambda$ or $\log I_\lambda$ +0.1 to +0.6	C III $\lambda 5696$ /O III-v $\lambda 5590$ $\log W_\lambda$ or $\log I_\lambda$ $\geq 0.1$	O VI $\lambda 3818$ /C IV $\lambda 5808$ $\log W_\lambda$ $\leq -1.5$	HD 156327
WC6	$50 \pm 20$	+0.6 to +1.1	+0.0 to +0.7	$\leq -1.5$	HD 92806
WC5	$50 \pm 20$	+1.1 to +1.5	-0.4 to +0.5	$\leq -1.5$	HD 165763, M1-25
WC4	$70 \pm 20$	$\geq 1.5$	$\leq -0.4$	$\leq -1.5$	HD 32257, NGC5315
WO4	$60 \pm 30$	O VI $\lambda 3818$ /O V $\lambda 5590$ $\log W_\lambda$ -0.3 to +0.25	O VI $\lambda 3818$ /C IV $\lambda 5808$ $\log W_\lambda$ -1.5 to -1	O VII $\lambda 5670$ /O V $\lambda 5590$ $\log W_\lambda$ $\ll 0.0$	MS4, NGC1501
WO3	$90 \pm 30$	+0.25 to +0.6	-1 to +0.2	$\ll 0.0$	Sand 2, NGC7026
WO2	$160 \pm 20$	+0.6 to +1.1	$\geq +0.2$	$\leq 0.0$	Sand 4
WO1	$40 \pm 10$	$\geq 1.1$	$\geq +0.2$	$\geq 0.0$	NGC 6905

Figura 2.12: Critério quantitativo de classificação de Crowther et al. (1998).

casos foi necessário uma convolução de duas ou três gaussianas para o ajuste ou o cálculo da área abaixo de todo o perfil. Uma medida para o C III  $\lambda 5696$  é mostrada na fig. 2.13. Para o C IV  $\lambda 5808$  foi possível separar a presença do C III  $\lambda 5826$  utilizando três gaussianas (veja a fig. 2.14). O programa utilizado foi o *IRAF*. Os resultados são :

$$\begin{cases} W_{\lambda}(\text{C II } \lambda 4267) & = 20, \\ W_{\lambda}(\text{C III } \lambda 5696) & = 140, \\ W_{\lambda}(\text{C IV } \lambda 5808) & = 50, \\ FWHM(\text{C III } \lambda 5696) & = 16. \end{cases}$$

Calculando os logarítmos, temos :

$$\begin{cases} \text{Log } W_{\lambda}(\text{C IV } \lambda 5808)/W_{\lambda}(\text{C III } \lambda 5696) & = -0.45, \\ \text{Log } W_{\lambda}(\text{C IV } \lambda 5808)/W_{\lambda}(\text{C II } \lambda 4267) & = +0.40. \end{cases}$$

Conferindo a fig. 2.12, vê-se que a única classificação possível para esta estrela é [WC9]. Os resultados para os outros objetos de nossa amostra estão na tabela 2.2. Para estimar o erro, várias medidas foram feitas para cada linha. Por não possuímos uma cobertura espectral suficiente para incluir a linha O VI  $\lambda 3818$ , apresentamos alternativamente a linha O VI  $\lambda 5290$ , que pode dar uma idéia da temperatura ao compararmos diferentes objetos. Estrelas que merecem uma maior atenção são discutidas abaixo.

### **M 2-43 :**

Embora tenhamos escolhido a classe [WC8] para este objeto, encontramos algumas dificuldades com o uso do esquema de classificação. Utilizando o critério principal C IV/C III, tanto o tipo [WC8] como o [WC7] são possíveis. Utilizando o critério secundário para as estrelas [WCL] (C IV/C II), a classe [WC8] é favorecida. Apesar disso, a largura a meia altura (FWHM) do C III é  $\sim 19\text{\AA}$ , ou seja, fora do intervalo requerido por Crowther et al. que é de  $(40 \pm 10)\text{\AA}$ . Para testarmos o segundo critério da classe [WC7], devemos ter O III-V  $\lambda 5590$ . Como pode ser visto na fig. 2.11, tal transição está bem fraca. Uma estimativa grosseira nos dá  $\sim 6\text{\AA}$  (a linha é fraca, porém larga) para a largura equivalente. Isto nos fornece aproximadamente 0.80 para o logarítmo do C III/O III-V. Este valor junto com a FWHM requerida do C IV, permite também considerar a classe [WC7] para este objeto. Devido a incerteza considerável na medição do O III-V  $\lambda 5590$ , resolvemos optar pela classe

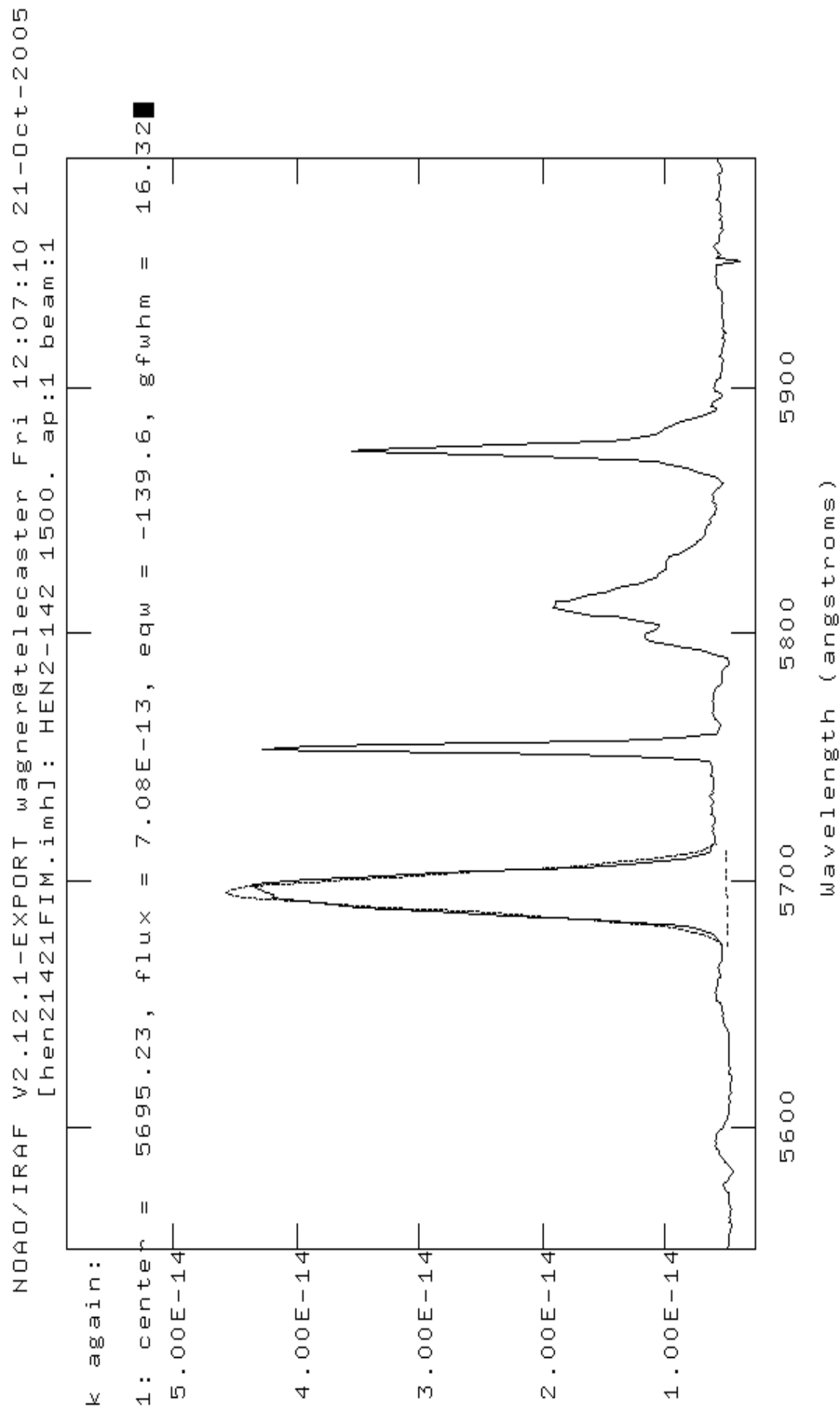


Figura 2.13: Ajuste gaussiano da linha C III  $\lambda$ 5696.

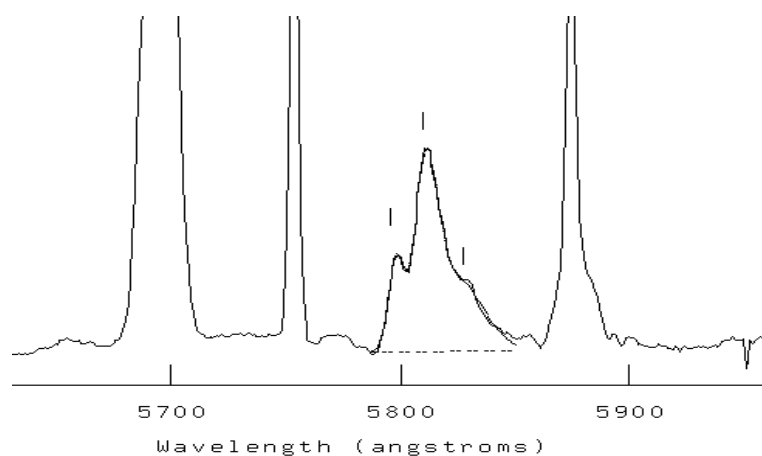


Figura 2.14: Decomposição em três gaussianas para ajuste das linhas marcadas : C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$  e C III  $\lambda 5826$ .

Tabela 2.2: Larguras a meia altura (FWHM) e larguras equivalentes ( $W_\lambda$ ) (em  $\text{\AA}$ ). As linhas são : C II  $\lambda 4267$ , C III  $\lambda 5696$ , C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$ , O III-V  $\lambda 5592$  e O VI  $\lambda 5290$ . Um asterístico significa que se a linha existe, está muito fraca.

Estrela	C III FWHM	C IV FWHM	C II $W_\lambda$	C III $W_\lambda$	C IV $W_\lambda$	O III-V $W_\lambda$	O VI $W_\lambda$
Hen 2-113	$5.0 \pm 0.1$	-	$10 \pm 1$	$11 \pm 1$	$2.0 \pm 0.5$	*	-
Hen 3-1333	$6.5 \pm 0.2$	-	$28 \pm 2$	$19 \pm 2$	$2.0 \pm 0.5$	$0.7 \pm 0.2$	-
BD+303639	$13.0 \pm 0.1$	-	$17 \pm 1$	$180 \pm 10$	$40 \pm 4$	$4.4 \pm 0.9$	-
M 2-43	$19 \pm 2$	-	$5 \pm 2$	$40 \pm 3$	$50 \pm 10$	*	-
K 2-16	$4.6 \pm 0.1$	-	$4.2 \pm 0.5$	$3.5 \pm 0.5$	absorção	absorção	-
Hen 2-142	$16.0 \pm 0.5$	-	$20 \pm 5$	$135 \pm 10$	$50 \pm 5$	$3.6 \pm 1.5$	-
Swst 1	$7.1 \pm 0.1$	-	$1.7 \pm 0.2$	$33 \pm 2$	$6.5 \pm 1.0$	$0.4 \pm 0.1$	-
NGC 5315	-	$47 \pm 1$	-	-	$550 \pm 50$	$35 \pm 3$	$10 \pm 4$
He 2-429	-	$37 \pm 1$	-	-	$460 \pm 30$	$28 \pm 3$	*
Hb4	-	$33 \pm 2$	-	*	$44 \pm 4$	$10 \pm 2$	$5 \pm 2$

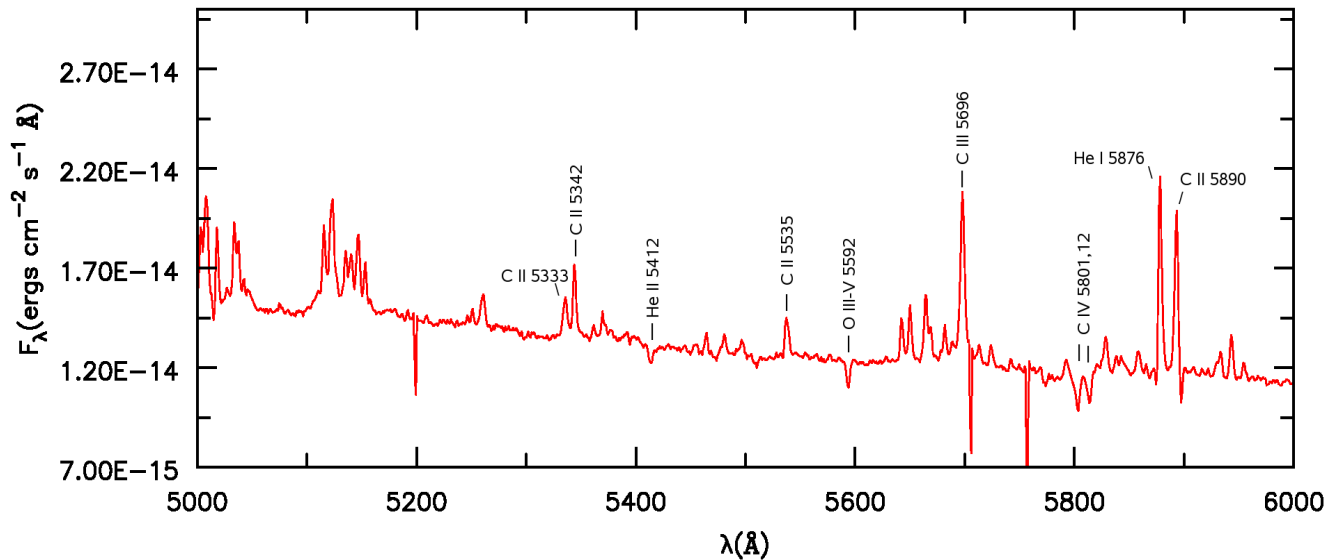


Figura 2.15: Espectro da estrela K 2-16.

[WC8]. Todavia, um espectro obtido com um tempo maior de exposição e maior sinal-ruído pode levar a M 2-43 a uma nova classificação.

### K 2-16 :

Esta estrela é peculiar em nossa amostra. As linhas do He II  $\lambda 5412$ , C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$  e O III-V  $\lambda 5593$  estão em absorção, o que a princípio não é esperado de uma estrela do tipo [WR] (veja fig. 2.15). Isto sugere que estamos vendo a fotosfera e que portanto, a atmosfera estendida desta estrela é ópticamente fina. A presença de várias linhas do C II, e de C III  $\lambda 5696$  e  $\lambda 5826$ , indica uma classe parecida com a das estrelas Hen 3-1333 e Hen 2-142, ou seja, [WC10]. De fato, seus espectros apresentam algumas semelhanças, como pode ser visto nas figs. 2.15 e 2.11. No entanto, as linhas nas estrelas Hen 3-1333 e Hen 2-142 são mais intensas. Um tipo mais apropriado seria [WC11], que é de fato o sugerido no trabalho de Crowther et al., embora não seja possível usar seus critérios devido a linha C IV 5808 estar em absorção.

**SwSt 1 :**

Não é possível estabelecer com certeza uma classe para este objeto. Analisando a tabela 2.3 e a fig. 2.12, verificamos que o logaritmo da razão C IV/C III se encontra exatamente na divisa das classes [WC9] e [WC10]. Através do critério secundário (C IV/C II) poderíamos assegurar o tipo [WC9]. No entanto, a largura a meia altura (FWHM) do C III para esta classe deve ser  $(30 \pm 15)\text{Å}$ , enquanto o valor encontrado é  $\sim 7\text{Å}$ , mais próximo do limite superior para uma [WC10]. Desta maneira, pensamos que uma classificação [WC9-10] seria mais apropriada.

**Hb 4, Hen 2-429 e NGC 5315 :**

Conforme pode ser visto na tabela 2.2, o C III  $\lambda 5696$  se encontra muito fraco ou ausente para estes objetos, o que exclui as classes [WC5-7]. A classe [WC4] é possível, pelo menos para a NGC 5315, uma vez que os critérios principais fornecem apenas limites inferiores e superiores e a FWHM do C IV  $\lambda 5808$  medida ( $\sim 47\text{Å}$ ) é bem próxima do limite inferior requerido ( $50\text{Å}$ ). Infelizmente, devido a nossa cobertura espectral, não temos acesso a linha O VI  $\lambda 3818$ , impossibilitando checar a classe [WO4]. O que podemos concluir portanto, é que a NGC 5315 é uma [WC4] ou uma [WO4]<sup>9</sup>. Com relação a Hb 4 e a Hen 2-429, a classificação como [WO4] é provável, uma vez que apresentam o O VI  $\lambda 5290$  fraco (e então provavelmente O VI  $\lambda 3818$ ) e possuem a FWHM do C IV dentro dos valores exigidos para esta classe.

Na tabela 2.3 apresentamos os logaritmos e as classificações deduzidas a partir da fig. 2.12 com o uso da tabela 2.2. Resultados duvidosos são mostrados com pontos de interrogação. Este trabalho, apesar de simples, foi importante para poder testar diretamente o sistema de Crowther et al. em uma amostra homogênea de dados, ainda que alguns de seus objetos sejam os mesmos do que os nossos. Verificamos que apesar de quantitativo, na prática ele nem sempre pode fornecer uma classificação clara para certos objetos. Este trabalho nos permitiu também conhecer melhor as diferentes características espectrais de cada classe, o que acaba por dar pistas da situação física encontrada na atmosfera, sendo portanto bastante

---

<sup>9</sup>veremos no capítulo 6 que a classe [WC4] é a mais provável.

Estrela	C IV/C III	C IV/C II	Classificação anterior*	Classificação encontrada
	Log $W_\lambda$	Log $W_\lambda$		
Hen 2-113	-0.74	-0.70	[WC11]	[WC10]
Hen 3-1333	-0.98	-1.15	[WC11]	[WC10]
BD+303639	-0.65	+0.37	[WC9]	[WC9]
M 2-43	+0.10	+1.0	[WC8]	[WC8]
K 2-16	...	...	[WC11]	[WC11]?
Hen 2-142	-0.43	+0.40	[WC9]	[WC9]
Swst 1	-0.70	+0.58	[WELS]	[WC9-10]
NGC 5315	...	...	[WC4]	[WC4]?, [WO4]?
He 2-429	...	...	[WC4-5]	[WO4]?
Hb4	...	...	[WC3-4]	[WO4]?

Tabela 2.3: Logarítmos das larguras equivalentes e classificações encontradas para as estrelas [WR]. \* Baseada no sistema qualitativo usado em Tylenda et al. (1993)

útil para análises mais quantitativas a serem apresentadas adiante.

### 2.3.3 Análise das estrelas [WELS]

As observações das estrelas [WELS] se encontram na tabela 2.4. Ao todo, nossa amostra possui 14 objetos candidatos a esta classe. Conforme Tylenda et al. (1993) descrevem, uma [WELS] possui C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$ , C III  $\lambda 5696$  fraco ou inexistente e um conjunto de linhas em  $\lambda 4650$ , que são identificadas como sendo N III  $\lambda 4634, 41$ , C III  $\lambda 4650$  e C IV  $\lambda 4658$ . Algumas absorções como por exemplo He II  $\lambda 4541$ , He II  $\lambda 5412$  e O III-V  $\lambda 5590$  também podem ser vistas.

Se tentarmos classificar uma estrela desse tipo como uma [WC] poderíamos pensar no tipo [WCE], uma vez que o C III  $\lambda 5696$  está fraco ou ausente e temos C IV  $\lambda 5801, 12$ . No entanto, uma [WCE] apresenta esta linha do C IV mais intensa em  $\sim 1-2$  ordens de magnitude. Pensando de outra forma, por essa mesma linha ser fraca, o tipo [WCL] poderia ser concluído. Acontece que o C III  $\lambda 5696$  nas estrelas [WCL] apresenta os maiores valores com relação a todas as ECNP deficientes em H. Desta maneira, estrelas [WELS] são consideradas uma

Tabela 2.4: Observações das estrelas [WELS]

Estrela	Denominação PNG	Data	Tempo de exposição (min.)
CN 2-1	356.2-04.4	Junho de 2000	30
H 1-41	356.7-04.8	Agosto de 2000	25
Hen 2-12	253.9+05.7	Março de 2000	30
Hen 2-86	300.7-02.0	Junho de 2000	45
Hen 2-108	316.1+08.4	Março de 2000	30
Hen 2-400	007.0-06.8	Agosto de 2000	25
IC 4997	058.3-10.9	Agosto de 2000	3
M 1-73	051.9-03.8	Outubro de 2000	30
M 2-31	006.0-03.6	Junho de 2000	25
Na 2	025.9-10.9	Agosto de 2000	25
NGC 5873	331.3+16.8	Março de 2000	20
NGC 6629	009.4-05.0	Junho de 2000	15
NGC 6818	025.8-17.9	Outubro de 2000	4
NGC 6891	054.1-12.1	Outubro de 2000	2

classe a parte.

Nas figs. 2.16 e 2.17 podemos ver dois intervalos espectrais importantes. Qualitativamente, podemos distinguir as [WELS] de nossa amostra em dois tipos diferentes : as que apresentam emissões simultâneas do C IV em  $\lambda 4658$  e  $\lambda 5801, 12$  (fig. 2.16) e as que apresentam essas linhas fracas ou ausentes (fig. 2.17). Por ser uma classe pouco estudada, este tipo de distinção nunca foi feito anteriormente, e pode vir a ser útil em um contexto evolutivo. No caso da Hen 2-108, o C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$  parece estar em P-Cygni e a medida da componente em emissão é bastante incerta e fraca.

Com o intuito de comparar as estrelas [WELS] com as estrelas [WR] analisadas na seção anterior, procuramos pelas seguintes transições : C II  $\lambda 4267$ , C II  $\lambda 5663$ , C II  $\lambda 5892$ , C III  $\lambda 4650$ , C III  $\lambda 5696$ , C IV  $\lambda 4658$ , C IV-He II  $\lambda 4686$ , C IV  $\lambda \lambda 5801, 5812$ , C IV-O V



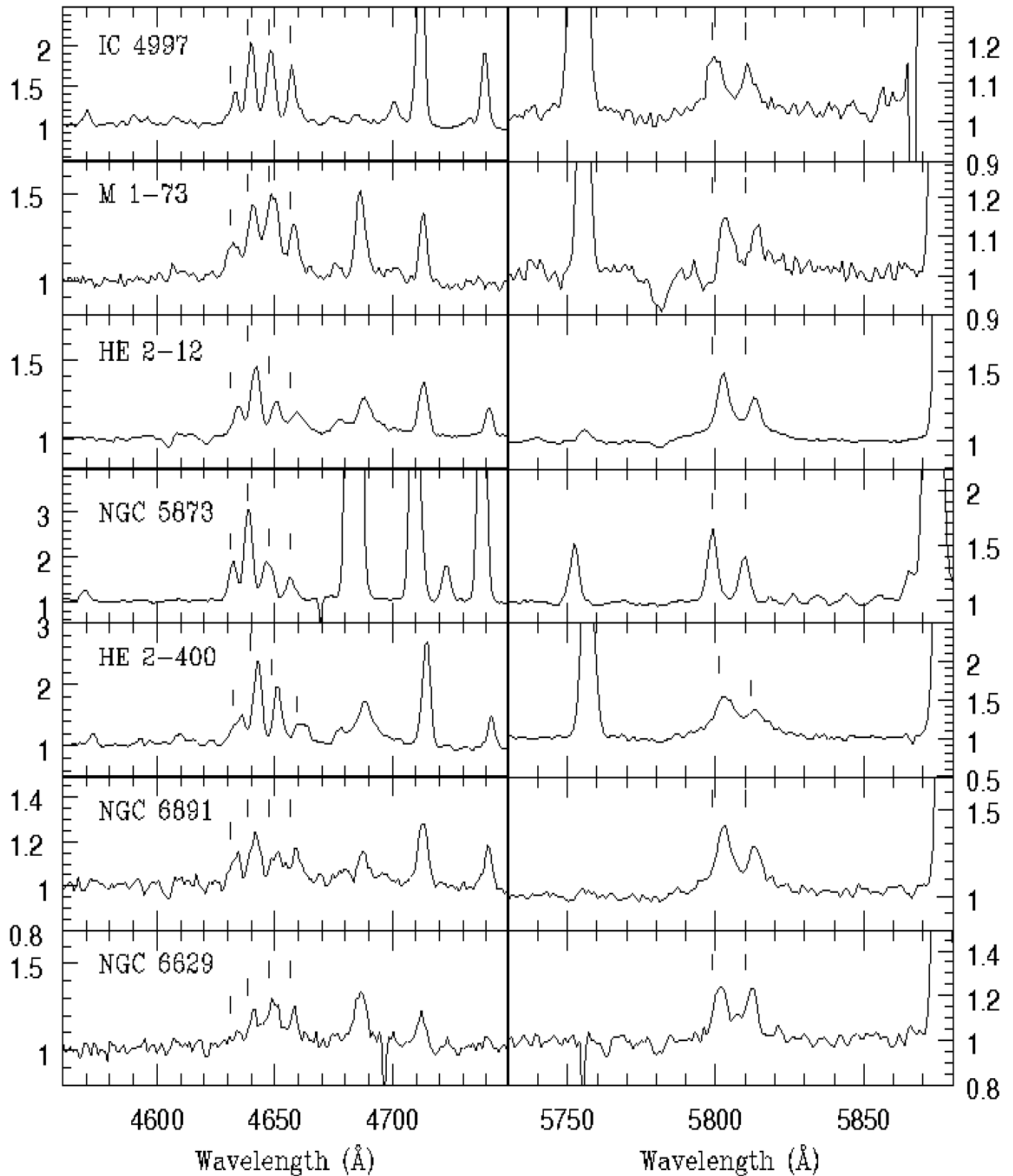


Figura 2.16: Figura extraída de Marcolino & Araújo (2003). Espectro das [WELS] de nossa amostra que apresentam emissões do C IV em  $\lambda$ 4658 e C IV  $\lambda$ 5801,12. As linhas marcadas na região  $\lambda$ 4650 indicam o N III  $\lambda$ 4634, N III  $\lambda$ 4641, C III  $\lambda$ 4650 e C IV  $\lambda$ 4658. Em  $\lambda$ 5800 as linhas são : C IV  $\lambda$ 5801,12. O espectro está normalizado pelo contínuo.

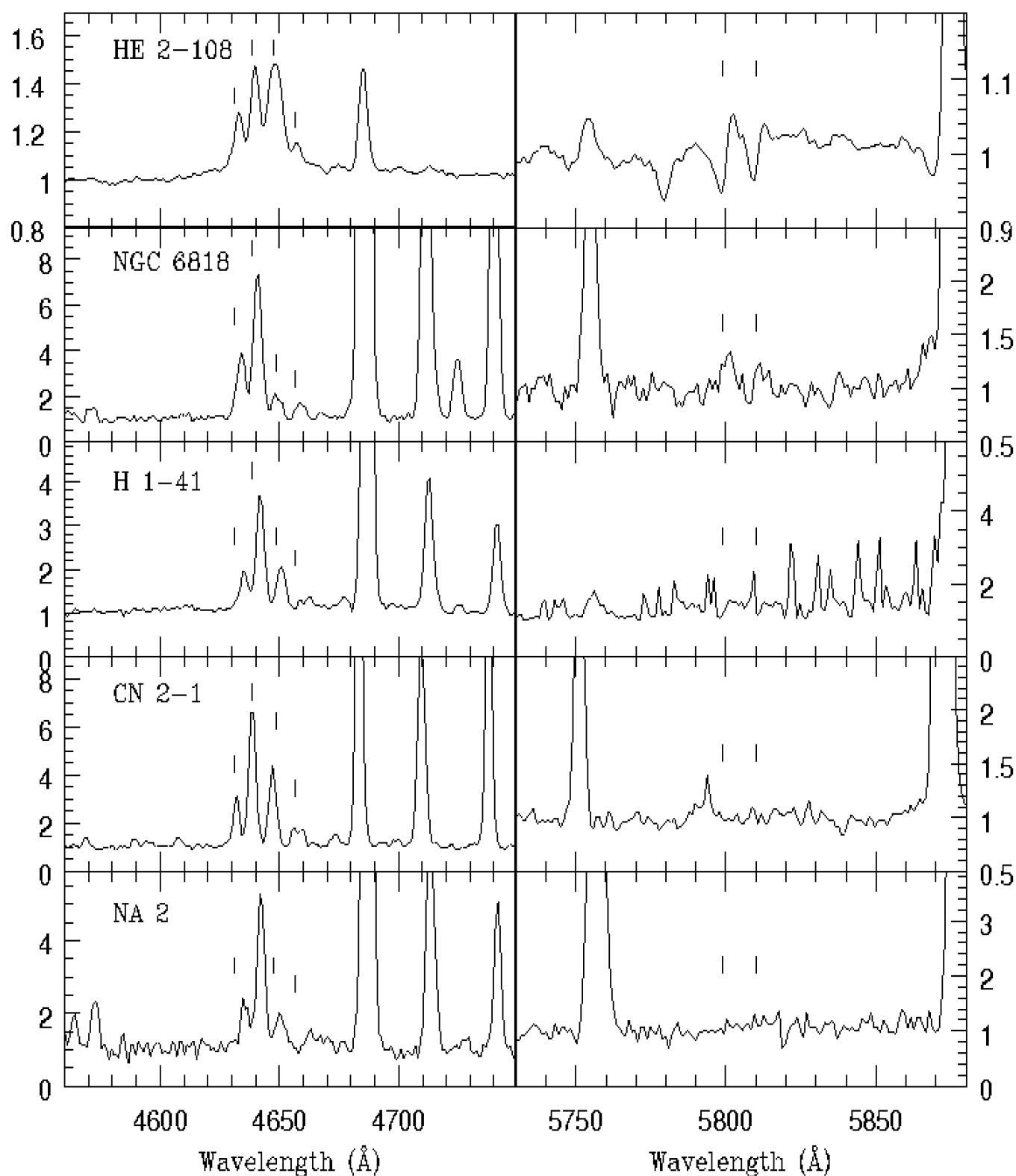


Figura 2.17: Figura extraída de Marcolino & Araújo (2003). Espectro das [WELS] de nossa amostra com C IV em  $\lambda 4658$  e C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$  fracos ou ausentes. As linhas marcadas na região  $\lambda 4650$  indicam o N III  $\lambda 4634$ , N III  $\lambda 4641$ , C III  $\lambda 4650$  e C IV  $\lambda 4658$ . Em  $\lambda 5800$  as linhas são : C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$ . O espectro está normalizado pelo contínuo.

$\lambda 5470$ , O III-O V  $\lambda 5592$ , O VI  $\lambda 5290-92$  e O VII  $\lambda 5670$ . As larguras equivalentes medidas se encontram na tabela 2.5. Todas as estrelas apresentam a linha C II  $\lambda 4267$ . No entanto, concluímos que ela tem origem nebular pois o C III  $\lambda 5696$  é muito fraco ou inexistente e o C IV está presente na maioria dos casos (veja a linha C IV  $\lambda 4658$ ). A linha O III-V  $\lambda 5592$  está presente em apenas dois objetos de nossa amostra (Hen 2-12 e NGC 6818). O mesmo acontece com o C III  $\lambda 5696$ , encontrado somente nas estrelas Hen 2-108 e M 1-73. A linha C IV-He II  $\lambda 4686$  apresenta larguras equivalentes de  $\sim 1\text{\AA}$  até  $\sim 500\text{\AA}$ . Decidimos não usá-la em qualquer comparação por alguns casos sofrerem provavelmente uma contaminação nebular. Não encontramos emissões das linhas C II  $\lambda 5663$ , C II  $\lambda 5892$ , C IV-O V  $\lambda 5470$ , O VI  $\lambda 5290-92$  e O VII  $\lambda 5670$ , como era esperado.

Dois objetos de nossa amostra são bastante diferentes dos demais. As medidas das larguras equivalentes do C IV  $\lambda 4658$  e C IV  $\lambda 5801, 12$  para as estrelas M 2-31 e Hen 2-86 apresentam valores bem superiores aos outros objetos (veja a tabela). O fato adicional de não apresentarem C III  $\lambda 5696$  nos leva a concluir que são estrelas [WC4] ou [WO], já que nos tipos [WC5-7] esta linha está presente. Devemos observar o O VI  $\lambda 3818$  para termos uma maior precisão. Na fig. 2.18 mostramos a região  $5200 - 6000\text{\AA}$  para essas duas estrelas e a Hen 2-429, que é uma [WR]. Seus espectros são de fato semelhantes entre si e diferentes das [WELS] mostradas nas figs. 2.16 e 2.17. Nossa conclusão contradiz suas classificações como sendo [WELS] proposta por Parthasarathy et al. (1998).

### Comparação entre as classes [WR] e [WELS]

Uma vez obtidas as larguras equivalentes de diversas transições importantes na classificação das estrelas centrais deficientes em H de nossa amostra, é interessante fazer um comparação entre as classes [WCL], [WR] do tipo inicial e [WELS]. Devido ao fato de somente algumas linhas serem comuns em seus espectros, optamos por comparar somente as larguras equivalentes do C III  $\lambda 5696$ , C IV  $\lambda 5801, 12$  e C IV  $\lambda 4658$ . O resultado pode ser visto na fig. 2.19. As estrelas Hen 2-86 e M 2-31 estão incluídas como [WCE]<sup>10</sup>. Podemos concluir a partir da fig. 2.19 que as estrelas [WCE] apresentam a maior temperatura entre as classes. A linha C III  $\lambda 5696$  se encontra ou ausente ou muito fraca e o C IV  $\lambda 5805$  é geralmente mais intenso do que nos outros tipos. A linha C IV  $\lambda 4658$  segue a mesma tendência, mas

<sup>10</sup>nesta seção a referência a classe [WCE] diz respeito também as estrelas [WO].

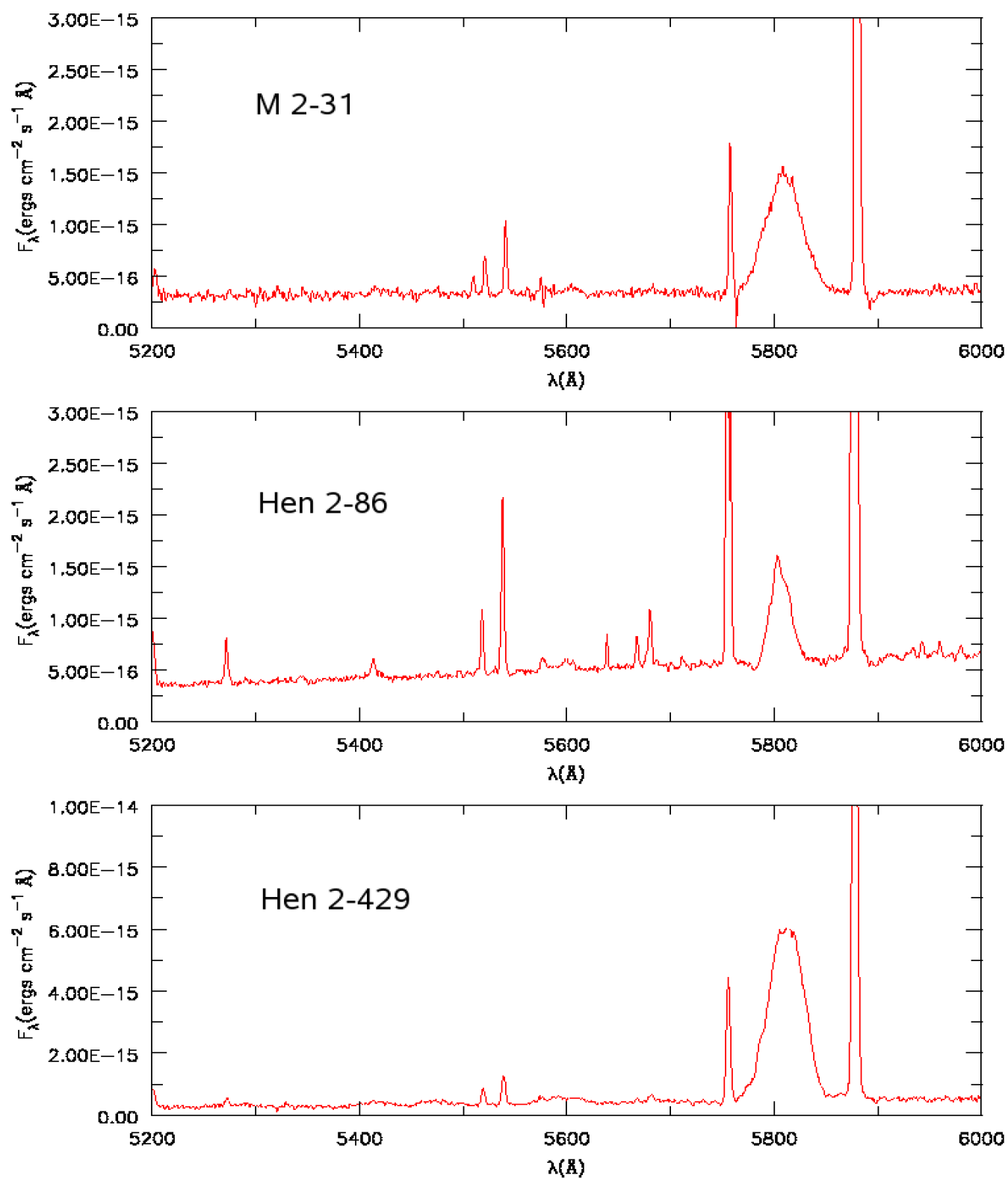


Figura 2.18: Semelhança espectral das estrelas M 2-31 e Hen 2-86 com a estrela [WR] Hen 2-429, mostrando que elas não pertencem a classe [WELS].

devemos salientar que é bastante difícil medi-la porque frequentemente, no caso das [WCE], se encontra superposta a outras transições. Lembramos que a classe [WCE] também é a única que apresenta O VI  $\lambda 5290$ .

Com relação as [WELS], podemos dizer que sua definição espectroscópica conforme dada por Tylanda et al. (1993) permanece válida, já que observamos o C IV geralmente mais fraco que as outras classes (exceto para algumas [WCL]) e o C III  $\lambda 5696$  se encontra fraco ou ausente, enquanto que as [WCL] apresentam os maiores valores encontrados para a sua largura equivalente.

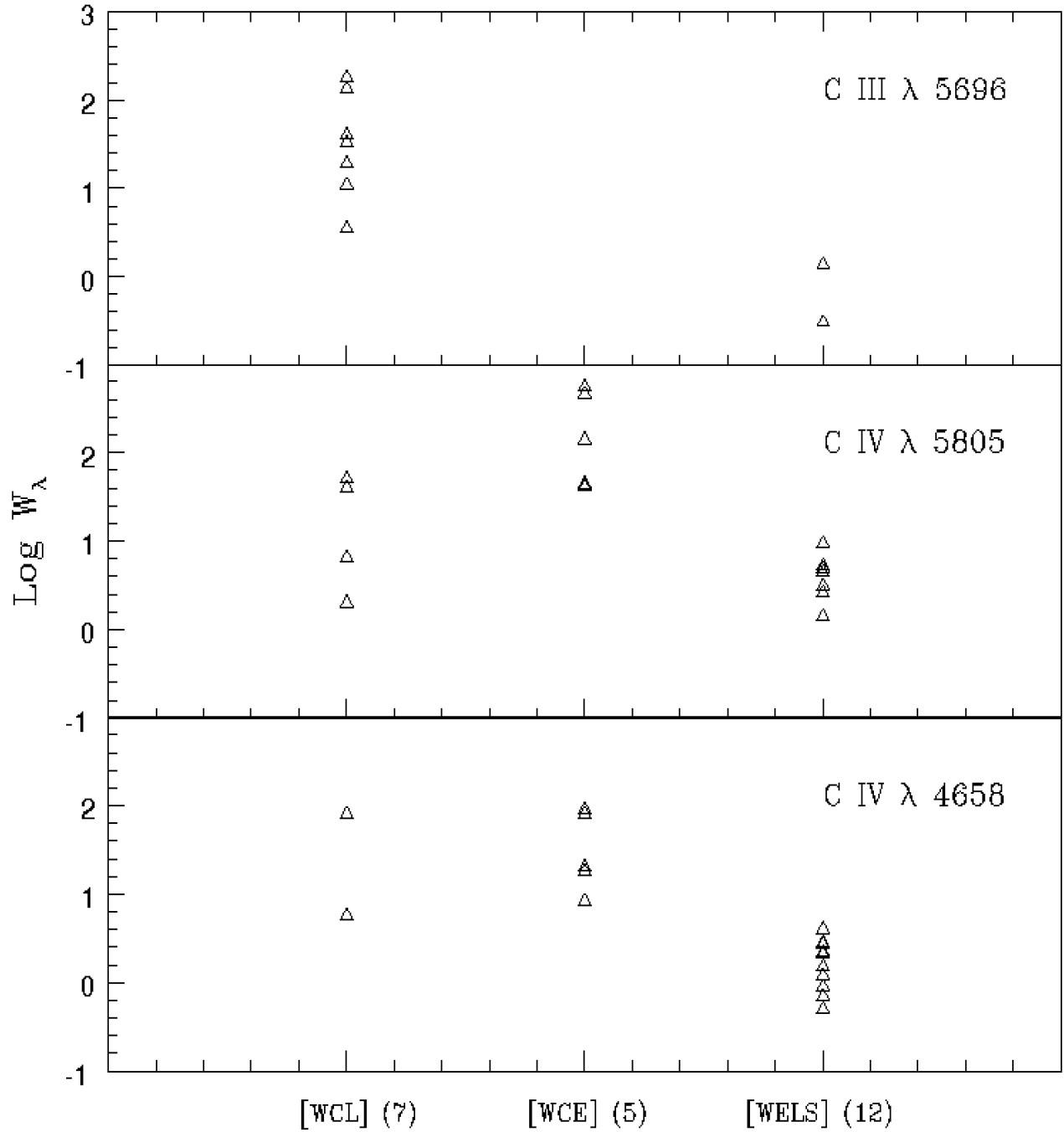


Figura 2.19: Comparação das larguras equivalentes das três classes presentes em nossa amostra : [WCL], [WCE] e [WELS]. Os números entre parênteses indicam a quantidade de objetos considerada em cada classe. A linha C IV  $\lambda$ 5805 é a soma das linhas C IV  $\lambda$ 5801, 12.

Tabela 2.5: Larguras equivalentes das linhas das [WELS].

Star	C II $\lambda 4267$	C III $\lambda 4650$	C III $\lambda 5696$	C IV $\lambda 4658$	C IV-He II $\lambda 4686$	C IV $\lambda 5801$	C IV $\lambda 5812$	C IV $\lambda 5805$
CN 2-1	$4.9 \pm 0.6$	$11 \pm 2$	...	$2.1 \pm 0.1$	$61 \pm 4$	...	...	...
H 1-41	$1.1 \pm 0.1$	$4.1 \pm 0.1$	...	...	$120 \pm 10$	...	...	...
HEN 2-12	$0.40 \pm 0.02$	$1.1 \pm 0.1$	...	$1.2 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1$	$3.0 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.1$	$5.2 \pm 0.2$
HEN 2-86	$6 \pm 2$	$7.5 \pm 0.6$	...	$8.3 \pm 0.8$	$20 \pm 2$	“Blend”	“Blend”	$41 \pm 2$
HEN 2-108	...	$3.6 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.1$	P-Cygni	P-Cygni	...
HEN 2-400	$2.3 \pm 0.3$	$3.8 \pm 0.2$	...	$2.8 \pm 0.4$	$7.3 \pm 0.8$	$5.4 \pm 0.3$	$4.0 \pm 0.7$	$9.4 \pm 0.8$
IC 4997	...	$4.2 \pm 0.3$	...	$2.7 \pm 0.3$	$0.6 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.3$	$2.6 \pm 0.4$
M 1-73	$0.8 \pm 0.1$	$3.3 \pm 0.1$	$0.3 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1$	$2.7 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.2$
M 2-31	$6 \pm 2$	$8 \pm 1$	...	$18 \pm 3$	$13 \pm 3$	“Blend”	“Blend”	$140 \pm 11$
NA 2	$5 \pm 1$	$5 \pm 1$	...	...	$232 \pm 61$	...	...	...
NGC 5873	$1.6 \pm 0.1$	$5.0 \pm 0.3$	...	$2.2 \pm 0.2$	$376 \pm 18$	$2.7 \pm 0.2$	$1.7 \pm 0.1$	$4.4 \pm 0.2$
NGC 6629	...	$1.8 \pm 0.1$	...	$0.7 \pm 0.1$	$1.6 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$	$3.1 \pm 0.2$
NGC 6818	$2.8 \pm 0.5$	$4.8 \pm 0.7$	...	$4.0 \pm 0.6$	$548 \pm 27$	...	...	...
NGC 6891	$0.5 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.1$	...	$0.9 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.1$	$2.9 \pm 0.3$	$2.0 \pm 0.2$	$4.9 \pm 0.4$

Todas unidades estão em angstroms. A linha C IV  $\lambda 5805$  é soma de C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$ .

### 2.3.4 Conclusões

Analizamos uma amostra de 7 estrelas [WCL], 3 estrelas [WR] do tipo inicial e 14 candidatas a classe [WELS]. Através do estudo de suas principais características espectrais e da obtenção de larguras equivalentes de diversas transições, fomos capazes de classificar as estrelas [WR] utilizando os critérios quantitativos de Crowther et al. (1998). Estudamos pela primeira vez em mais detalhes o espectro das estrelas [WELS]. Conseguimos dividí-las em dois grupos principais segundo as linhas do C IV, o que pode vir a ser útil de um ponto de vista evolutivo. Duas estrelas consideradas desta classe por Parthasarathy et al. (1998) foram identificadas na verdade como sendo estrelas [WR] do tipo inicial. Utilizando as larguras equivalentes do C III  $\lambda 5696$ , C IV  $\lambda 4658$  e C IV  $\lambda 5805$ , fizemos uma comparação simples entre as [WR] e [WELS]. O que podemos concluir se analisarmos o eixo horizontal da fig. 2.19 como sendo o tempo, é que os resultados encontrados estão coerentes com o cenário evolutivo, com a temperatura aumentando da classe [WCL]  $\rightarrow$  [WR] do tipo inicial e talvez decrescendo ao chegar na fase das [WELS]. Ou seja, o C III  $\lambda 5696$  decresce e aumenta e o C IV aumenta e decresce a medida que vamos de [WCL]  $\rightarrow$  [WELS]. Dado o aspecto qualitativo deste nosso trabalho, isto é o máximo que podemos dizer em termos evolutivos.

Apesar desse estudo permitir compreender as diferenças espectrais básicas entre as classes [WCL], [WCE], [WO] e [WELS], fica claro que não é possível atacar algumas das questões mais importantes na literatura. A identificação e medição de algumas linhas espectrais pode dizer quais elementos estão presentes e o estado de ionização de uma atmosfera com relação a outra, mas não pode determinar diretamente a temperatura, a abundância química e outros parâmetros físicos que, se obtidos, podem fornecer respostas diretas que influenciam a sequência evolutiva encontrada na literatura.

Uma maneira bastante eficiente de se obter os parâmetros físicos e as abundâncias químicas das estrelas é através de modelos para as suas atmosferas. Tal tarefa é bastante complicada porque para tanto, devemos descrever como a radiação interage com a matéria, que por sua vez, é composta por diversos elementos químicos ionizados e/ou neutros, elétrons livres e às vezes moléculas. Desta forma, entram em questão vários processos físicos como : fotoionização, recombinação simples, recombinação dieletrônica, colisões, trocas de carga , além de diversos outros processos conhecidos da física atômica e molecular. Apesar de tudo, atmosferas parecidas com a do Sol são relativamente bem compreendidas através de



modelos estáticos (atmosfera em equilíbrio hidrostático), utilizando-se uma geometria plano-paralela e equilíbrio termodinâmico local (ETL)<sup>11</sup>. Para objetos mais quentes, como estrelas O e B na sequência principal, utiliza-se ainda o caso estático, a geometria plano-paralela (ou esférica, dependendo do objeto), mas a hipótese de ETL se torna inválida. O estado do gás deve ser necessariamente determinado a partir das equações de equilíbrio estatístico (caso não-ETL), complicando o problema. No caso das estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em H encontramos uma dificuldade ainda maior. A maioria de suas atmosferas (principalmente as [WR]) são quentes e se encontram em expansão ! Tais cenários necessitam portanto de modelos em geometria esférica, que levem em conta a situação não-ETL e que tratem campos de velocidades (caso não estático). Modelos deste tipo serão utilizados na segunda parte do nosso trabalho. Por estas razões, apresentaremos no capítulo que se segue as bases teóricas do transporte radiativo em atmosferas em expansão. Depois, descreveremos o código utilizado nesta tese e apresentaremos nossos resultados e suas consequências.

---

<sup>11</sup>De fato, atualmente o espectro solar é reproduzido teóricamente com grande precisão (Kurucz 1991).



## Capítulo 3

# Transporte Radiativo em Atmosferas em Expansão

‘‘If you want to kiss the sky better learn how to kneel...’’  
Mysterious Ways.

A situação física encontrada em estrelas centrais de nebulosas planetárias é bastante complexa. Com temperaturas efetivas desde  $\sim 20000K$  até  $\sim 200000K$ <sup>1</sup>, elas apresentam um campo de radiação intenso onde a maior parte do fluxo é emitida na parte ultravioleta do espectro. Por esta razão, o estado do gás é determinado principalmente por processos radiativos (como por exemplo, transições ligado-ligado e ligado-livre) ao invés de colisionais, o que implica que uma descrição baseada na hipótese de equilíbrio termodinâmico local (ETL) não é adequada, devendo-se usar portanto as *equações de equilíbrio estatístico*. Além disso, como pode ser verificado através de perfis P-Cygnis nos espectros observados, esses objetos apresentam suas camadas mais externas em expansão (devido à pressão de radiação), perdendo massa para o meio interestelar. É neste *vento radiativo* que a maior parte dos fótons observados se forma.

Para se ter uma descrição teórica rigorosa visando comparar os resultados diretamente com as observações, devemos resolver simultaneamente :

---

<sup>1</sup>Lembramos, para efeito de comparação, que o nosso Sol tem uma temperatura de apenas  $\sim 5800K$ .

- a equação de transporte radiativo;
- as equações de equilíbrio estatístico;
- as equações da hidrodinâmica.

A primeira nos descreve a variação do campo de radiação ao interagir com o gás. As equações de equilíbrio estatístico determinam o estado do gás, isto é, as populações dos níveis de energia ligados e livres dos átomos e íons que o constituem. As equações da hidrodinâmica nos dão a resposta desse gás à pressão da radiação (e às outras forças presentes). Elas têm que ser resolvidas simultaneamente porque o estado do gás e sua dinâmica dependem do campo de radiação e vice-versa. Dito de um ponto de vista matemático, na equação de transporte aparecem termos envolvendo o campo de velocidades do gás e as populações dos níveis e nas equações de equilíbrio estatístico aparecem termos radiativos. O mesmo acontece com as equações da hidrodinâmica. Vale ressaltar que geralmente assume-se que a atmosfera está em equilíbrio radiativo, o que significa dizer que não há fontes nem sorvedouros de energia ao longo da mesma e que os fótons são responsáveis por todo o transporte de energia.

Dada a complexidade envolvida, soluções analíticas são literalmente impossíveis e o custo computacional é muito alto. Por exemplo, Gräfener & Hamann (2005) mostram que para resolver o problema de maneira consistente, um modelo leva aproximadamente um mês para ser concluído em um computador pessoal típico. Isto torna a análise de um simples objeto proibitiva.

Uma maneira de simplificar a situação é desacoplando a parte hidrodinâmica do problema. Para tanto, geralmente usa-se, considerando simetria esférica, uma lei  $\beta$  de velocidades para o fluido do tipo  $v(r) = v_\infty(1 - R_*/r)^\beta$ , onde  $v_\infty$  é a velocidade terminal,  $R_*$  o raio da estrela e  $\beta$  é um parâmetro livre. Tal lei é derivada de algumas soluções hidrodinâmicas, até mesmo analíticas (Lamers & Cassinelli 1999), desconsiderando o acoplamento com o transporte radiativo. Ela tem sido usada com sucesso em diferentes tipos de objetos que possuem um vento estelar mantido por pressão de radiação (estrelas Wolf-Rayets, OB, etc.), salvo pequenas modificações (Hillier & Miller 1999). O código usado na presente tese faz uso de uma lei similar e será explicado posteriormente. No caso de supernovas o desacoplamento também é possível, visto que após a explosão o gás segue em boa aproximação a lei de

Hubble, onde  $v(r) \propto r$ . Com a dinâmica especificada, resta resolver o transporte radiativo juntamente com as equações de equilíbrio estatístico.

É importante ressaltar que atualmente ainda é muito difícil um estudo fora da simetria esférica. Uma razão observacional é que não temos dados suficientes para determinarmos a forma do envoltório em expansão para a maioria das estrelas, o que implica em uma descrição com mais parâmetros livres ao problema, como por exemplo, na lei de velocidades. Além disso, encontramos um problema técnico onde o custo computacional que já é bastante alto, aumenta consideravelmente porque saímos do caso unidimensional. Apesar dessas dificuldades, alguns trabalhos têm sido feitos nessa direção (Busche & Hillier 2005; Zsargo et al. 2005) visando outras simetrias bem determinadas, como no caso da presença de discos. Iremos considerar a simetria esférica implicitamente daqui em diante, salientando que não encontramos evidências observacionais de um desvio significativo no caso específico das ECNP deficientes em H, como por exemplo, linhas apresentando picos duplos em emissão.

Nas próximas seções discutiremos as bases teóricas da segunda parte de nosso trabalho. Primeiro, por sua importância histórica e pela capacidade de fornecer explicações simples (aproximadas) em situações mais difíceis, iremos descrever a *aproximação de Sobolev*. Depois, uma descrição mais geral é apresentada, onde a equação de transporte radiativo é escrita no referencial co-móvel com o fluido em expansão. As equações necessárias que precisamos para prosseguir serão deduzidas.

### 3.1 Aproximação de Sobolev

Sobolev (1960) simplificou enormemente o problema do transporte radiativo verificando que muitas das vezes é viável fisicamente considerar que a absorção de fótons de uma determinada frequência em uma atmosfera em expansão se dá somente em um ponto. Este fato reduz o problema ao cálculo de probabilidades de escape e penetração de fótons em um ponto arbitrário na atmosfera como veremos a seguir.

Seja um fóton de frequência  $\nu_p$ , saindo da fotosfera da estrela conforme a fig. 3.1. Considere que a expansão do envoltório se dá por uma lei de velocidades monotônica (tipo  $\beta$ , por exemplo) e que somente átomos de dois níveis com frequência de transição  $\nu_o$  estão presentes.

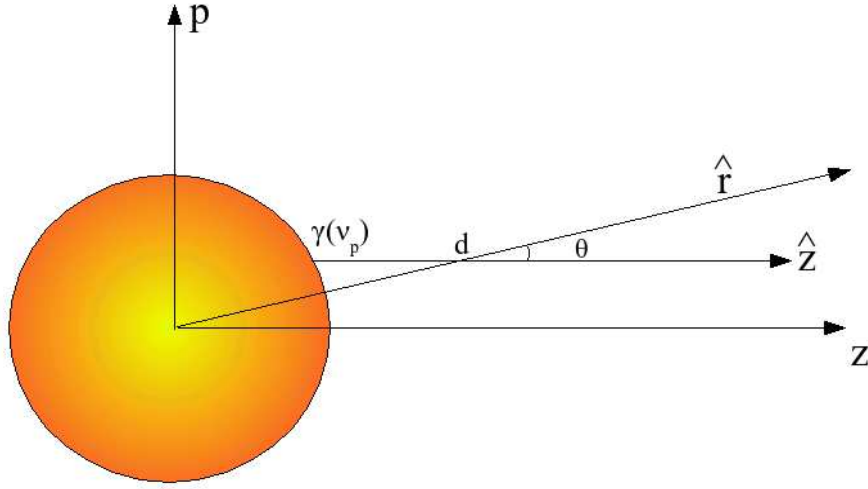


Figura 3.1: Fóton de frequência  $\nu_p$  saindo da fotosfera da estrela na direção do observador, fazendo um ângulo  $\theta$  com a direção radial no ponto indicado por  $d$ .

Este fóton será absorvido em um ponto  $d$  segundo o observador <sup>2</sup> ou não se, no referencial do fluido, ele é desviado para o vermelho pelo efeito Doppler o suficiente para apresentar  $\nu = \nu_o$ . Ou seja, se :

$$\nu_p \left( 1 - v(r) \frac{\cos\theta}{c} \right) = \nu_o,$$

sendo  $c$  a velocidade da luz. Como sabemos que a frequência de transição não é única a ser absorvida porque existe, por exemplo, a largura intrínseca da linha e movimentos térmicos, a condição para absorção deve ser escrita como :

$$\nu_o - \Delta\nu_G \leq \nu_p \left( 1 - v(r) \frac{\cos\theta}{c} \right) \leq \nu_o + \Delta\nu_G,$$

onde em  $\Delta\nu_G$  se encontram os efeitos de alargamento. A região do vento onde há a absorção é chamada *região de interação*. É interessante notar que fótons com frequência menor que  $\nu_o - \Delta\nu_G$  e maior que  $(\nu_o + \Delta\nu_G)(1 + v_\infty/c)$  nunca serão absorvidos, porque são vermelhos e azuis demais, respectivamente. Vê-se desta forma, que o campo de velocidades introduz um mecanismo de escape natural para os fótons.

<sup>2</sup>o observador se encontra em  $z = +\infty$

Geralmente a função perfil da linha  $\phi(\Delta\nu) = \phi(\nu - \nu_o)$  em ventos radiativos pode ser escrita em boa aproximação como :

$$\phi(\Delta\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_G)^2}.$$

A opacidade de um átomo de dois níveis<sup>3</sup> pode ser escrita como :

$$\kappa_\nu \rho = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_l n_l \left(1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u}\right) \phi(\Delta\nu) \quad (3.1)$$

$$= k_l \rho \phi(\Delta\nu), \quad (3.2)$$

onde  $e$  e  $m_e$  são a carga e a massa do elétron,  $f_l$  a força de oscilador,  $n_l$  e  $n_u$  as populações dos níveis inferior e superior, respectivamente, e  $g_l$  e  $g_u$  as degenerescências.

A profundidade ótica na frequência  $\nu_p$  em um ponto arbitrário  $z_1$  será portanto :

$$\tau_{\nu_p}(z_1) = \int_{z_1}^{\infty} \kappa_\nu(z) \rho(z) dz \quad (3.3)$$

$$= \frac{\pi e^2}{m_e c} f_l \int_{z_1}^{\infty} n_l \left(1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u}\right) \phi(\Delta\nu) dz. \quad (3.4)$$

Note que  $\phi(\Delta\nu)$  não sai da integral porque  $\Delta\nu = \nu_p \left(1 - v(r) \frac{\cos\theta}{c}\right) - \nu_o$ , ou seja, depende diretamente de  $z$ . A aproximação de Sobolev, no seu sentido original, consiste em considerar que a função perfil pode ser aproximada por uma função delta<sup>4</sup>. Tal artifício matemático pode ser justificado fisicamente se tivermos valores do gradiente de velocidades altos o bastante para que em um ponto vizinho onde ocorre a absorção em  $\nu_o$ , o fóton seja desviado o suficiente para que não seja mais absorvido. Tem-se nesse caso um ponto ao invés de uma região de interação.

A última equação pode ser escrita na seguinte forma alternativa :

$$\tau_{\nu_p}(z_1) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_l \int_{\Delta\nu(z_1)}^{\Delta\nu(\infty)} n_l \left(1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u}\right) \phi(\Delta\nu) \frac{dz}{d(\Delta\nu)} d(\Delta\nu). \quad (3.5)$$

---

<sup>3</sup>esta forma pode ser obtida a partir da equação de transferência usando os coeficientes de Einstein e suas relações.

<sup>4</sup>aqui precisaremos somente da propriedade  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x - x_o) dx = f(x_o)$

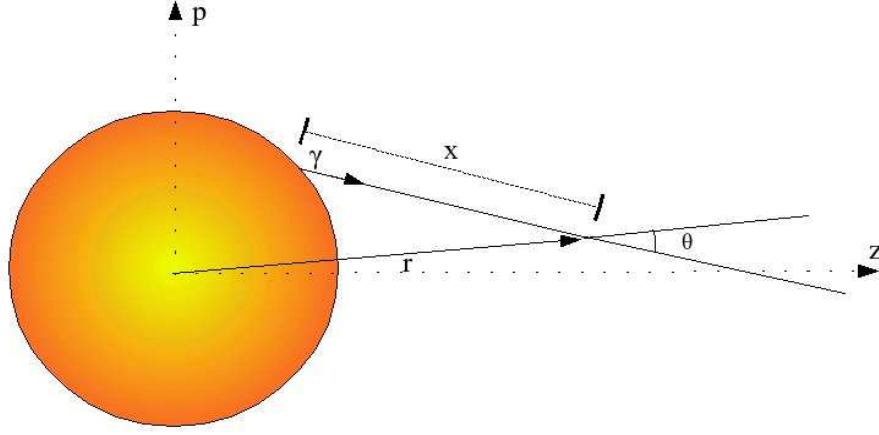


Figura 3.2: Fóton de frequência  $\nu_p$  saindo da fotosfera da estrela indo até o ponto indicado por  $\vec{r}$ .

Usando agora a aproximação de Sobolev,  $\phi(\Delta\nu) = \delta(\Delta\nu - 0)$ , teremos :

$$\tau_{\nu_p}(z_1) = \left[ \frac{\pi e^2}{m_e c} f_l n_l \left( 1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u} \right) \frac{dz}{d(\Delta\nu)} \right] \Bigg|_{r_s}, \quad (3.6)$$

onde  $r_s$  é o ponto da interação ou *raio de Sobolev* e

$$\frac{dz}{d(\Delta\nu)} \Bigg|_{r_s} = \frac{c/\nu_p}{\left[ (1 - \mu^2) \frac{v(r)}{r} + \mu^2 \frac{dv(r)}{dr} \right] \Bigg|_{r_s}}, \quad (3.7)$$

onde  $\mu = \cos\theta = z/r$ . Portanto, a profundidade ótica de Sobolev desde o infinito até o ponto arbitrário  $z_1$  é :

$$\tau_{\nu_o}(z_1) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_l(c/\nu_o) n_l(r_s) \left( 1 - \frac{n_u g_l}{n_l g_u} \right) \Bigg|_{r_s} \left( \frac{r/v(r)}{1 + \sigma \mu^2} \right) \Bigg|_{r_s}, \quad (3.8)$$

onde  $\sigma = \frac{d \ln(v(r))}{d \ln(r)} - 1$ . Pode-se substituir  $\nu_p$  por  $\nu_o$  em boa aproximação se  $v_\infty/c \ll 1$ .

Essa profundidade ótica foi calculada de  $z_1$  até  $\infty$ . Iremos considerar agora da fotosfera até a um ponto indicado por  $\vec{r}$  (fig. 3.2). A profundidade ótica será :

$$\tau_{\nu_p}(\mu) = \int_{\star}^r \kappa_l \rho \phi(\Delta\nu) dx \quad (3.9)$$



$$= \int_{\Delta\nu(\star)}^{\Delta\nu(r)} \kappa_l \rho \phi(\Delta\nu) \frac{dx}{d(\Delta\nu)} d(\Delta\nu) \quad (3.10)$$

Usando Sobolev, a região de interação se torna um ponto. Todavia, podemos relaxar um pouco esta aproximação (ainda assim chamada de Sobolev) considerando que ela é pequena o suficiente para considerarmos  $\kappa_l \rho \frac{dx}{d(\Delta\nu)}$  como constante, o que implica na expressão :

$$\tau_{\nu_p}^S(\mu) = \kappa_l \rho \frac{dx}{d(\Delta\nu)} \int_{\Delta\nu(\star)}^{\Delta\nu(r)} \phi(\Delta\nu) d(\Delta\nu) \quad (3.11)$$

$$= \tau_{\nu_o} \Phi(\Delta\nu_\mu), \quad (3.12)$$

onde  $\tau_{\nu_o}$  é a profundidade ótica de Sobolev calculada anteriormente na equação (3.8).  $\Phi$ , que é identificada diretamente como a integral de  $\phi$ , se aproxima do valor unitário a medida que a função perfil se aproxima de uma função delta. Naturalmente a profundidade ótica é nula se não chegarmos até à região de interação ou tem o valor dado pela expressão acima.

Se a estrela irradia uniformemente, a intensidade específica no mesmo ponto discutido anteriormente é :

$$I_{\nu_p}(\mu) = I_{\nu_o}^* e^{-\tau_{\nu_o} \Phi(\Delta\nu_\mu)}. \quad (3.13)$$

A intensidade média é, portanto :

$$J_{\nu_p}(r) = \frac{1}{2} I_{\nu_o}^* \int_{\mu_\star}^1 e^{-\tau_{\nu_o} \Phi(\Delta\nu_\mu)} d\mu, \quad (3.14)$$

onde  $\mu_\star$  é o cosseno do ângulo subtendido pela estrela. A intensidade média integrada sobre o perfil da linha é :

$$\bar{J}(r) = \frac{1}{2} I_{\nu_o}^* \int_{\mu_\star}^1 \int_{\Delta\nu_\mu=-\infty}^{\Delta\nu_\mu=\infty} \phi(\Delta\nu_\mu) e^{-\tau_{\nu_o} \Phi(\Delta\nu_\mu)} d(\Delta\nu_\mu) d\mu. \quad (3.15)$$

Por definição temos que  $d\Phi(\Delta\nu_\mu) = \phi(\Delta\nu_\mu) d(\Delta\nu_\mu)$ , o que implica na seguinte forma equivalente :

$$\bar{J}(r) = \frac{1}{2} I_{\nu_o}^* \int_{\mu_\star}^1 \int_0^1 e^{-\tau_{\nu_o} \Phi(\Delta\nu_\mu)} d\Phi(\Delta\nu_\mu) d\mu \quad (3.16)$$

$$= \frac{1}{2} I_{\nu_o}^* \int_{\mu_\star}^1 \frac{1 - e^{-\tau_{\nu_o}}}{\tau_{\nu_o}} d\mu. \quad (3.17)$$

Indo um pouco mais além, podemos definir uma *probabilidade de penetração* até o ponto  $\vec{r}$  como :

$$\beta_p(r) := \frac{1}{2} \int_{\mu_*}^1 \frac{1 - e^{-\tau_{\nu_o}}}{\tau_{\nu_o}} d\mu, \quad (3.18)$$

de modo que a intensidade média integrada fique simplesmente :

$$\bar{J}(r) = \beta_p(r) I_{\nu_o}^*. \quad (3.19)$$

Um fóton neste mesmo ponto  $\vec{r}$  terá da mesma forma, uma *probabilidade de escape* que será idêntica à de penetração exceto pelo limite de integração, uma vez que ele pode escapar em todas as direções :

$$\beta_e(r) := \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1 - e^{-\tau_{\nu_o}}}{\tau_{\nu_o}} d\mu, \quad (3.20)$$

A idéia essencial do transporte radiativo usando Sobolev é escrever  $\bar{J}$  na seguinte forma intuitiva :

$$\bar{J}(r) = (1 - \beta_e)S + \beta_p I_{\nu_o}^*, \quad (3.21)$$

e lembrar que a função fonte muitas vezes pode ser escrita na forma :

$$S = \alpha + \beta \bar{J}, \quad (3.22)$$

onde  $\alpha$  e  $\beta$  dependem do problema particular em questão. Para átomos de dois níveis sem o contínuo, por exemplo, essas variáveis se relacionam diretamente com as taxas de transição do nível superior para o inferior e com a função de Planck.

Substituindo  $\bar{J}$  da equação 3.21 nesta última expressão, teremos uma equação simples para a função fonte S. Com esta resolvida, podemos calcular o campo de radiação através da solução formal da equação de transporte radiativo (equações 2.50 e 2.51 em Mihalas 1978). Vale ressaltar todavia, que em se tratando de uma situação fora do ETL, as equações de equilíbrio estatístico também devem ser consideradas para a determinação do estado do gás, o que na teoria exposta acima entra na equação 3.22 através dos coeficientes  $\alpha$  e  $\beta$ .

Apesar de simples e rápida em termos computacionais, a aproximação de Sobolev deixa de ser válida em várias situações (veja por exemplo Hamann 1981; Lamers et al. 1987) e

restringe os campos de velocidades tratáveis. A forma da lei  $\beta$  de velocidades, por exemplo, que é a utilizada na presente tese, apresenta regiões onde a velocidade converge lentamente para  $v_\infty$ , implicando em um gradiente bem menor se comparado às regiões mais próximas à estrela. Nesse caso por exemplo, linhas formadas em regiões mais externas podem ser tratadas incorretamente.

Devemos deixar claro que descrevemos esta seção de maneira detalhada por razões didáticas e de completeza. A aproximação de Sobolev não é utilizada nesta tese para a obtenção dos parâmetros físicos e das abundâncias químicas das ECNP deficientes em H.

### 3.2 Descrição no referencial co-móvel

Uma maneira de contornar as limitações impostas na descrição anterior é descrever o problema no referencial co-móvel com o fluido em expansão. À primeira vista, o fato deste referencial ser não-inercial parece complicar ainda mais a situação. Todavia, como veremos, não existe quase nenhuma restrição quanto aos campos de velocidades tratáveis, a emissividade e a opacidade se tornam isotrópicas e outras falhas inerentes à aproximação de Sobolev são naturalmente evitadas.

A forma mais geral possível da equação de transporte radiativo é :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + (\hat{n} \cdot \nabla) \right) I_\nu = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu, \quad (3.23)$$

onde  $\hat{n}$  é o vetor unitário indicando a direção do feixe de radiação,  $\eta_\nu$  e  $\chi_\nu$  a emissividade e a opacidade do meio, respectivamente.

Se quisermos agora descrevê-la no referencial do fluido, por se tratar de uma transformação não linear, devemos usar o conceito de derivadas covariantes <sup>5</sup>. Não podemos pensar na transformação de Lorentz pois a mesma somente é válida entre dois referenciais inerciais e, no caso em questão, em cada ponto  $r$  do fluido temos uma velocidade diferente  $v(r)$ .

Ao invés de deduzi-la aqui, apresentaremos apenas a expressão final no caso estacionário, adotando geometria e simetria esférica e ignorando os termos de aberração e advecção <sup>6</sup>.

---

<sup>5</sup>as mesmas utilizadas frequentemente em relatividade geral.

<sup>6</sup>importantes quando não temos  $v(r)/c \ll 1$ , como no caso de supernovas.

Detalhes podem ser encontrados em Castor (1972) :

$$\left[ \mu \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{\nu v(r)}{cr} \left( 1 - \mu^2 + \mu^2 \frac{d \ln v(r)}{d \ln r} \right) \frac{\partial}{\partial \nu} \right] I_\nu(r, \mu) = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu(r, \mu) \quad (3.24)$$

Na notação  $I_\nu(r, \mu)$ ,  $r$  é a coordenada esférica e  $\mu$  é o cosseno do ângulo entre o feixe de radiação e o vetor unitário  $\hat{r}$ . Se tomarmos o campo de velocidades  $v(r) \rightarrow 0$ , teremos a equação de transporte no caso estático (bem conhecido) com a geometria esférica.

Mihalas et al. (1975) foram os primeiros a apresentarem uma solução satisfatória para a equação 3.24 através de diferenças finitas e um esquema de eliminação frequência-a-frequência. Como parte do código utilizado na segunda parte do nosso trabalho (CMFGEN) faz uso deste método, o descreveremos em detalhes a seguir.

### 3.2.1 Solução no sistema de coordenadas (p,z)

Ao invés de resolvermos a equação de transporte utilizando diretamente as coordenadas  $(\mu, r)$ , existem vantagens de se descrever o problema nas coordenadas  $(p, z)$  ao longo de um *raio característico*<sup>7</sup> na direção do observador (veja a fig. 3.3). As coordenadas  $(p, z)$  estão relacionadas com  $(\mu, r)$  por :

$$z = \mu r$$

$$p = r \sqrt{1 - \mu^2},$$

onde  $p$  geralmente é chamada de parâmetro de impacto. As derivadas na equação de transporte deverão ser escritas então como :

$$\frac{\partial}{\partial \mu} = \sqrt{p^2 + z^2} \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{z}{p} \frac{\partial}{\partial p} \right)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{\sqrt{p^2 + z^2}} \left( z \frac{\partial}{\partial z} + p \frac{\partial}{\partial p} \right).$$

---

<sup>7</sup>usa-se esta denominação quando a equação de transporte é escrita ao longo do feixe de radiação.

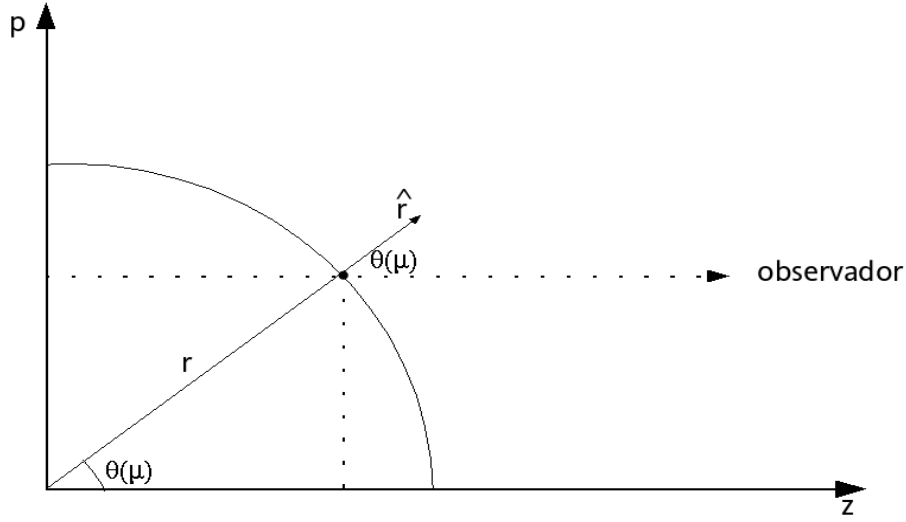


Figura 3.3: Coordenadas  $(p, z) \times (r, \mu)$ .

A equação 3.24 fica então na seguinte forma :

$$\frac{\partial I_\nu(p, z)}{\partial z} - \gamma(p, z) \frac{\partial I_\nu(p, z)}{\partial \nu} = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu(p, z),$$

onde  $\gamma(p, z)$  é o termo que multiplica a derivada em frequência na equação 3.24 em termos de  $p$  e  $z$ . Note que para um certo valor de  $p$  fixo, tratamos agora o problema ao longo de um feixe de radiação. Se denominarmos  $I^+$  para feixes em direção ao observador e  $I^-$  para feixes em direção contrária, teremos duas equações :

$$\pm \frac{\partial I_\nu^\pm(p, z)}{\partial z} - \gamma(p, z) \frac{\partial I_\nu^\pm(p, z)}{\partial \nu} = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu^\pm(p, z). \quad (3.25)$$

Definindo  $d\tau_\nu := -\chi_\nu dz$ , podemos escrever :

$$\pm \frac{\partial I_\nu^\pm(\tau_\nu, p)}{\partial \tau_\nu} + \Gamma(p, z) \frac{\partial I_\nu^\pm(\tau_\nu, p)}{\partial \nu} = I_\nu^\pm(\tau_\nu, p) - S_\nu, \quad (3.26)$$

onde naturalmente aparece a função fonte  $S_\nu$  e  $\Gamma(p, z) = \gamma(p, z)/\chi_\nu$ . Definindo agora as variáveis :

$$u_\nu(\tau_\nu, p) := \frac{1}{2}(I^+ + I^-) \quad (3.27)$$

$$v_\nu(\tau_\nu, p) := \frac{1}{2}(I^+ - I^-), \quad (3.28)$$

e usando as equações 3.26, podemos chegar em :

$$\frac{\partial u_\nu}{\partial \tau_\nu} + \Gamma \frac{\partial v_\nu}{\partial \nu} = v_\nu \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial v_\nu}{\partial \tau_\nu} + \Gamma \frac{\partial u_\nu}{\partial \nu} = u_\nu - S_\nu. \quad (3.30)$$

Se soubermos  $u_\nu$  e  $v_\nu$ , teremos o campo de radiação pelas equações 3.27 e 3.28, ou seja, o problema estará resolvido.

O método de solução de Mihalas et al. (1975) consiste em considerar uma atmosfera com um certo raio interno  $R_{int}$  (p.e. o raio da estrela  $R_*$ ) e externo  $R_{ext}$  (dezenas ou centenas de raios estelares) e discretizar todas as variáveis do problema. Por exemplo, os raios considerados podem ser  $\{r_1, r_2, \dots, r_{ND}\}$ , com  $r_1 = R_{ext}$  e  $r_{ND} = R_{int}$ . Análogamente, teríamos  $\{p_1, p_2, \dots, p_{NP}\}$  para os parâmetros de impacto,  $\{\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_{NF}\}$  para as frequências,  $\{z_1, z_2, \dots, z_{ND}\}$  para o eixo horizontal e o mesmo para a profundidade ótica e outras funções como  $u_\nu$  e  $v_\nu$ . Um exemplo de uma atmosfera discretizada se encontra na fig. 3.4.

Daqui em diante, usaremos a seguinte notação para as variáveis discretas :

$$u_\nu(\tau_\nu, p) \rightarrow u(\tau, p, \nu) \rightarrow u_{\tau_d, p_i, \nu_n} \rightarrow u_{din},$$

onde o índice  $d$  diz respeito a coordenada  $z_d$  (que corresponde a profundidade ótica  $\tau_d$ ), o índice  $i$  representa qual o parâmetro de impacto considerado e  $n$  a frequência utilizada. Desta forma, temos por exemplo, a seguinte representação da derivada em um ponto  $d$  da atmosfera :

$$\frac{\partial u_\nu}{\partial \tau_\nu} = \frac{u_{d+1, in} - u_{din}}{\Delta \tau_{d+1/2, in}}.$$

Por motivos de estabilidade numérica do método a ser empregado, define-se  $v_\nu(\tau_\nu, p)$  em pontos intermediários onde  $u_\nu(\tau_\nu, p)$  é definido. Ou seja, temos  $v_{d+1/2, in}$  conforme ilustrado na fig. 3.5. Pela mesma razão, na derivada acima temos  $\Delta \tau_{d+1/2, in}$ , que é definida como  $\chi_{d+1/2, in} |z_{d+1} - z_d|$ , onde  $\chi_{d+1/2, in} = 1/2(\chi_{d+1} + \chi_d)$ , ou seja, é uma opacidade média entre os pontos  $d$  e  $d+1$ . A derivada em  $v_\nu(\tau_\nu, p)$  fica então na forma :

$$\frac{\partial v_\nu}{\partial \tau_\nu} = \frac{v_{d+1/2, in} - v_{d-1/2, in}}{\Delta \tau_{din}}.$$

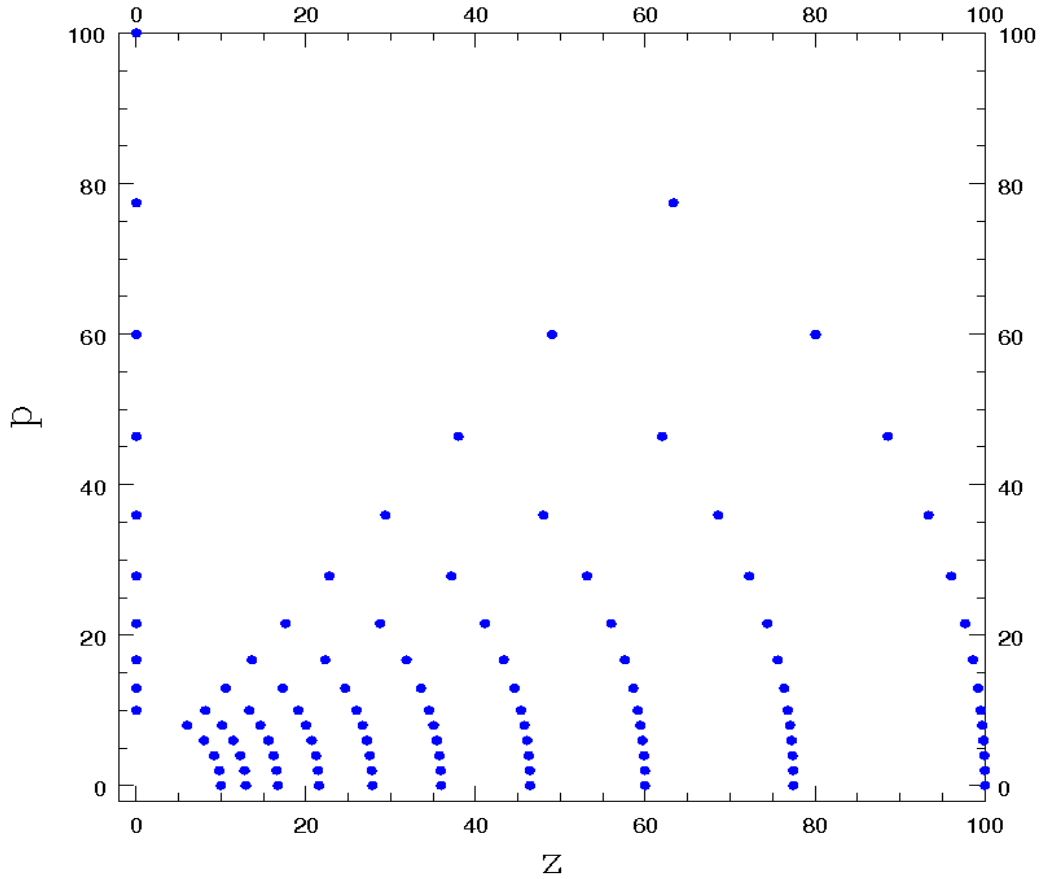


Figura 3.4: Exemplo da discretização de uma atmosfera para o uso do método de diferenças finitas. As variáveis e funções são consideradas usando estes pontos. Note que o espaçamento escolhido não é uniforme em  $(p, z)$ . Uma boa opção é escolher o espaçamento uniforme em  $\text{Log } \tau(r)$ , assumindo por exemplo, uma opacidade  $\chi \propto r^{-2}$ , o que geralmente garante maior estabilidade e convergência numérica. Nesta figura, o raio interno é dado pelo ponto  $z = 10$  (ou  $r = 10$ ).

Tratamos portando de diferenças finitas, ao invés de derivadas. Utilizando esta aproximação, as equações 3.29 e 3.30 tomam a seguinte forma :

$$\frac{u_{d+1,in} - u_{din}}{\Delta\tau_{d+1/2,in}} + \delta_{d+1/2,i,n-1/2}(v_{d+1/2,i,n-1} - v_{d+1/2,in}) = v_{d+1/2,in}, \quad (3.31)$$

$$\frac{v_{d+1/2,in} - v_{d-1/2,in}}{\Delta\tau_{din}} + \delta_{di,n-1/2}(u_{di,n-1} - u_{din}) = u_{din} - S_{din}, \quad (3.32)$$

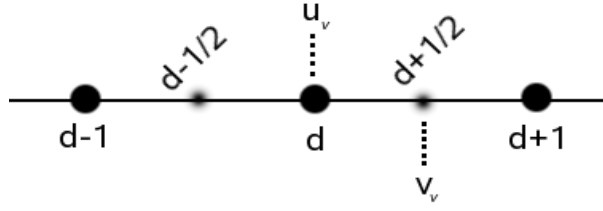


Figura 3.5: Definição da grade para  $u$  e  $v$  ao longo de um raio específico de parâmetro de impacto  $p$ . A função  $u$  é definida nos pontos ao longo de  $z_d$ , com  $d$  inteiro. Já a função  $v$  é definida nos pontos intermediários.

onde  $\delta$  é  $\Gamma$  dividida pela diferença em frequência ( $\nu_{n-1} - \nu_n$ ). A equação 3.31 pode ser resolvida analiticamente para  $v_{d+1/2,in}$ , resultando em :

$$v_{d+1/2,in} = \{(u_{d+1,in} - u_{din})/\Delta\tau_{d+1/2,in} + \delta_{d+1/2,i,n-1/2}v_{d+1/2,i,n-1}\}/(1 + \delta_{d+1/2,i,n-1/2}). \quad (3.33)$$

Esta equação pode ser utilizada para eliminar  $v_{d+1/2,in}$  na equação 3.32, resultando :

$$\begin{aligned} & \{(u_{d+1,in} - u_{din})/(\Delta\tau_{d+1/2,in}(1 + \delta_{d+1/2,i,n-1/2})) \\ & \quad - (u_{din} - u_{d-1,in})/(\Delta\tau_{d-1/2,in}(1 + \delta_{d-1/2,i,n-1/2}))\}/\Delta\tau_{din} \\ & = (1 + \delta_{di,n-1/2})u_{din} - S_{din} - \delta_{di,n-1/2}u_{di,n-1} + \\ & \quad \{\delta_{d-1/2,i,n-1/2}(1 + \delta_{d-1/2,i,n-1/2})^{-1}v_{d-1/2,i,n-1} - \\ & \quad \delta_{d+1/2,i,n-1/2}(1 + \delta_{d+1/2,i,n-1/2})^{-1}v_{d+1/2,i,n-1}\}/\Delta\tau_{din}. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Antes de prosseguir, faz-se necessário a especificação das condições de contorno do problema, que também devem ser devidamente discretizadas.

### Condições de contorno

Para resolvermos o problema precisamos especificar condições de contorno em espaço e frequência porque estamos lidando com uma equação diferencial parcial. Três condições são suficientes. Ao longo de um raio de parâmetro de impacto arbitrário  $p$ , por exemplo, podemos considerar que na parte mais externa da atmosfera  $I^- = 0$ , ou seja, que não existe radiação vindo do espaço para o interior. Isto implica em  $u_\nu = v_\nu = I^+/2$  neste ponto, correspondendo à seguinte equação :



$$\left(\frac{\partial u_\nu}{\partial \tau_\nu}\right)_{z_{max}} + \left(\Gamma \frac{\partial u_\nu}{\partial \nu}\right)_{z_{max}} = (u_\nu)_{z_{max}},$$

onde  $z_{max} = \sqrt{R_{ext}^2 - p^2}$ . Por outro lado, no interior da atmosfera, em  $z = 0$  e **para parâmetros de impacto**  $p > R_{int}$ <sup>8</sup>, devemos ter por simetria  $I^+ = I^-$ , o que implica em  $v_\nu = 0$  e portanto :

$$\left(\frac{\partial u_\nu}{\partial \tau_\nu}\right)_{z=0} = 0.$$

Para parâmetros de impacto que interceptam a estrela ( $p < R_{int}$ ), podemos empregar por exemplo a aproximação de difusão ou especificar arbitrariamente  $I^+$  (condição de Schuster).

Com relação a frequência, podemos considerar por exemplo que  $I_\nu$  é independente da frequência para o contínuo, para o extremo azul dos perfis das linhas ou simplesmente para a maior frequência ( $\nu_{max}$ ) adotada na discretização. Todas essas condições levam a  $(\partial I_\nu / \partial \nu)_{\nu_p} = 0$ , para uma certa frequência  $\nu_p$  particular.

## Representação matricial

A equação 3.34 apresenta  $u_{d-1,in}$ ,  $u_{din}$  e  $u_{d+1,in}$ . Ou seja, para um mesmo parâmetro de impacto ( $p_i$ ) e frequência ( $\nu_n$ ), **três** profundidades óticas ( $d-1$ ,  $d$  e  $d+1$ ) estão presentes para  $u$ . Da mesma forma, temos **duas** profundidades óticas envolvidas em  $v$  :  $v_{d-1/2,i,n-1}$  e  $v_{d+1/2,i,n-1}$ . Se definirmos vetores ao longo de um raio específico  $p_i$ , com frequência  $\nu_n$ , isto é,  $\tilde{u}_{in} := (u_{1in}, u_{2in}, \dots, u_{ND,in})^\dagger$  e  $\tilde{v}_{in} := (v_{3/2,1in}, \dots, v_{ND-1/2,in})^\dagger$ , poderemos escrever a equação 3.34 (que na verdade são várias, uma para cada  $d$ ,  $i$  e  $p$  diferentes) e também as condições de contorno em uma única equação matricial :

$$\tilde{T}_{in} \tilde{u}_{in} + \tilde{U}_{in} \tilde{u}_{i,n-1} + \tilde{V}_{in} \tilde{v}_{i,n-1} + \tilde{W}_{in} \bar{J} = \tilde{X}_{in}, \quad (3.35)$$

onde  $\tilde{T}_{in}$  é uma matriz **tridiagonal**<sup>9</sup>,  $\tilde{U}_{in}$  e  $\tilde{W}_{in}$  são diagonais,  $\tilde{V}_{in}$  é **bidiagonal** e  $\tilde{X}_{in}$  é um vetor. O aparecimento de  $\bar{J}$  e  $\tilde{X}_{in}$  nesta expressão se deve a uma forma genérica (válida para diversos problemas) considerada para a função fonte ( $S = \alpha + \beta \bar{J}$ ) na equação 3.34.

<sup>8</sup>que não interceptam a estrela

<sup>9</sup>devido a presença de  $u$  em três profundidades óticas diferentes na equação 3.34.

Vale ressaltar, que a notação  $\bar{J}$  é a usual, que significa  $\int J_\nu(\tau)\phi(\nu)d\nu$ , onde  $\phi(\nu)$  é o perfil da linha.

Da mesma maneira, a equação 3.33 pode ser escrita como :

$$\tilde{v}_{in} = \tilde{G}_{in}\tilde{u}_{in} + \tilde{H}_{in}\tilde{v}_{i,n-1}, \quad (3.36)$$

onde  $\tilde{G}_{in}$  é **bidiagonal** e  $\tilde{H}_{in}$  é diagonal.

### Solução por eliminação frequência-a-frequência

Nesta altura, se utilizamos a condição de contorno em frequência  $(\partial I_\nu/\partial \nu)_{\nu_{max}} = 0$ , onde  $\nu_{max}$  é a frequência  $\nu_1$  segundo a nossa notação, devemos ter as derivadas nulas nas equações 3.31 e 3.32 (o que equivale a dizer que  $\delta = 0$ ). Por consequência, as equações gerais 3.35 e 3.36 nesta frequência em particular ( $i = 1$ ), devem ter  $\tilde{U}_{i,1} = 0$ ,  $\tilde{V}_{i,1} = 0$  e  $\tilde{H}_{i,1} = 0$ , assumindo as seguintes respectivas formas :

$$\tilde{T}_{i1}\tilde{u}_{i1} + \tilde{W}_{i1}\bar{J} = \tilde{X}_{i1}, \quad (3.37)$$

$$\tilde{v}_{i1} = \tilde{G}_{i1}\tilde{u}_{i1}. \quad (3.38)$$

O que nos dá a solução para  $\tilde{u}_{i1}$  :

$$\begin{aligned} u_{i1} &= \tilde{T}_{i1}^{-1}\{\tilde{X}_{i1} - \tilde{W}_{i1}\bar{J}\} \\ &= \tilde{T}_{i1}^{-1}\tilde{X}_{i1} - \tilde{X}_{i1}\tilde{W}_{i1}\bar{J} \\ &= \tilde{A}_{i1} - \tilde{B}_{i1}\bar{J}, \end{aligned} \quad (3.39)$$

e para  $\tilde{v}_{i1}$  :

$$\begin{aligned} v_{i1} &= \tilde{G}_{i1}\tilde{u}_{i1} \\ &= \tilde{G}_{i1}\tilde{A}_{i1} - \tilde{G}_{i1}\tilde{B}_{i1}\bar{J} \\ &= \tilde{C}_{i1} - \tilde{D}_{i1}\bar{J}, \end{aligned} \quad (3.40)$$

onde aproveitamos para definir  $\tilde{A}_{i1}$ ,  $\tilde{B}_{i1}$ ,  $\tilde{C}_{i1}$  e  $\tilde{D}_{i1}$ . Utilizando novamente as equações gerais 3.35 e 3.36 para a segunda frequência ( $n = 2$ ), onde as derivadas em frequência são mantidas, teremos :

$$\tilde{T}_{i2}\tilde{u}_{i2} + \tilde{U}_{i2}\tilde{u}_{i1} + \tilde{V}_{i2}\tilde{v}_{i1} + \tilde{W}_{i2}\bar{J} = \tilde{X}_{i2}, \quad (3.41)$$

$$\tilde{v}_{i2} = \tilde{G}_{i2}\tilde{u}_{i2} + \tilde{H}_{i2}\tilde{v}_{i1}, \quad (3.42)$$

o que nos fornece as seguintes soluções para  $\tilde{u}_{i2}$  e :

$$\tilde{u}_{i2} = \tilde{T}_{i2}^{-1} \{ \tilde{X}_{i2} - \tilde{W}_{i2}\bar{J} - \tilde{U}_{i2}\tilde{u}_{i1} - \tilde{V}_{i2}\tilde{v}_{i1}, \} \quad (3.43)$$

e para  $\tilde{v}_{i2}$  :

$$\tilde{v}_{i2} = \tilde{G}_{i2}\tilde{u}_{i2} + \tilde{H}_{i2}\tilde{v}_{i1}. \quad (3.44)$$

Vê-se que essas duas últimas expressões ficam em função de  $\tilde{u}_{i1}$  e  $\tilde{v}_{i1}$ . Fazendo o mesmo para  $n = 3, 4, \dots, NF$  é fácil estabelecer a seguinte forma :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{u}}_{in} &= \tilde{\mathbf{A}}_{in} - \tilde{\mathbf{B}}_{in}\bar{J} \\ \tilde{\mathbf{v}}_{in} &= \tilde{\mathbf{C}}_{in} - \tilde{\mathbf{D}}_{in}\bar{J}, & \text{onde :} \\ \tilde{\mathbf{A}}_{in} &= \tilde{\mathbf{T}}_{in}^{-1}(\tilde{\mathbf{X}}_{in} - \tilde{\mathbf{U}}_{in}\tilde{\mathbf{A}}_{i,n-1} - \tilde{\mathbf{V}}_{in}\tilde{\mathbf{C}}_{i,n-1}) \\ \tilde{\mathbf{B}}_{in} &= \tilde{\mathbf{T}}_{in}^{-1}(\tilde{\mathbf{W}}_{in} - \tilde{\mathbf{U}}_{in}\tilde{\mathbf{B}}_{i,n-1} - \tilde{\mathbf{V}}_{in}\tilde{\mathbf{D}}_{i,n-1}) \\ \tilde{\mathbf{C}}_{in} &= \tilde{\mathbf{G}}_{in}\tilde{\mathbf{A}}_{in} + \tilde{\mathbf{H}}_{in}\tilde{\mathbf{C}}_{i,n-1} \\ \tilde{\mathbf{D}}_{in} &= \tilde{\mathbf{G}}_{in}\tilde{\mathbf{B}}_{in} + \tilde{\mathbf{H}}_{in}\tilde{\mathbf{D}}_{i,n-1}. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Essas equações fornecem portanto **a solução do problema se conhecemos  $\bar{J}$** . Tal é o caso quando o código CMFGEN utiliza este método (veja o capítulo 4). Do contrário, deve-se seguir o procedimento mostrado em Mihalas (1978) para obtenção de  $\bar{J}$  e posteriormente  $\tilde{u}_{in}$  e  $\tilde{v}_{in}$ .

### 3.3 Conclusão

Até este ponto, vimos duas maneiras diferentes de se calcular o transporte radiativo em uma atmosfera em expansão : utilizando a aproximação de Sobolev e com o cálculo no referencial co-móvel com o fluido, sendo esta última mais geral e não sujeita as limitações encontradas na primeira. Todavia, como mencionamos anteriormente, na maioria dos casos

devemos levar em conta também as equações de equilíbrio estatístico (e radiativo), pois o campo de radiação depende do estado termodinâmico do gás e este, do campo de radiação (situação não-ETL). Os cálculos mostrados portanto, valem se soubermos as populações dos níveis dos íons presentes na atmosfera. Do contrário, para o problema ser abordado de maneira correta, devemos ter a solução simultânea da equação de transporte radiativo e das equações de equilíbrio estatístico (e radiativo). Descreveremos no capítulo que se segue o funcionamento do código utilizado na segunda parte de nosso trabalho, o CMFGEN, onde então o método para se realizar tal tarefa será devidamente apresentado.

## Capítulo 4

# O Código CMFGEN

‘‘Night, the beloved. Night, when words fade and things come  
alive. When the destructive analysis of day is done,  
and all that is truly important becomes whole and sound again.  
When man reassembles his fragmentary self and grows with  
the calm of a tree.’’

Antoine de Saint-Exupéry

Neste capítulo descreveremos o código desenvolvido por Hillier & Miller (1998), CMFGEN<sup>1</sup>, utilizado na segunda parte de nosso trabalho. Seu objetivo, como veremos, é resolver a equação do transporte radiativo em uma atmosfera em expansão simultaneamente com as equações de equilíbrio estatístico e radiativo. Existem vários motivos pelos quais escolhemos este código em particular. Em 1998, o CMFGEN era o único a fornecer modelos apropriados para estrelas Wolf-Rayet levando em conta o efeito da opacidade das linhas (“line-blanketing”) e o fato das atmosferas poderem ser não homogêneas (“clumping”), apresentando espectros teóricos com qualidade suficiente para comparação direta com dados observacionais desde o ultravioleta distante até o infravermelho. Ao longo dos anos ele foi

---

<sup>1</sup>“Co-Moving Frame GENeral”

utilizado com sucesso para gerar modelos de atmosferas de várias estrelas onde a situação não-ETL e um vento estelar se fazem presentes : estrelas Wolf-Rayet do tipo WN (Herald et al. 2001); estrelas Wolf-Rayet do tipo WC (Hillier & Miller 1999; Crowther et al. 2002); estrelas Variáveis Azuis Luminosas (LBV) como  $\eta$  Carinae e AG Carinae (Hillier et al. 2001; Groh et al. 2005); estrelas O (Crowther et al. 2002b; Evans et al. 2004; Martins et al. 2002; 2005); estrelas B (Crowther et al. 2006) e em supernovas do tipo II (Dessart & Hillier 2005a,b). Dado sua confiabilidade, além de obter parâmetros físicos e abundâncias químicas desses diversos objetos, o CMFGEN também tem sido usado como padrão de comparação por outros códigos em desenvolvimento (Puls et al. 2005; Zsargo et al. 2005). No que diz respeito as estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em H, existem poucos trabalhos com o uso do CMFGEN, os quais serão discutidos no capítulo 5. Levando em conta todos esses fatos, não temos dúvida em afirmar que o código escolhido é um dos melhores (senão for o melhor) disponíveis para os nossos propósitos.

Inicialmente, apresentaremos as hipóteses adotadas, assim como suas motivações e implicações. Em seguida, resumiremos o método de solução da equação de transporte no referencial co-móvel com o fluido em conjunto com as equações de equilíbrio estatístico e radiativo. Alguns dos processos físicos importantes, assim como os dados atômicos utilizados serão brevemente apresentados. Além disso, discutiremos e mostraremos exemplos da inclusão de dois efeitos bastante importantes que raramente foram utilizados em estrelas centrais deficientes em H : a opacidade das linhas (“line-blanketing”) e “clumping”, que descreve de maneira aproximada atmosferas não homogêneas em densidade. Finalmente, antes de passarmos aos nossos resultados no capítulo 5, explicaremos os parâmetros de entrada e de saída do código.

## 4.1 Hipóteses adotadas

Conforme vimos no capítulo anterior, a situação física em objetos onde há uma atmosfera em expansão em não-ETL é bastante complexa. Uma descrição rigorosa requer a solução do problema hidrodinâmico acopladamente com o transporte radiativo, o que é bastante difícil teoricamente e de certa maneira, proibitivo em termos computacionais. É natural portanto termos um conjunto de hipóteses simplificadoras. Abaixo destacamos as adotadas

pelo código CMFGEN com uma breve discussão sobre cada uma.

### **(1) Simetria esférica**

A hipótese de simetria esférica constitui a abordagem mais razoável e mais simples ao problema, tornando-o unidimensional. A falta de vínculos observacionais acerca da geometria dos ventos estelares dificulta o desenvolvimento de qualquer teoria em mais de uma dimensão, o que pode acabar por aumentar o número de parâmetros livres nos modelos, o que achamos indesejável. Além disso, o fato de existirem estrelas que apresentam falta de polarização intrínseca (p. e. HD 165763), perfis em emissão achatados (p.e. C III  $\lambda$ 5696), ausência de picos duplos ou outros diagnósticos que evidenciem outras geometrias bem determinadas, apoia a utilização de modelos esféricamente simétricos. Em casos duvidosos, ainda assim consideramos viável modelos nesta simetria como uma primeira aproximação ao problema. No entanto, devemos evitar naturalmente casos com geometrias mais bem determinadas, como por exemplo em estrelas Be, onde é observada a presença de discos.

### **(2) Independência temporal**

O vento estelar é considerado estacionário. Nem o campo de radiação, nem o campo de velocidades e nem o estado do gás se alteram com o tempo nessa descrição. Novamente, é bastante difícil não considerar essa hipótese de maneira consistente por falta de conhecimento dos diversos processos que podem provocar uma variabilidade nos espectros. Felizmente, as observações nos mostram que a maioria dos ventos estelares não apresentam grandes mudanças em intervalos de poucos anos a ponto de invalidarem modelos. Quando este é o caso, podemos gerar modelos estacionários em diferentes datas.

### **(3) Equilíbrio estatístico**

Devido as atmosferas quentes ( $\gtrsim 20kK$ ) em expansão e aos campos de radiação intensos, os processos radiativos acabam que por dominar os processos colisionais na determinação da população dos níveis atômicos, de modo que o uso do equilíbrio termodinâmico local (ETL), i.e., o uso das equações de Saha-Boltzmann, se torna completamente inadequado. Deve-se portanto, incluir os processos físicos mais importantes de acordo com cada caso e escrever

as equações de equilíbrio estatístico para cada nível de energia, de cada íon, de cada espécie presente. O problema se torna portanto, bastante complicado. Por um lado, existe um grande número de níveis a ser considerado se pretendemos fazer uma comparação realística com dados observacionais. Por outro lado, o campo de radiação aparece naturalmente nessas equações, o que faz com que o transporte radiativo tenha que ser resolvido simultaneamente. Veremos mais detalhes adiante.

#### (4) Equilíbrio radiativo

Considera-se que não há fontes nem sorvedouros de energia na atmosfera e que ela é meramente transportada por fótons. Isso significa dizer que em qualquer ponto a energia removida do campo de radiação deve ser igual a emitida, o que implica em :

$$\int_0^\infty \chi_\nu (J_\nu - S_\nu) d\nu = 0.$$

Esta expressão é obtida ao se levar em conta a isotropia da opacidade e da emissividade no referencial co-móvel com o fluido.

#### (5) Lei de velocidades $v(r)$ monotônica

O código CMFGEN não resolve o problema hidrodinâmico acopladamente com as outras equações. Isto é na verdade um grande desafio para os modelos atuais e implica em um enorme custo computacional (veja por exemplo Gräfener & Hamann 2005). Considera-se então geralmente uma lei de velocidades ad hoc do tipo  $\beta$  :

$$v(r) = v_\infty (1 - R_*/r)^\beta,$$

onde  $v_\infty$  é a velocidade terminal do vento e  $R_*$  é o raio da estrela. Porém no caso do CMFGEN, a lei mostrada acima pode ser **levemente** modificada ao se aproximar da parte hidrostática da atmosfera, de modo que casos oticamente finos, onde as camadas mais internas da atmosfera tem influência considerável no espectro observado, são tratados de uma melhor maneira. A forma geral que pode ser considerada é :

$$v(r) = \{v_o + (v_\infty - v_o)(1 - R_*/r)^\beta\} / \{1 + (v_o/v_{core})e^{(R_*-r)/h}\},$$



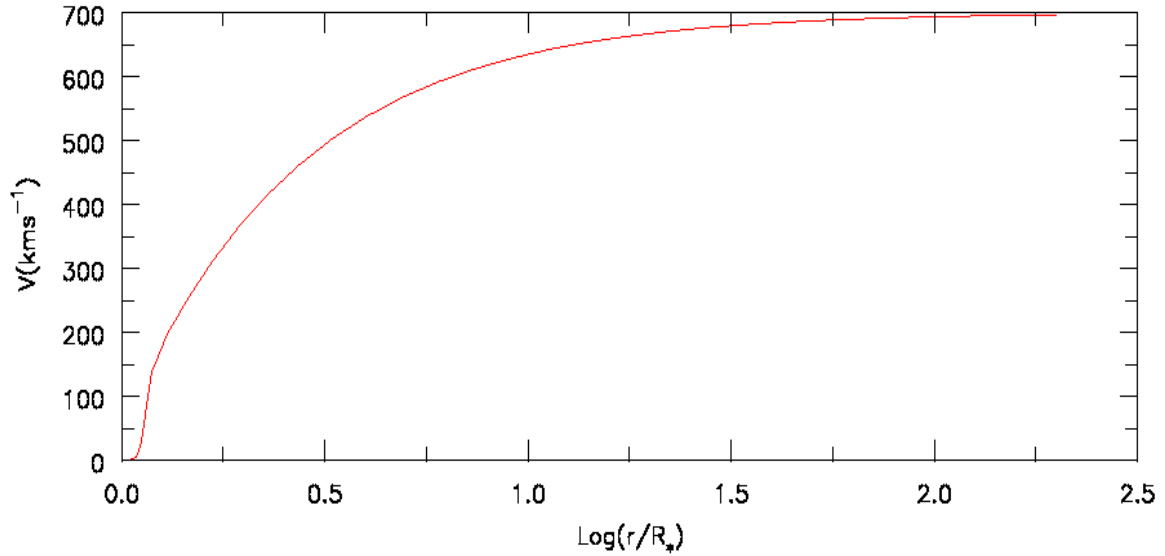


Figura 4.1: Exemplo de uma lei  $\beta$  de velocidades levemente modificada na base do vento, ou seja, próximo à região hidrostática.

onde  $v_o$  é chamada de velocidade fotosférica,  $v_{core}$  a velocidade em  $r = R_*$  (quando  $v_o \gg v_{core}$ ), que é tipicamente menor que  $1 \text{ km s}^{-1}$  e  $h$  é a escala de altura em unidades de  $R_*$ . Um exemplo, para  $\beta = 1$ ,  $v_\infty = 700 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_{core} = 0.05 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_o = 50 \text{ km s}^{-1}$  e  $h = 0.02R_*$  é mostrado na fig. 4.1. É importante ter em mente que casos onde o vento é ópticamente espesso são indiferentes a tal tratamento, e ainda, que para raios pouco maiores do que o raio estelar  $R_*$ , voltamos rapidamente ao caso  $\beta$  tradicional devido a exponencial no denominador.

Uma outra opção na lei de velocidades é possível. Ela não será abordada na presente tese, mas salientamos que existem evidências observacionais que o vento de algumas estrelas WR podem apresentar uma aceleração em suas partes mais externas se comparadas com a lei  $\beta$  usual. Dois parâmetros  $\beta_1$  e  $\beta_2$  são empregados nesse caso. Maiores detalhes podem ser vistos em Hillier & Miller (1999).

## 4.2 Solução das equações de transporte radiativo, de equilíbrio estatístico e radiativo pelo CMFGEN

O objetivo final do código CMFGEN é reproduzir o espectro observado de estrelas que possuem atmosferas em expansão, o que acaba por fornecer parâmetros físicos e abundâncias químicas como veremos mais tarde. Para que isso possa ser feito, o transporte radiativo no referencial co-móvel é resolvido simultaneamente com as equações de equilíbrio estatístico e radiativo. Por várias razões<sup>2</sup>, o CMFGEN utiliza os dois primeiros momentos da equação de transporte. A seguir, mostraremos a forma dessas equações e o método para obter suas soluções.

Lembrando que por definição :

$$[J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu, \dots, M_\nu^n] := \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu [1, \mu, \mu^2, \mu^3, \dots, \mu^n] d\mu,$$

a equação de momento de ordem zero é obtida integrando a equação de transporte 3.24 (veja capítulo 3) em  $\mu$ , resultando :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial r} - \left(\frac{\nu v}{rc}\right) \left[ \frac{\partial(J_\nu - K_\nu)}{\partial \nu} + \left(\frac{d \ln v}{d \ln r}\right) \frac{\partial K_\nu}{\partial \nu} \right] = \eta_\nu - \chi_\nu J_\nu. \quad (4.1)$$

Já a equação de momento de primeira ordem, obtemos através da multiplicação por  $\mu$  e uma posterior integração (também em  $\mu$ ), o que nos leva com um pouco mais de álgebra a :

$$\frac{\partial K_\nu}{\partial r} + \frac{(3K_\nu - J_\nu)}{r} - \frac{\nu v}{rc} \left[ \frac{\partial(H_\nu - N_\nu)}{\partial \nu} + \left(\frac{d \ln v}{d \ln r}\right) \frac{\partial N_\nu}{\partial \nu} \right] = -\chi_\nu H_\nu. \quad (4.2)$$

Note que essas duas últimas equações apresentam 4 incógnitas ( $J_\nu, H_\nu, K_\nu, N_\nu$ ). Todavia, se introduzirmos os coeficientes :

$$f_\nu(r) := K_\nu(r)/J_\nu(r)$$

$$g_\nu(r) := N_\nu(r)/H_\nu(r),$$

chamados de coeficientes de Eddington, e, além disso, definirmos  $q_\nu, \sigma$  e  $X$  a partir de :

---

<sup>2</sup>como por exemplo o tratamento do espalhamento eletrônico e performance numérica

$$\ln(r^2 q_\nu) = \ln(R_*^2) + \int_{R_*}^r \frac{(3 - 1/f_\nu)}{r} dr$$

$$dX = -\chi_\nu q_\nu dr$$

$$\sigma = \frac{d \ln v}{d \ln r} - 1,$$

e eliminarmos  $K_\nu$  e  $N_\nu$  dessas equações, teremos :

$$q_\nu \frac{\partial(r^2 H_\nu)}{\partial X} + \left( \frac{v\nu}{rc\chi_\nu} \right) \frac{\partial(1 + \sigma f_\nu)r^2 J_\nu}{\partial \nu} = r^2 \left( J_\nu - \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu} \right) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial(f_\nu q_\nu r^2 J_\nu)}{\partial X} + \left( \frac{v\nu}{rc\chi_\nu} \right) \frac{\partial(1 + \sigma g_\nu)r^2 H_\nu}{\partial \nu} = r^2 H_\nu. \quad (4.4)$$

Essas duas equações constituem o problema central a ser resolvido. Através delas obtém-se o espectro teórico a ser comparado com as observações. Veremos abaixo como isso pode ser feito.

## Solução

O código CMFGEN encontra o campo de radiação ao **adotar** valores para  $f_\nu$  e  $g_\nu$ <sup>3</sup> nas equações 4.3 e 4.4. Desta forma tem-se duas equações e duas incógnitas ( $J_\nu$  e  $H_\nu$ ) para serem resolvidas. No entanto, o estado do gás, ou seja, as populações atômicas devem ser conhecidas de antemão<sup>4</sup>. Admitindo que assim seja,  $J_\nu$  e  $H_\nu$  são obtidos pelo método de diferenças finitas de modo análogo ao apresentado no capítulo anterior (veja detalhes em Mihalas et al. 1976). Posteriormente, com o  $J_\nu$  calculado, o CMFGEN utiliza as equações 3.45, nas coordenadas (p,z), para achar um novo campo de radiação  $I_\nu$  a partir de  $u_\nu$  e  $v_\nu$ . Com este  $I_\nu$ , novos valores para os fatores de Eddington são calculados e comparados com os antigos. Se os mesmos não forem iguais (dentro de certa precisão considerada), um método iterativo é empregado para estimar novos valores  $f_\nu$  e  $g_\nu$ . Em suma, temos até a convergência o seguinte ciclo :

---

<sup>3</sup> $f_\nu$  por exemplo, varia entre 1/3 e 1.

<sup>4</sup>isso pode ser visto indiretamente pela presença da emissividade  $\eta_\nu$  e a opacidade  $\chi_\nu$

1. valores para  $f_\nu$  e  $g_\nu$  são introduzidos;
2.  $J_\nu$  e  $H_\nu$  são calculados pelas equações 4.3 e 4.4;
3. com  $J_\nu$ , um novo campo de radiação é obtido pela equação 3.45;
4. novos  $f_\nu$  e  $g_\nu$  são calculados;
5. se estes não forem iguais aos iniciais, retorna-se ao passo 1.

No final deste ciclo, temos o campo de radiação e então, ao passar para o referencial do observador, podemos compará-lo com as observações. Conforme dissemos, **as populações atômicas devem ser conhecidas**. Quando existe o equilíbrio termodinâmico local (ETL), elas podem ser dadas pelas equações de Saha-Boltzmann. No entanto, para estrelas quentes com ventos estelares, a situação encontrada é a de não-ETL, i.e., os processos radiativos dominam os processos colisionais. Portanto, as populações devem ser calculadas a partir das equações de equilíbrio estatístico. Contudo, isto apresenta um problema que será discutido abaixo.

### Equações de equilíbrio estatístico e radiativo

As equações de equilíbrio estatístico e radiativo podem ser representadas de maneira genérica pela equação :

$$f(N_e, T, n_1, n_2, \dots, J_1, J_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) = 0, \quad (4.5)$$

onde  $T$  e  $N_e$  é a temperatura e a densidade eletrônica, respectivamente,  $n_i$  a população do nível  $i$  de um íon específico,  $J_m$  a intensidade média e  $Z_m = 1 - \bar{J}/S_m$ , na frequência  $m$ . Tais variáveis aparecem naturalmente nessas equações, cujas formas explícitas podem ser vistas em Mihalas (1978).

Como pode ser notado, as equações de equilíbrio estatístico, que fornecem as populações, dependem do campo de radiação (através de  $J_\nu$  e  $Z_\nu$ ). Por outro lado, as equações 4.3 e 4.4, que nos dão o campo de radiação, dependem das populações. Faz-se necessário então uma solução simultânea dessas equações. Isso significa que ao invés das populações serem dadas, na verdade **fazem parte da solução final**, porque não podem ser obtidas separadamente. Para resolver este problema, o CMFGGEN faz o seguinte :

- populações iniciais arbitrárias  $\{n_i\}$  são adotadas para todos os níveis de todos os íons considerados;
- o campo de radiação é calculado via iteração dos fatores de Eddington, conforme descrito na seção anterior;
- $\{n_i\}$  e o campo de radiação são **testados** nas equações de equilíbrio estatístico e radiativo (4.5).

Este último passo verifica se as populações são condizentes com o campo de radiação encontrado e com a hipótese de equilíbrio radiativo (conservação de fluxo). Se não for o caso, um método tipo Newton-Raphson (veja apêndice A) é empregado para achar correções para as populações ( $\{\delta n_i\}$ ), visando convergir para um resultado que satisfaça o campo de radiação encontrado e as equações de equilíbrio estatístico e radiativo. A maneira detalhada de como isto é feito, o que inclui uma linearização parcial<sup>5</sup> da equação de transferência, pode ser vista em Hillier & Miller (1998).

Mostramos na fig. 4.2 um fluxograma simplificado do funcionamento do CMFGGEN, reunindo as idéias apresentadas até aqui. No topo da figura, se encontra o ponto inicial, onde se adotam as populações e os valores para  $f_\nu$  e  $g_\nu$  iniciais. Naturalmente, diversos detalhes foram omitidos nesta breve descrição. Contudo, o básico apresentado permitirá entre outras coisas, entender alguns dos arquivos de entrada e saída que descreveremos mais adiante.

---

<sup>5</sup>método utilizado para expressar  $J_\nu$  e  $Z_\nu$  em termos das populações  $\{n_i\}$

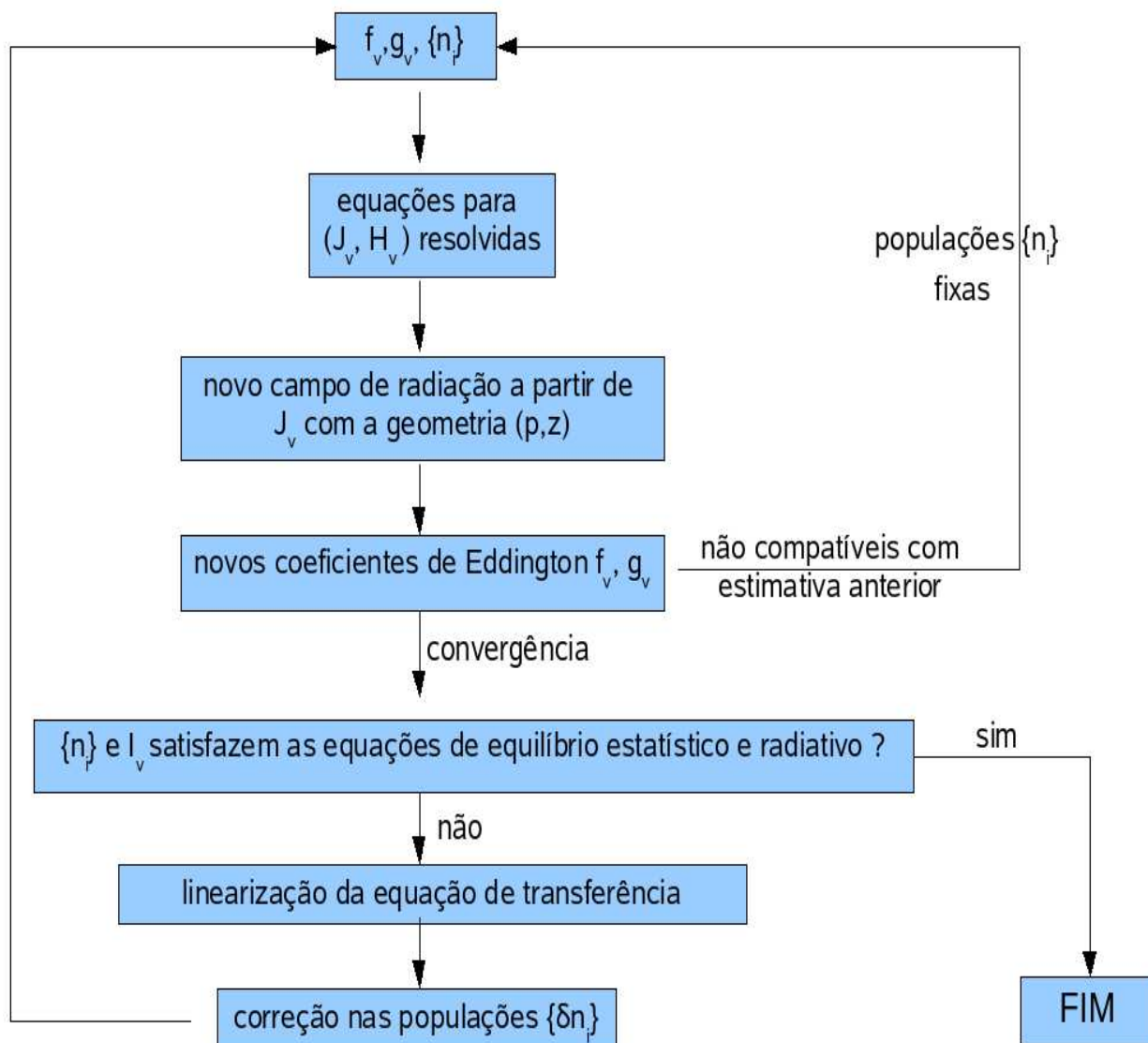


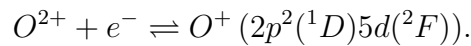
Figura 4.2: Fluxograma simplificado do funcionamento do CMFGEN.

### 4.3 Processos físicos e dados atômicos

Para se ter uma descrição adequada de uma atmosfera estelar, o CMFGEN leva em conta diversos processos físicos importantes e uma grande quantidade de íons de vários elementos químicos (veja a tabela 4.1). Dentre os mecanismos considerados estão : *fotoionização, recombinação eletrônica, ionização colisional, excitação radiativa, excitação colisional, desexcitação radiativa, desexcitação colisional e espalhamento eletrônico*. Além desses, que são normalmente considerados e não serão discutidos aqui, o CMFGEN inclui outros processos importantes que serão descritos a seguir :

#### Recombinação dieletrônica :

Na recombinação dieletrônica, um íon com estágio de ionização  $A$  captura um elétron livre resultando em um novo íon com  $A - 1$ . A energia do elétron livre é usada para excitar um outro elétron que já estava presente em  $A$ . O resultado final é um íon  $A - 1$  em um estado duplamente excitado. Geralmente, a energia desse estado é maior que a energia de ionização e portanto, acontece uma ionização espontânea, ou seja, uma autoionização. Um exemplo para o oxigênio é mostrado abaixo :



A seta para direita indica o sentido da recombinação e para esquerda, o da autoionização. Pode acontecer que o estado  $2p^2(^1D)5d(^2F)$  decaia em outro do mesmo íon  $O^{+}$ , como por exemplo, para o estado  $2p^3(^2D_o)$ , resultando em um fóton de  $386\text{\AA}$ . Naturalmente, desconsiderar a recombinação dieletrônica neste caso faria com que a linha O II  $\lambda 386$  produzida pelo cálculo teórico fosse menos intensa do que a observada.

#### Fotoionização para estados excitados :

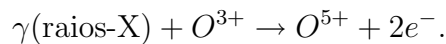
Geralmente o processo de fotoionização nos modelos de atmosferas são considerados do estado quântico em questão para o estado fundamental do íon seguinte. No entanto, estados como C III  $2s2p^3P^o$  podem ser ionizados e resultar em C IV  $2s$  ou C IV  $2p$ . Esse tipo de possibilidade é levado em conta pelo CMFGEN e pode vir a ser importante em certos casos.

### Troca de carga :

Troca de carga é todo o processo do tipo  $X^{(a+1)} + Y^b \rightarrow X^a + Y^{(b+1)}$ , onde  $X$  e  $Y$  são os íons envolvidos e  $a$  e  $b$  os estágios de ionização. Várias possibilidades são consideradas pelo CMFGEN. Um caso importante que merece destaque são as linhas de Fe II no espectro da famosa estrela  $\eta$  Carinae. De acordo com Hillier et al. (2001), a troca de carga  $\text{Fe}^{2+} + H \rightleftharpoons \text{Fe}^+ + H^+$  é fundamental para o ajuste dessas linhas e tem impacto considerável na estrutura de ionização do ferro.

### Efeito Auger :

No efeito Auger, um fóton de alta energia (raios-X) ioniza um elétron de camadas mais internas de um átomo ou íon. O íon resultante fica em um estado de alta excitação que, geralmente, se autoioniza. O efeito líquido portanto é perder dois elétrons. Assim, tem-se por exemplo para o oxigênio :



Naturalmente, para esse processo ser efetivo, devemos ter a presença de raios-X na atmosfera. De fato, isto é confirmado não só teoricamente, através de simulações hidrodinâmicas, como observacionalmente, através de alguns telescópios espaciais (veremos mais detalhes adiante). O efeito Auger permite explicar a presença de certos estágios de ionização que não são condizentes com a temperatura da atmosfera. É possível por exemplo, que os estágios de ionização dominantes sejam O III-IV e termos ao mesmo tempo, linhas do O VI. Sem raios-X e sem este processo, certas linhas espectrais em algumas estrelas não poderiam ser explicadas (veja por exemplo o caso da estrela WR 135; Marchenko et al. 2006).

Fica claro portanto, que a ausência do tratamento dos processos descritos acima pode implicar em discrepâncias importantes na comparação entre espectro teórico e observado. Por consequência, isso pode influir diretamente na determinação dos parâmetros físicos e das abundâncias químicas de uma estrela.

Os dados referentes a cada processo são compilados de diferentes fontes na literatura. São utilizados principalmente os trabalhos de Nussbauer & Storey (1983; 1984); Beck & Butler (1992; 1995a,b); do “Opacity Project” (Seaton 1987; 1995); do “Fe Project” (Hummer et al.



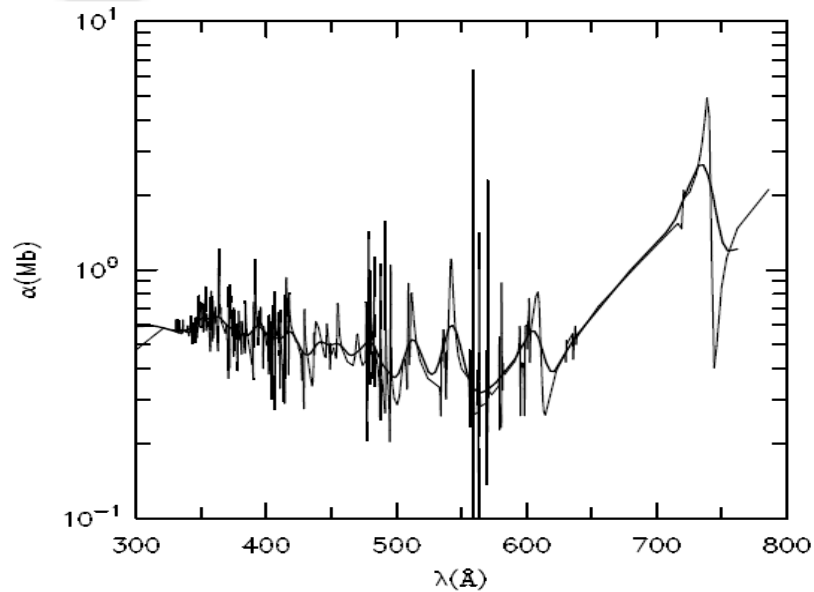


Figura 4.3: Seção de choque  $\sigma$  (em Mb) para fotoionização do estado fundamental do Si II ( $3s^2 3p^2 - ^3P_o$ ). Os inúmeros picos de ressonância são suavizados por uma gaussiana (linha mais escura). Figura extraída de Hillier & Miller (1998)

1993), além de outras fontes que são descritas em detalhes em Dessart et al. (2000) e em Hillier & Miller (1998; 1999). É importante ressaltar que nem sempre é trivial implementar tais dados e algumas modificações podem ser necessárias. As seções de choque de fotoionização por exemplo, podem variar bruscamente com o comprimento de onda, apresentando inúmeros picos de ressonância. Tal fato torna o custo computacional muito grande e às vezes até mesmo impraticável. Nesse caso em particular, o código CMFGEN suaviza as seções de choque com gaussianas de larguras arbitrárias (que devem ser testadas). Na fig. 4.3 é mostrado um exemplo deste procedimento para o estado fundamental do Si II ( $3s^2 3p^2 - ^3P_o$ ).

Conforme pode ser visto na variedade dos processos físicos considerados e na tabela 4.1, a física atômica levada em conta pelo CMFGEN é bastante robusta. Como veremos no capítulo seguinte, isso é fundamental para responder e investigar algumas questões referentes à evolução das estrelas centrais deficientes em H. A determinação da abundância do fósforo e do ferro por exemplo, permite testar as previsões de certos modelos evolutivos acerca destes elementos.



## 4.4 Custo computacional

Conforme visto na seção anterior, existe uma enorme quantidade de dados envolvidos no problema, o que implica em um alto custo computacional. Por exemplo, o número total de níveis atômicos utilizados em um de nossos modelos é 4428, o que correspondeu a 79756 transições. Como as equações de equilíbrio estatístico são escritas para cada nível, em cada ponto da atmosfera, o número total de equações a serem resolvidas pode ultrapassar 50000 !

Durante a presente tese contamos com dois computadores. Um deles se encontra na Universidade de Pittsburgh (EUA), o qual acessamos remotamente, e possui 1.2 GHz e 8Gb RAM. O outro, instalado no Observatório Nacional, possui 3.2 GHz e 2Gb RAM. A nossa experiência indica que a memória mínima a ser utilizada deve ser de 2Gb RAM. O sistema operacional utilizado é o *LINUX* e o código CMFGEN faz uso da linguagem *FORTRAN*.

O tempo de duração dos modelos<sup>6</sup> desta tese é de  $\sim 4 - 10$  horas. No entanto, alguns podem durar cerca de 2 dias (ou mais!), dependendo dos parâmetros de entrada e de quanto o modificamos. Ao aumentarmos a temperatura por exemplo, dependendo do caso, podemos mudar os estágios de ionização dominantes na atmosfera, o que pode levar dias. Por outro lado, mudanças nas abundâncias químicas em geral são bem toleradas e convergem em poucas horas. Obviamente, modelos simples com poucos elementos (por exemplo H, He e C) também duram pouco, ou seja, cerca de  $\sim 1 - 2$  horas. Em geral, verificamos que não é aconselhável mudar qualquer parâmetro de entrada em mais de  $\sim 30\%$  com relação ao valor anterior.

## 4.5 Opacidade das linhas - “line blanketing”

A opacidade das linhas espectrais, em especial das linhas do grupo do Fe, é um dos ingredientes mais importantes adicionados recentemente em modelos de atmosferas em expansão. Embora elementos como o Fe possuam em geral abundâncias bem menores do que a dos elementos mais leves (H, He, C, O, etc.), eles apresentam uma quantidade bem maior de níveis atômicos. Conseqüentemente, esses elementos apresentam também um número bem maior de transições do tipo ligado-ligado e ligado-livre, contribuindo significativamente para a opacidade total do gás. Na fig. 4.4 mostramos um exemplo onde tal fato pode ser claramente

---

<sup>6</sup>para a convergência

visto.

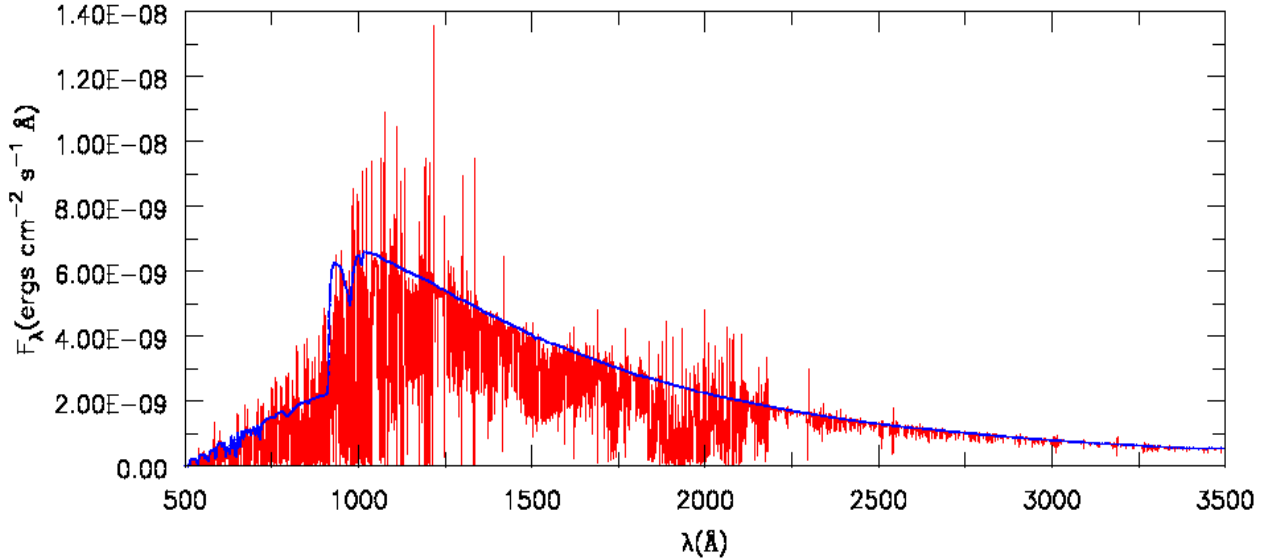


Figura 4.4: Espectro teórico mostrando a grande quantidade de linhas do Fe III (às vezes chamada de floresta) no ultravioleta. A linha mais escura determina o contínuo. A queda de fluxo após  $912\text{\AA}$  é devido ao contínuo de Lyman.

Ao se incluir a opacidade dessas linhas, podemos verificar algumas consequências importantes. Por exemplo, uma vez que a radiação é bloqueada por várias linhas no UV (onde o número de transições de elementos do grupo do Fe é maior), existe uma redistribuição de energia para comprimentos de onda maiores para que haja a conservação de fluxo. Na fig. 4.5 mostramos o contínuo de dois modelos teóricos ilustrando este fato. Para comprimentos de onda menores que  $\sim 700\text{\AA}$  o contínuo do modelo que inclui Fe é menor do que o modelo que inclui somente H e He. O inverso acontece para comprimentos de onda maiores que  $\sim 700\text{\AA}$ . Uma outra consequência importante é o “backwarming”, i.e., o aquecimento de partes mais internas da atmosfera. Este efeito também se relaciona com a conservação do fluxo. Para que o contínuo seja redistribuído da maneira mostrada na fig. 4.5, faz-se necessário uma alteração da estrutura de temperatura, ou seja, um aumento do gradiente da temperatura. Na fig. 4.6 mostramos um exemplo bastante claro de dois modelos obtidos por Gräfener et al. (2002). O aumento em camadas mais próximas da estrela chega a ser de  $\sim 50kK$  no

modelo com “line-blanketing” ! Naturalmente, a magnitude deste efeito depende de cada caso em questão.

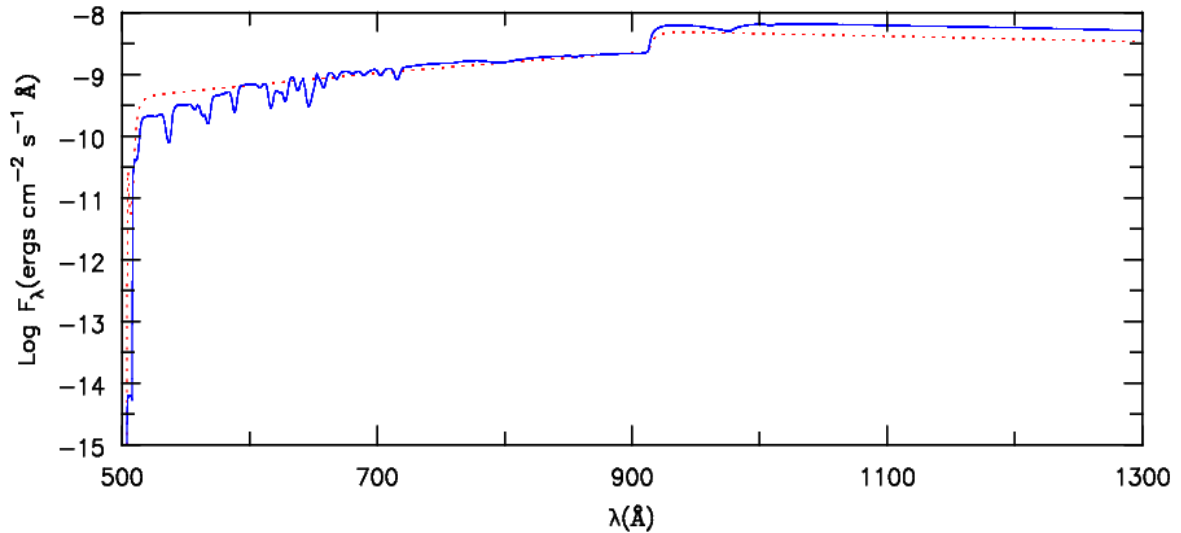


Figura 4.5: Alteração da distribuição de energia devido a inclusão da opacidade das linhas espectrais (“line-blanketing”). A linha pontilhada corresponde a um modelo teórico com apenas H e He. A linha sólida corresponde a um modelo com H, He e Fe. Somente o contínuo é mostrado.

Por se tratar de milhares de transições e portanto de um alto custo computacional, a opacidade das linhas foi implementada com sucesso somente recentemente. Para objetos com ventos similares aos analisados por esta tese, isto foi feito pela primeira vez por Hillier & Miller (1998) através do código CMFGEN. Além dos efeitos descritos acima, esses autores encontraram outros resultados importantes. Pôde ser verificado que algumas linhas óticas de elementos como o C, N e O variam suas intensidades por um fator de até  $\sim 5$  vezes. Em particular, as linhas do C III  $\lambda 5696$  e C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$ , que são importantes para critérios de classificação (veja cap. 2), aumentam suas intensidades. Neste trabalho se tornou óbvio também a maneira pela qual o Fe influencia o ultravioleta (quantitativamente!), permitindo que sua abundância pudesse ser determinada pela primeira vez para as estrelas WR e objetos similares.

O formalismo essencial para a implementação da opacidade das linhas em modelos de

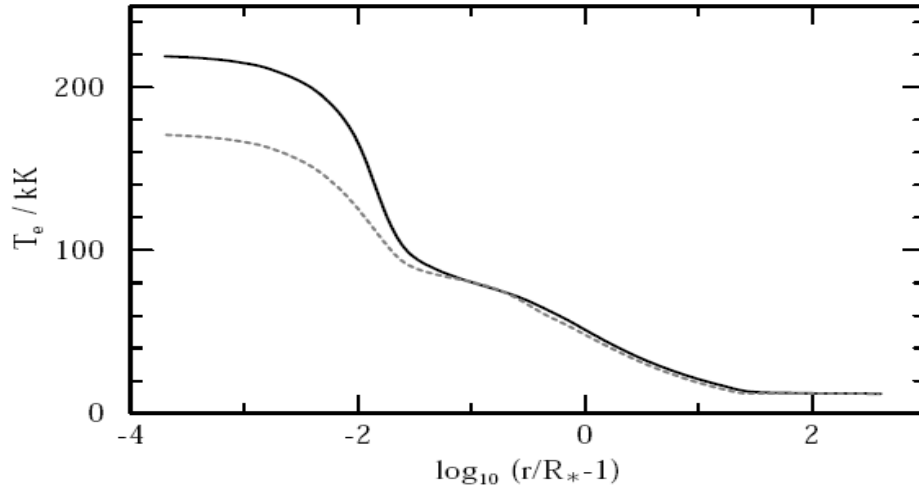


Figura 4.6: Aumento da temperatura em camadas mais internas devido ao efeito da inclusão da opacidade das linhas espectrais (“line-blanketing”). As linhas tracejada e sólida correspondem a um modelo sem e com “line-blanketing”, respectivamente. Figura extraída de Gräfener et al. (2002)

atmosferas em expansão foi introduzido por Anderson (1989). Nele, níveis atômicos com energias e propriedades similares são condensados em um único nível, chamado de *supernível*. Desta forma, o número total de níveis reduz significativamente, tornando o custo computacional factível. Outras tentativas para a inclusão da opacidade das linhas se baseiam geralmente em métodos estatísticos que estimam a opacidade (veja por exemplo Pauldrach et al. 1994). No entanto, com *superníveis* o tratamento é exato, embora os dados atômicos sejam simplificados.

A maneira pela qual o código CMFGEN utiliza os *superníveis* é bastante flexível. Os níveis de energia de um certo íon são armazenados em um arquivo texto e a criação de um *supernível* é feita ao se associar um mesmo número a níveis diferentes. Mostramos abaixo algumas linhas do arquivo de *superníveis* para o O III (omitindo algumas colunas para simplificar) :

nível	energia ( $\text{cm}^{-1}$ )	supernível	nível
$2s^2 2p 3s ({}^3P_0^o)$	267258.7100	10	16
$2s^2 2p 3s ({}^3P_1^o)$	267377.1100	10	17

$2s^2 2p 3s ({}^3P_2^o)$	267634.0000	10	18
$2s^2 2p 3s ({}^1P_1^o)$	273081.3300	11	19
$2p^4 ({}^3P_2^e)$	283759.7000	12	20
$2p^4 ({}^3P_1^e)$	283977.4000	12	21
$2p^4 ({}^3P_0^e)$	284071.9000	12	22
$2s^2 2p 3p ({}^1P_1^e)$	290958.2500	13	23

Pode-se notar que os níveis 16, 17 e 18 formam o *supernível* 10 e os níveis 20, 21 e 22 o *supernível* 12. Os níveis 19 e 23 possuem energias bastante diferentes com relação aos demais e por isso não formam nenhum *supernível*. A forma como é feita uma associação desse tipo pode influir no espectro resultante. Veremos no próximo capítulo como as discrepâncias encontradas em uma pequena região do ultravioleta da estrela BD+303639 foram resolvidas usando-se um número maior de níveis e *superníveis*.

Atualmente, o uso da opacidade das linhas é considerado indispensável e tem fornecido resultados de grande impacto na teoria de evolução estelar. Na tabela 4.2 mostramos o exemplo da estrela HD 165763 (WC5). Modelos recentes precisaram de temperaturas e luminosidades maiores para que seu espectro observado fosse modelado satisfatoriamente. Resultados similares, porém em sentido contrário, foram encontrados para estrelas O. O uso da opacidade das linhas permitiu deduzir temperaturas para essas estrelas substancialmente menores que as previamente determinadas (veja por exemplo Crowther et al. 2002; Martins et al. 2002). Naturalmente, revisões de parâmetros estelares importantes como a temperatura e a luminosidade têm um impacto importante na evolução estelar.

## 4.6 Atmosferas não homogêneas - “clumping”

A idéia de que os ventos radiativos de estrelas quentes constituem uma expansão de um gás homogêneo (em densidade) em direção ao meio interestelar têm sido cada vez mais abandonada. Ao contrário, vários trabalhos na literatura têm trazido evidências que esses ventos são estruturados, i.e., apresentam “clumping”. Com isto, se quer dizer que a densidade não é uma função que varia suavemente com a distância e sim que partes do vento estelar apresentam altas concentrações de matéria enquanto outras apresentam um gás bastante

Tabela 4.2: Revisão na determinação dos parâmetros da estrela HD 165763 devido a inclusão de “line-blanketing”. Os dois últimos modelos utilizam “clumping” (ver próxima seção). A perda de massa tem unidades de  $M_{\odot}/ano$ . Tabela baseada em Crowther (2002).

$T_*$ (kK)	$\text{Log } L/L_{\odot}$	$\text{Log } \dot{M}$	elementos	“line-blanketing” ?	Referência
35	4.6	-4.6	He	não	Schmutz et al. (1989)
59	5.0	-4.4	He, C	não	Hillier (1989)
90	5.3	-4.8	He, C, O, Fe	sim	Hillier & Miller (1999)
85	5.45	-4.9	He, C, O, grupo-Fe	sim	Gräfener et al. (2002)

tênue. Isto tem sido concluído tanto a partir de cálculos teóricos como a partir de observações. Abaixo relacionamos alguns dos fatos mais importantes :

- algumas estrelas apresentam estruturas no topo de algumas linhas espectrais que variam com o tempo, se movendo do centro para fora da linha. Isto é geralmente interpretado como aglomerações de matéria (“clumps”) se movendo em direção ao meio interestelar. A transição C III  $\lambda 5696$  em dois objetos de nossa amostra (BD+303639 e NGC 40) mostra essa variabilidade (Grosdidier et al. 2000;2001). Na estrela  $\zeta$  Pup, uma importante supergigante do tipo O, o mesmo foi encontrado na linha He II  $\lambda 4686$ ;
- simulações hidrodinâmicas dependentes do tempo de ventos radiativos têm encontrado distribuições de densidade que variam fortemente com a distância, indicando a presença de choques e de possíveis fontes de raios-X (veja por exemplo, Runacres & Owocki 2005 e suas referências). Na fig. 4.7 é mostrada a estrutura de densidade em uma das simulações. Os contrastes de densidade correspondem ao conceito de “clumping”.
- reforçando o item anterior, observações recentes a partir de telescópios como o *CHANDRA* e o *XMM-Newton* têm permitido concluir que emissões de raios-X permeiam todo o vento estelar, começando desde perto da fotosfera (Kramer et al. 2003; Oskinova et al. 2004);



- trabalhos como os de Hillier et al. (2003), Crowther et al. (2002) e Bouret et al. (2005) mostram que a reprodução teórica das linhas P V  $\lambda\lambda 1118, 28$ , O V  $\lambda 1371$  e N IV  $\lambda 1718$  em certas estrelas somente é satisfatória com a inclusão de “clumping”. A fig. 4.8 mostra um exemplo de um ajuste ao espectro observado de uma supergigante O;
- a inclusão do espalhamento eletrônico nos modelos é conhecida por aumentar a asa de certas linhas espectrais. No entanto, geralmente as intensidades das asas observadas são menores que as previstas pelos modelos. A inclusão de “clumping” consegue corrigir essa discrepância (Hillier 1991).

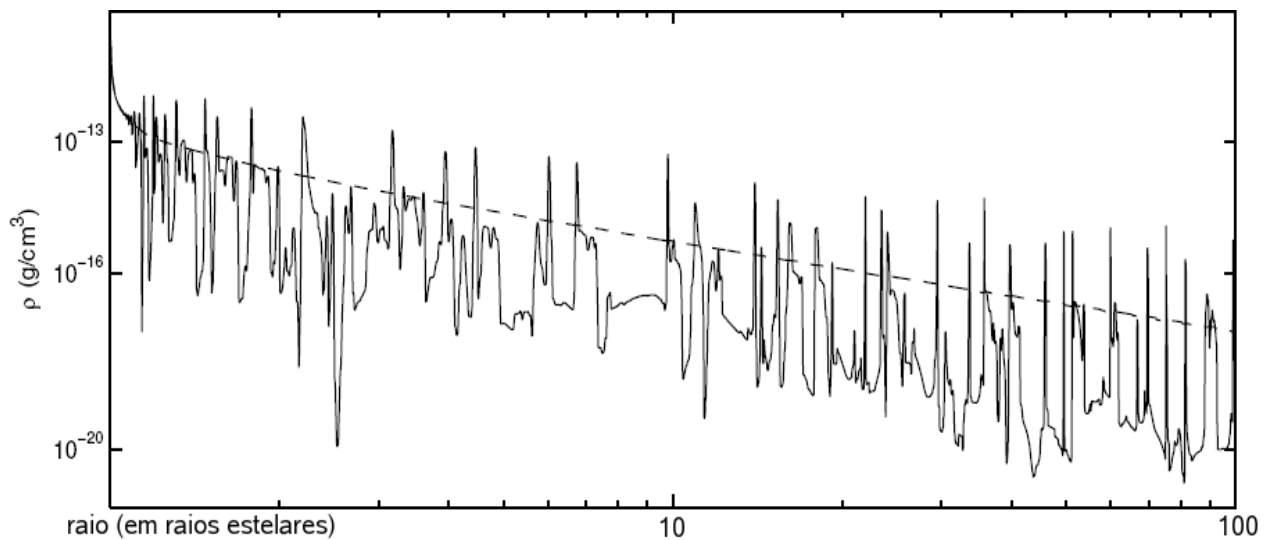


Figura 4.7: Estrutura de densidade encontrada a partir de simulações hidrodinâmicas de ventos radiativos dependentes do tempo. Figura adaptada de Runacres & Owocki (2005). A linha tracejada indica a média temporal.

Apesar de vários indícios sobre a existência de “clumping”, até a presente data não temos uma idéia física sobre essas regiões<sup>7</sup>. Ainda falta uma descrição quantitativa sobre o tamanho, distribuição e velocidade dessas aglomerações de matérias (“clumps”). Isto consiste um tema de importante investigação atualmente e provavelmente mudará a forma como encaramos um vento estelar radiativo.

<sup>7</sup>trabalhos pioneiros como o de Oskinova et al. (2005) e de Marchenko et al. (2006) têm começado a investigar essa questão.

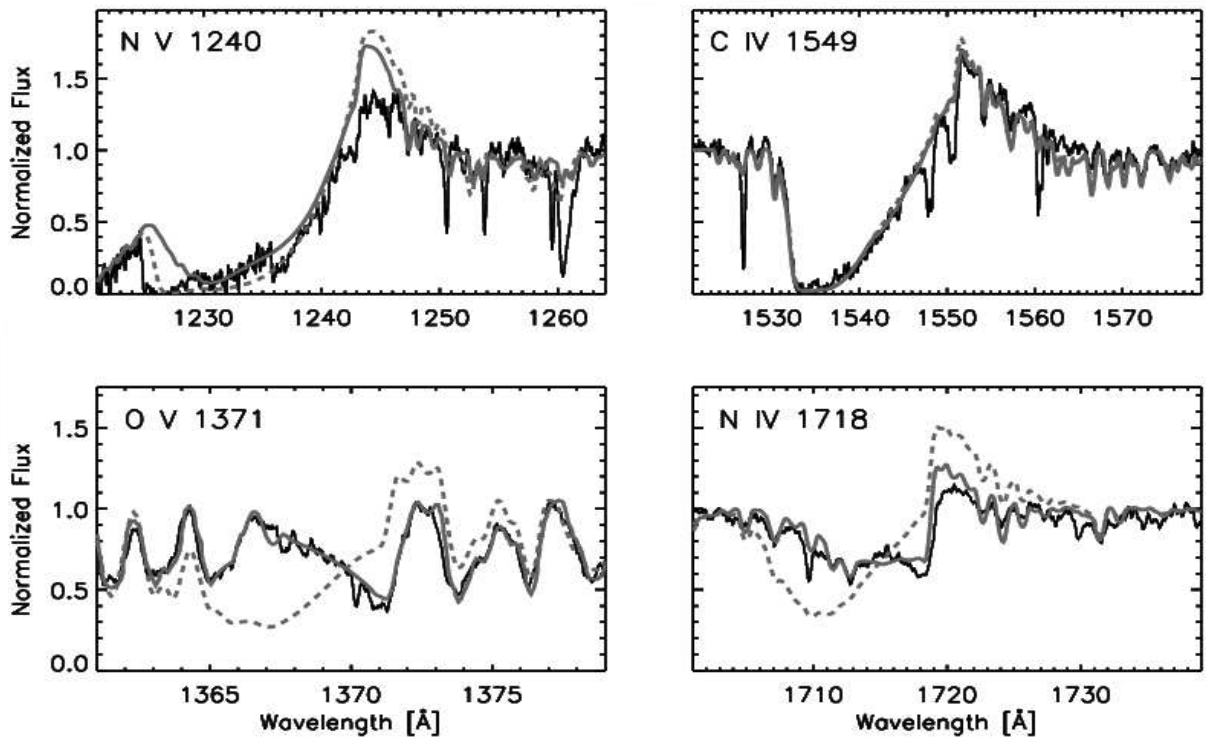


Figura 4.8: Ajuste ao espectro observado da estrela HD 96715, uma supergigante O. As linhas escuras sólidas correspondem às observações, as linhas tracejadas cinzas aos modelos sem “clumping” e as sólidas cinzas a modelos com “clumping”. Figura extraída de Bouret et al. (2005), que utilizaram o CMFGEN.

Existem consequências importantes ao adotarmos modelos de atmosferas não homogêneas, i.e., com “clumping”. O efeito imediato é uma diminuição na perda de massa da estrela. Quando um modelo homogêneo, que reproduz o espectro de uma estrela satisfatoriamente, é substituído por outro com “clumping”, o espectro observado não será bem reproduzido automaticamente. Para tanto, a perda de massa deve ser geralmente diminuída por um fator  $\sim 2 - 5$  vezes. Fica óbvio portanto que este efeito pode ser de grande importância na vida de uma estrela, uma vez que a perda de massa influencia consideravelmente trajetórias evolutivas (veja Meynet & Maeder 2005 e suas referências).

Uma outra consequência importante é a redução da eficiência do vento radiativo  $\eta = \dot{M}v_{\infty}/(L/c)$ , que é a razão entre o momento do vento estelar e o momento fornecido pelo campo de radiação. Como é bem conhecido na literatura, ao invés desse parâmetro ser no

máximo a unidade, em algumas estrelas seu valor chega a assumir algumas dezenas. Esta discrepância parece indicar que o vento não deve ser mantido somente por pressão de radiação. Apesar de certos trabalhos (veja por exemplo Lucy & Abbott 1993; Springmann 1994) apresentarem uma explicação alternativa para esta discrepância, é fundamental considerar também a redução de  $\eta$  por  $\dot{M}$ .

Por último, destacamos que a inclusão de “clumping” pode alterar a relação *momento do vento estelar-luminosidade* (Puls et al. 1996). Por consequência, a utilização desta relação na determinação de distâncias extragaláticas pode ser afetada.

### Implementação de “clumping” pelo CMFGEN :

Apesar de não termos ainda uma descrição detalhada acerca da natureza do “clumping”, diversos trabalhos na literatura levaram Hillier & Miller (1998) a formular as seguintes expressões :

$$f(r) = f_{\infty} + (1 - f_{\infty})e^{-v(r)/v_{cl}}, \quad (4.6)$$

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r) f(r)},$$

A função  $f(r)$  é chamada de fator de preenchimento e se relaciona com a equação da continuidade conforme a última expressão. As funções  $\rho(r)$  e  $v(r)$  são a estrutura de densidade e o campo de velocidades;  $f_{\infty}$  o fator de preenchimento em  $v_{\infty}$ ;  $v_{cl}$  é a velocidade onde o “clumping” se torna importante (da ordem de dezenas de  $\text{km s}^{-1}$ ). Conforme pode ser verificado, com  $f_{\infty} = 0.1$ , a densidade  $\rho(r)$  é aproximadamente 10 vezes maior que a densidade de um vento homogêneo ao nos aproximarmos de  $v_{\infty}$ . A densidade  $\bar{\rho} = f(r)\rho(r)$  é considerada a densidade média, equivalente a densidade do modelo homogêneo.

Esta descrição têm fornecido ajustes espectrais bem razoáveis para linhas de diferentes potenciais de ionização (Bouret et al. 2005). Por serem formadas em diferentes partes do vento estelar, a dependência espacial da equação 4.6 é justificada como sendo uma boa aproximação a este formidável problema.

## 4.7 Parâmetros de entrada e saída

### Parâmetros de entrada

Os parâmetros de entrada do CMFGEN são basicamente : a perda de massa  $\dot{M}$ , a velocidade terminal  $v_\infty$ <sup>8</sup>, a luminosidade  $L$ , o raio  $R_*$  e as abundâncias químicas de cada elemento  $\{X_i\}$ . A temperatura  $T_*$  da estrela é determinada a partir de  $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$ , onde  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann. Como as atmosferas em questão são estendidas, o conceito de temperatura na verdade é diferente dos casos plano paralelos, onde  $T_*$  é também a temperatura efetiva  $T_{eff}$ <sup>9</sup>. Em nosso caso, definimos  $T_{eff}$  onde a profundidade ótica de Rosseland é igual a  $2/3$ .

Conforme apresentamos na seção 4.2, as populações de todos os níveis, de todos os íons presentes, devem ser especificadas. Contudo, diferentemente dos parâmetros de entrada, que são fixos, as populações são iteradas pelo CMFGEN. Dito de outra forma, as populações iniciais são modificadas de modo a satisfazer as equações de transporte, de equilíbrio estatístico e radiativo, para o conjunto de parâmetros  $\{\dot{M}, v_\infty, L, R_*, X_i\}$  escolhido.

Para darmos uma idéia prática de como o código funciona, descreveremos abaixo os principais arquivos de entrada :

- VADAT → onde entram os parâmetros de entrada  $\{\dot{M}, v_\infty, L, R_*, X_i\}$ ; parâmetros controlando a convergência; o intervalo espectral de interesse; os processos físicos especiais a serem incluídos (p.e. troca de carga) e etc;
- MODEL\_SPEC → no qual entram as espécies atômicas, ou seja, o número de níveis e super-níveis considerados para cada íon, e também a quantidade de pontos na atmosfera (levada em conta na discretização da mesma);
- XyZ\_IN → populações iniciais do íon XyZ. São vários arquivos para cada espécie presente (p.e. CIII\_IN, CIV\_IN, etc.);
- IN\_ITS → onde é determinado o número de iterações. Pode ser alterado durante a execução do programa.

---

<sup>8</sup>o campo de velocidades  $v(r)$  é uma lei  $\beta$  (com  $\beta = 1$ ) em todos os modelos desta tese.

<sup>9</sup>utilizaremos esta notação por toda a tese (oriunda da abreviação do inglês “effective”).

Geralmente criamos um diretório para cada modelo, e então, com os arquivos acima presentes (e alguns outros de menor importância que não entraremos em detalhes aqui), basta executar um simples arquivo do tipo “shell” do LINUX. Através dele, será executado o código CMFGEN (CMFGEN\_DEV.EXE), que se localiza em outro diretório.

### Parâmetros de saída

Ao terminar sua execução, o código CMFGEN cria diversos arquivos de saída. Alguns deles têm como finalidade apenas a confirmação da convergência. Uma outra parte apresenta a solução do problema, ou seja, o espectro teórico e as populações atômicas (arquivos do tipo CIIIOUT, FeVIIOUT, etc.). Com relação a convergência, ela pode ser checada pela conservação da luminosidade em cada ponto da atmosfera, pela recuperação do equilíbrio termodinâmico local (ETL) ao nos aproximarmos do raio  $R_*$  da estrela, além de outras maneiras. A fig. 4.9 mostra um exemplo para dois níveis do C III :  $1s^22s^2$  ( $^1S_o$ ) (fundamental) e  $1s^22s3s$  ( $^1S_o$ ) (excitado). Conforme esperado, o coeficiente do desvio do ETL ( $b$ ) se aproxima da unidade ao chegarmos próximos à  $R_*$ . Isto pode ser verificado para todos os níveis de todos os íons.

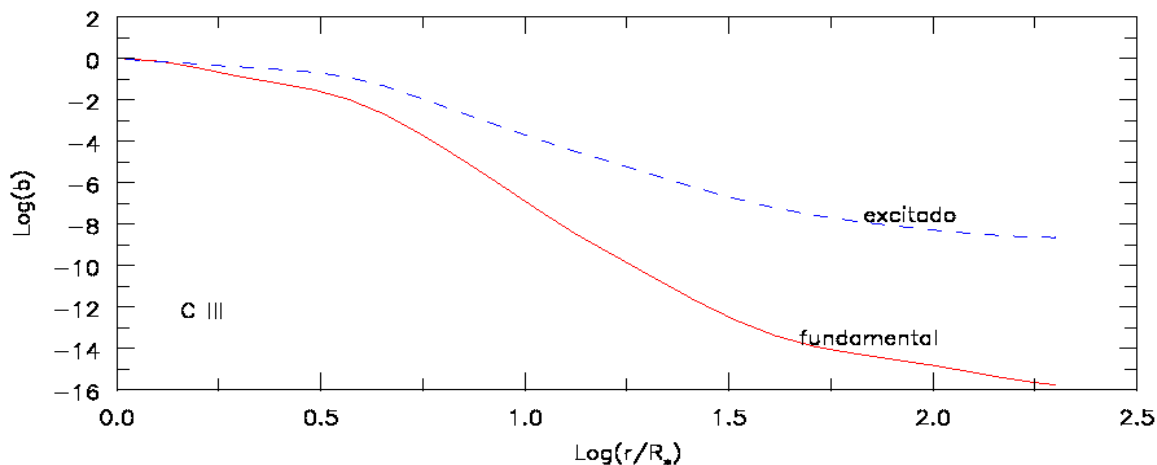


Figura 4.9: Coeficiente de desvio do equilíbrio termodinâmico local ( $b$ ) em função da distância  $r$  para o estado  $1s^22s^2$  ( $^1S_o$ ) (fundamental) e  $1s^22s3s$  ( $^1S_o$ ) (excitado) do C III. Próximo à estrela, este coeficiente se aproxima da unidade indicando a convergência do modelo.

É bastante importante ressaltar que o espectro teórico só pode ser comparado com as observações ao passarmos do referencial co-móvel do fluido para o referencial do observador. Para tanto, após a execução do programa CMFGEN\_DEV.EXE devemos utilizar um outro código auxiliar : CMF\_FLUX.EXE. Este programa dura em média 1 hora e fornece dois arquivos : o espectro final (obs\_fin) e o espectro do contínuo (obs\_cont).

## Capítulo 5

# Modelos Teóricos e Comparação com Dados Observacionais

‘‘Se esta máquina te desse de súbito a verdade, não a reconhecerias, porque teu coração não estaria purificado por uma prolongada interrogação.’’

Pêndulo de Foucault, Umberto Eco

Conforme discutimos na primeira parte de nosso trabalho, no capítulo 2, a identificação de linhas espectrais, assim como a medida e comparação de suas larguras equivalentes, são insuficientes para respondermos algumas das questões mais importantes a respeito da evolução das estrelas centrais deficientes em hidrogênio. Para tanto, faz-se necessário o uso de modelos de atmosferas em expansão em equilíbrio termodinâmico não-local (não-ETL). Uma vez estabelecida a base teórica necessária a tais modelos nos capítulos 3 e 4, apresentamos neste capítulo os resultados da análise espectral quantitativa feita com o código CMFGEN das seguintes estrelas centrais : BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905. Inicialmente discutiremos trabalhos anteriores a respeito desses objetos, onde ficará claro as motivações do presente estudo. Depois, apresentaremos os dados observacionais utilizados e a estratégia

adotada para a obtenção dos espectros teóricos. Em seguida, apresentaremos a análise quantitativa detalhada para cada estrela desde o ultravioleta distante até a parte ótica do espectro eletromagnético.

Antes de prosseguirmos, é importante deixar claro que todas as estrelas estudadas aqui são do tipo espectral [WR]. De acordo com o capítulo 2 e o sistema de Crowther et al. (1998), as estrelas BD+303639 e NGC 40 são do tipo [WC9] e [WC8], respectivamente. Já a estrela NGC 5315 é classificada como uma [WC4]-[WO4] e a NGC 6905 como uma [WO1]. Desta forma, temos representantes de duas subclasses distintas de estrelas [WR], i.e., do tipo tardio e inicial (“late” e “early-type”). A análise de estrelas [WELS], PG 1159 e de anãs brancas deficientes em hidrogênio requer a utilização de outro tipo de modelos de atmosferas ou uma adaptação de códigos de atmosferas em expansão (a base da atmosfera deve ser descrita de maneira apropriada, ou seja, coerente com a situação de equilíbrio hidrostático).

É importante também ressaltar que optamos por analisar uma pequena amostra de estrelas, porém de forma bastante detalhada e em um amplo intervalo espectral. Uma outra razão para essa escolha diz respeito ao alto custo computacional, que como deixamos claro no capítulo anterior, se deve a física atômica robusta levada em conta pelo CMFGEN. Mesmo com poucos objetos, conseguimos atacar importantes questões encontradas na literatura. Elas serão discutidas em mais detalhes no capítulo 6. Por agora, nos limitaremos principalmente na reprodução teórica dos espectros observados.

## 5.1 Modelos anteriores para estrelas [WR] - motivações de nosso trabalho

Entre cerca de 75 estrelas [WR] conhecidas na Galáxia, 24 foram analisadas por modelos de atmosferas em expansão<sup>1</sup> (veja Koesterke 2001). Praticamente todos os trabalhos foram feitos pelo grupo de Potsdam, na Alemanha (Leuenhagen et al. 1996; Koesterke & Hamann 1997a,b; Leuenhagen & Hamann 1998; Hamann et al. 2003; Stasińska et al. 2004), com um código que resolve a equação de transporte radiativo no referencial co-móvel com o fluido em expansão de maneira similar ao CMFGEN. Todavia, todos os modelos utilizados por esse grupo não levaram em conta o efeito da opacidade das linhas (“line-blanketing”) e nem

---

<sup>1</sup>na Grande Nuvem de Magalhães existem somente duas [WR] estudadas : uma [WC] e uma [WN]



consideraram o fato das atmosferas poderem ser não homogêneas (“clumping”). Um outro ponto que merece a atenção é que os modelos atômicos eram bastante simples. O foco da análise foi a parte ótica do espectro com o ajuste principalmente das linhas do He, C e O. Dada as limitações da época, elementos mais pesados como o Fe também não foram levados em consideração, comprometendo muitas vezes a análise do ultravioleta. As exceções são os trabalhos mais recentes de Hamann et al. (2003) e de Stasińska et al. (2004), dedicados a duas estrelas na Grande Nuvem de Magalhães. Nesses dois trabalhos, o nível de sofisticação utilizado é equivalente ao nosso.

O código CMFGEN também já foi utilizado na análise de estrelas [WR]. De Marco & Crowther (1998;1999) analisaram três estrelas do tipo [WCL], porém ainda sem a inclusão dos dois efeitos supracitados. Mais recentemente, também com o CMFGEN e com a mesma versão utilizada aqui, Herald & Bianchi (2004b) analisaram uma estrela [WC] na Grande Nuvem de Magalhães (a mesma estudada pelo grupo de Potsdam) e Crowther et al. (2005) apresentaram uma comparação entre a estrela Wolf-Rayet HD 164270 (de alta massa) e a estrela central BD+303639, ambas da mesma classe espectral, mas com status evolutivos bem diferentes.

Conforme foi mostrado no capítulo 4, a inclusão de “line-blanketing” e “clumping” têm consequências importantes na determinação dos parâmetros físicos de uma estrela. Por um lado, este último efeito pode reduzir a perda de massa por um fator de  $\sim 3-5$  vezes, além de reproduzir melhor certas linhas espectrais. Por outro lado, ao incluirmos “line-blanketing” podemos alterar a temperatura da estrela, o que significa uma modificação na estrutura de ionização da atmosfera e na intensidade de algumas transições como o C III  $\lambda 5696$  e o C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$  (Hillier & Miller 1998).

O fato de levarmos em conta os efeitos “line-blanketing” e “clumping”, uma física atômica robusta, vários íons de várias espécies diferentes e um amplo intervalo espectral, são as principais motivações de nosso estudo. Sem dúvida, até o presente momento, podemos concluir que os modelos a serem apresentados nas próximas seções fornecem a descrição mais realística disponível da atmosfera das estrelas de nossa amostra. Por consequência, algumas questões importantes na literatura puderam ser investigadas. Elas serão descritas no capítulo seguinte.

## 5.2 Dados observacionais

Para a determinação dos parâmetros físicos e das abundâncias químicas das estrelas de nossa amostra, reunimos dados desde o ultravioleta distante até a parte ótica do espectro. Existem várias vantagens de se ter um amplo intervalo espectral para uma análise espectroscópica quantitativa. Algumas delas são :

- a distribuição de energia do espectro estelar é melhor vista;
- com um número maior de transições disponíveis, novas linhas diagnóstico podem ser encontradas;
- temos a chance de identificar novos elementos no espectro.

Todos esses fatos permitem uma análise mais confiável, já que o número de características espectrais a serem reproduzidas pode aumentar consideravelmente.

Os dados na parte ótica do espectro das estrelas BD+303639 e NGC 5315 foram obtidos no telescópio de 1.52m do ESO, em La Silla, no Chile. Os detalhes observacionais já foram apresentados anteriormente na seção 2.3.1. Os espectros das estrelas NGC 40 e NGC 6905 foram gentilmente cedidos pelo Dr. Paul Crowther, da Universidade de Sheffield, na Inglaterra. Os dados foram obtidos através do telescópio Isaac Newton (INT), de 2.5m, em La Palma, Espanha. Neste caso, o intervalo espectral é de  $\sim 3600 - 6800\text{\AA}$ . A resolução é  $\sim 1.5\text{\AA}$  para a estrela NGC 40 e  $\sim 3\text{\AA}$  para a NGC 6905. Mais detalhes podem ser vistos em seu trabalho, Crowther et al. (1998).

Com relação ao ultravioleta, utilizamos dados de baixa e alta resolução de dois satélites espaciais : *IUE* (“International Ultraviolet Explorer”) e *FUSE* (“Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer”). Todos eles foram obtidos através do *MAST*<sup>2</sup> e são de domínio público. A cobertura dos dados do *IUE* é  $\sim 1100 - 3200\text{\AA}$ . Já nos dados *FUSE* a cobertura é de  $\sim 1087 - 1182\text{\AA}$  para as estrelas BD+303639, NGC 40 e NGC 5315, e, no caso da estrela NGC 6905, temos  $\sim 980 - 1182\text{\AA}$ . A tabela 5.1 mostra todos os arquivos utilizados. Os dados do *FUSE* possuem uma resolução de  $\sim 0.1\text{\AA}$ . Os arquivos do *IUE* marcados com asterísticos apresentam uma resolução de  $\sim 0.2\text{\AA}$  e os demais  $\sim 6\text{\AA}$ . Outros detalhes observacionais podem ser vistos no *MAST*.

---

<sup>2</sup>Multimission Archive at Space Telescope - <http://archive.stsci.edu/>

Tabela 5.1: Dados do ultravioleta distante e próximo.

Estrela	Arquivos <i>FUSE</i>	Arquivos <i>IUE</i>
BD+303639	A0850301000	SWP 51870*
		LWR 06924*
NGC 40	A0850101000	SWP 41288*
		LWR 20967
NGC 5315	A1490303000	SWP 36245
		LWR 01779
		LWP 15000
		SWP 36244
NGC 6905	A1490202000	SWP 14401
		SWP 13404
		LWR 10067

### 5.3 Estratégia utilizada na análise

Os parâmetros de entrada básicos do CMFGEN são<sup>3</sup> :  $\{L, R_*, \dot{M}, v(r), X_i\}$ . Como o espaço de parâmetros é bastante grande, nós adotamos uma estratégia em nossa análise. A lei de velocidades  $v(r)$  considerada é uma lei  $\beta$  simples, com  $\beta = 1$  em todos os modelos (veja seção 4.1). O valor da velocidade terminal  $v_\infty$  é determinado a partir de perfis P-Cygni não saturados ou é adotado a partir de estudos anteriores. Tal escolha para  $v(r)$  é devida a falta de informações observacionais para restringirmos melhor a sua forma e por não resolvermos o problema acopladamente com a hidrodinâmica. A luminosidade  $L$  foi fixa em  $5000L_\odot$  em todos os modelos. Este valor é aproximadamente o esperado após a evolução de uma estrela de  $\sim 3M_\odot$  da Sequência Principal até a fase de estrela central de nebulosa planetária (Blöcker 2001; Althaus et al. 2005). Em geral adotamos um valor arbitrário inicial para a perda de massa  $\dot{M}$ . O raio da estrela  $R_*$  é então estimado e mudado para que através da expressão  $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$  nos dê a temperatura estelar  $T_*$  que possa reproduzir razões de

<sup>3</sup>denotamos  $X_i$  como sendo a abundância química.

linhas específicas (p.e. O V e O VI). Depois, a perda de massa é mudada até chegarmos a um espectro teórico satisfatório. As mudanças nas abundâncias químicas são o último passo em nossa análise. O hidrogênio não é considerado em nenhum de nossos modelos. Inicialmente adotamos frações de massa arbitrárias para os elementos He, C e O ( $\beta_{He}$ ,  $\beta_C$ ,  $\beta_O$ ). Depois, determinamos  $\beta_{He}$  e  $\beta_C$  mais precisamente utilizando as linhas do He II  $\lambda 5412$  e C IV  $\lambda 5470$ , embora em alguns casos tenhamos tido a necessidade de nos apoiarmos também em outras transições (p.e. C III  $\lambda 5696$ ). Já para determinarmos  $\beta_O$ , utilizamos a linha O III-V  $\lambda 5593$  e as transições do O III no intervalo  $\sim 2900 - 3100 \text{ \AA}$ , no ultravioleta. Inicialmente começamos com modelos atômicos simples, considerando somente íons dos elementos He, C, O e Fe. Depois, gradualmente adicionamos novas espécies e verificamos seu impacto no espectro resultante. Essa abordagem nos permitiu determinar e ajustar algumas linhas que previamente não foram identificadas, como o P V e o Al III no ultravioleta.

Levamos em conta que as atmosferas não são homogêneas em todos os modelos (i.e., utilizamos “clumping”). O fator de preenchimento  $f_\infty$  foi fixado em 0.1 e consideramos o “clumping” importante a partir de  $100 \text{ km s}^{-1}$ . É bastante importante ressaltar que se não considerarmos este efeito e aumentarmos a perda de massa por um fator  $1/\sqrt{f_\infty}$ , o espectro resultante é praticamente o mesmo, salvo algumas linhas que são sensíveis a ele. Desta forma, se a presença de “clumping” é confirmada em alguns objetos (como de fato acontece nas estrelas BD+303639 e NGC 40), utilizamos a perda de massa  $\dot{M}$  com  $f_\infty = 0.1$ . Do contrário, podemos utilizar a perda de massa sem “clumping”,  $\dot{M}_{nc}$  ( $=\dot{M}/\sqrt{f_\infty}$ ), com os mesmos demais parâmetros.

No que diz respeito a distância  $d$ , uma vez a luminosidade estando fixa, nós utilizamos valores que reproduzissem o contínuo observado. Nossos parâmetros todavia, podem sempre ser transformados para uma eventual nova distância  $d'$  pelas relações encontradas em Hillier & Miller (1999) :

$$L' = L \left( \frac{d'}{d} \right)^2,$$

$$R'_* = R_* \frac{d'}{d},$$

$$\dot{M}' = \dot{M} \left( \frac{d'}{d} \right)^{3/2},$$

que são facilmente obtidas ao impormos ao novo espectro o mesmo fluxo observado e o mesmo raio transformado  $R_T$  (veja apêndice C), deixando fixos os valores de  $v_\infty$  e  $T_*$ , que são independentes da distância.

A estratégia descrita acima foi utilizada em todos os objetos de nossa amostra. Apresentaremos nas próximas seções os resultados encontrados para cada estrela.

## 5.4 BD+303639

A nebulosa planetária BD+303639 é sem dúvida uma das mais importantes e estudadas na Galáxia<sup>4</sup>. Trabalhos recentes têm mostrado aspectos interessantes sobre este objeto : ela emite raios-X, apoiando a idéia de que ela pode ter sido formada pela interação de ventos estelares (veja seção 1.3 e os artigos de Arnaud et al. 1996; Kastner et al. 2000; Maness et al. 2003), apresenta simultâneamente envelopes de poeira rica em oxigênio e carbono (Waters et al. 1998) e apresenta também estruturas simétricas em expansão como nunca antes observadas (com uma velocidade de  $\pm 50 km/s$ , em forma de jatos), com emissões de monóxido de carbono (Bachiller et al. 2000). Apesar de todos os esforços para entender sua natureza e evolução, poucos trabalhos foram feitos tendo como objetivo sua estrela central<sup>5</sup>.

Leuenhagen et al. (1996) foram os primeiros a utilizarem modelos de atmosferas em expansão para analisar a BD+303639. No entanto, conforme discutido previamente, seu modelo não levou em conta “line-blanketing” e nem “clumping”, e o modelo atômico considerado era bastante simples, com íons apenas dos elementos H, He, C e O. Portanto, a análise do ultravioleta se restringiu apenas ao contínuo. Por essas razões, o nosso modelo apresenta uma superioridade considerável. É importante dizer que recentemente, Crowther et al. (2005) também analisaram a BD+303639 utilizando o CMFGEN. Todavia, o foco de seu trabalho é a estrela WR (de alta massa) HD 164270 e uma comparação com a BD+303639 é feita pelo fato de as duas pertencerem a mesma classe espectral.

A distância a este objeto é bastante controversa. Trabalhos na literatura apresentam um intervalo de valores de 1 – 2.8kpc. O valor que nós utilizamos para ajustar o contínuo é

---

<sup>4</sup>Até onde sabemos o primeiro estudo publicado a respeito deste objeto data de 1893, devido a Campbell (A&A 12, 913). Por isso, essa nebulosa também tem seu nome.

<sup>5</sup>de agora em diante, nos referiremos apenas à estrela central.

1.2kpc, que é o mesmo obtido por Li et al. (2002) a partir da expansão nebular inferida (a partir de observações separadas por  $\sim 6$  anos) com o telescópio espacial *Hubble*.

O modelo atômico utilizado em nossa análise se encontra na tabela 5.2. Ao todo, 4428 níveis foram incluídos, que com o uso de *superníveis*, foi reduzido para 1391. Isto correspondeu a um total de 79756 transições. A memória computacional necessária para o modelo final foi de 3.5Gb RAM.

### 5.4.1 Ótico

Mostramos na fig. 5.1 o espectro ótico observado e o nosso modelo final para a BD+303639. Além das linhas originadas no vento estelar, observamos também algumas linhas nebulares contaminando o espectro. Isso acontece porque em geral é bastante difícil observar somente a estrela central. Elas foram identificadas como :  $H\delta$ ,  $H\gamma$ , [O III]  $\lambda 4959$ ,  $\lambda 5007$ , [N I]  $\lambda 5199$ , [Cl III]  $\lambda 5538$ , [N II]  $\lambda 5754$  e He I  $\lambda 5876$  (contaminando a linha estelar). Em alguns casos como o He I  $\lambda 5876$ , podemos ter o perfil como sendo a soma da linha estelar e nebular, i.e., vemos uma base larga com uma emissão estreita no centro, respectivamente. Uma resolução melhor que  $2\text{\AA}$  é necessária para separar as diferentes contribuições.

No intervalo  $4000 - 5000\text{\AA}$  o modelo apresenta um bom acordo com o espectro estelar observado. No entanto, tivemos dificuldades em reproduzir o perfil em  $\lambda 4650\text{\AA}$ , que é formado principalmente por C III e também C IV, e o perfil teórico é menos intenso que o observado. Uma transição importante que merece destaque é o Si IV  $\lambda 4089$ , que permite obter a abundância do silício (discutiremos este fato no capítulo 6). Por outro lado, nosso ajuste à região  $5000 - 6000\text{\AA}$  é excelente, apresentando poucas discrepâncias.

É importante ressaltar que o perfil da linha C III  $\lambda 5696$  é melhor reproduzido após a inclusão de “clumping”. Isto é mostrado na fig. 5.2. Em um modelo homogêneo, a asa do C III  $\lambda 5696$  é maior do que a observada, o que se deve a influência do espalhamento eletrônico. Conforme demonstrado pela primeira vez por Hillier (1991), a inclusão de “clumping” implica em uma redução desta asa e pode permitir um melhor ajuste às observações. De fato, a presença de “clumping” na BD+303639 foi identificada por Acker et al. (1997) e Grosdidier et al. (2000) através do estudo de estruturas se movendo no topo dessa linha. A interpretação desses autores é que essa variabilidade representa aglomerações de matéria (“clumps”) se movendo em direção ao meio interestelar.

Tabela 5.2: Modelo atômico para a BD+303639.

Íon	Número de níveis	Número de superníveis
He I	39	27
He II	30	13
C II	338	104
C III	243	99
C IV	64	49
O II	111	30
O III	349	267
O IV	72	30
O V	91	31
O VI	19	13
Ne II	48	14
Ne III	71	23
Ne IV	52	17
Mg II	45	18
Al II	58	38
Al III	45	17
Si II	80	52
Si III	45	25
Si IV	38	27
P V	62	16
S III	14	11
S IV	23	19
S V	22	21
S VI	19	17
Ar III	36	10
Ar IV	61	19
Ar V	36	18
Ca II	46	17
Ca III	110	33
Ca IV	193	34
Ca V	121	45
Ca VI	108	47
Fe III	477	61
Fe IV	1000	100
Fe V	182	19
Fe VI	80	10

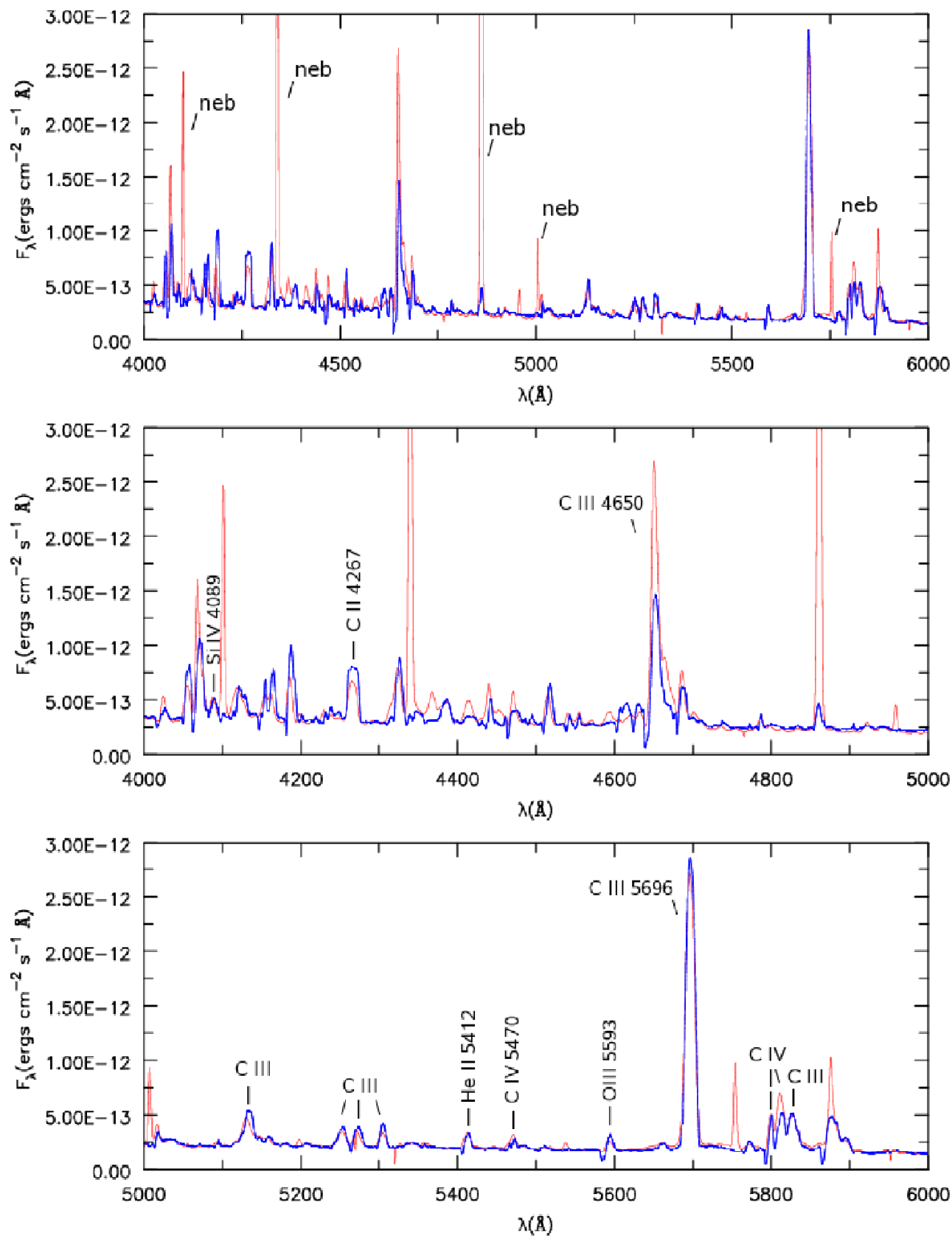


Figura 5.1: Espectro óptico observado da estrela BD+303639 (telescópio ESO/1.52m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).



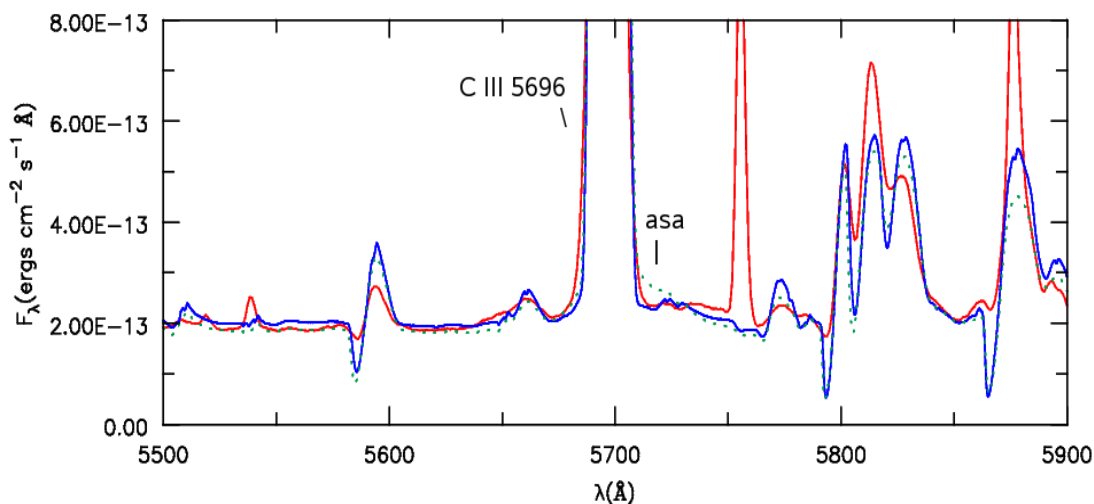


Figura 5.2: Efeito do “clumping” na asa da linha C III  $\lambda 5696$ . Linha vermelha (ou cinza) : espectro observado. Linha pontilhada : espectro teórico sem “clumping”. Linha azul (ou mais escura) : espectro teórico com “clumping”.

### 5.4.2 Ultravioleta próximo e distante

O espectro ultravioleta de alta resolução do telescópio *IUE* e o nosso modelo são mostrados nas figuras 5.3 e 5.4. O avermelhamento considerado é  $E(B-V) = 0.34$  (Bernard-Salas et al. 2003), mas este valor não permite o ajuste de todo o contínuo. No óptico e entre  $1000 - 1500 \text{ \AA}$  nós utilizamos um valor levemente diferente,  $E(B-V) = 0.40$ . Acreditamos que erros na calibração em fluxo possam ser a razão principal desta pequena diferença.

Com relação ao intervalo  $\sim 1100 - 2000 \text{ \AA}$ , as linhas mais proeminentes são : Si IV ( $\lambda 1394$ ,  $\lambda 1403$ ), C II ( $\lambda 1335$ ) e C III ( $\lambda 1246$ ,  $\lambda 1308$ ,  $\lambda 1909$  e  $\lambda 1923$ ). A grande quantidade de linhas no intervalo de  $\sim 1400 - 1900 \text{ \AA}$  merece destaque. Na fig. 5.5 mostramos dois espectros teóricos : um com todas os íons presentes e outro somente com a contribuição do Fe IV. Verifica-se que praticamente todas as transições nessa região são devidas a este íon. É importante ter em mente que somente nos últimos anos alcançamos o nível de aperfeiçoamento necessário para se reproduzir o ultravioleta rico em linhas do Fe IV como o mostrado na fig. 5.3, o que abre a possibilidade de determinarmos sua abundância.

Devido a alta resolução do espectro *IUE*, verificamos que o espectro logo após  $\sim 1850 \text{ \AA}$

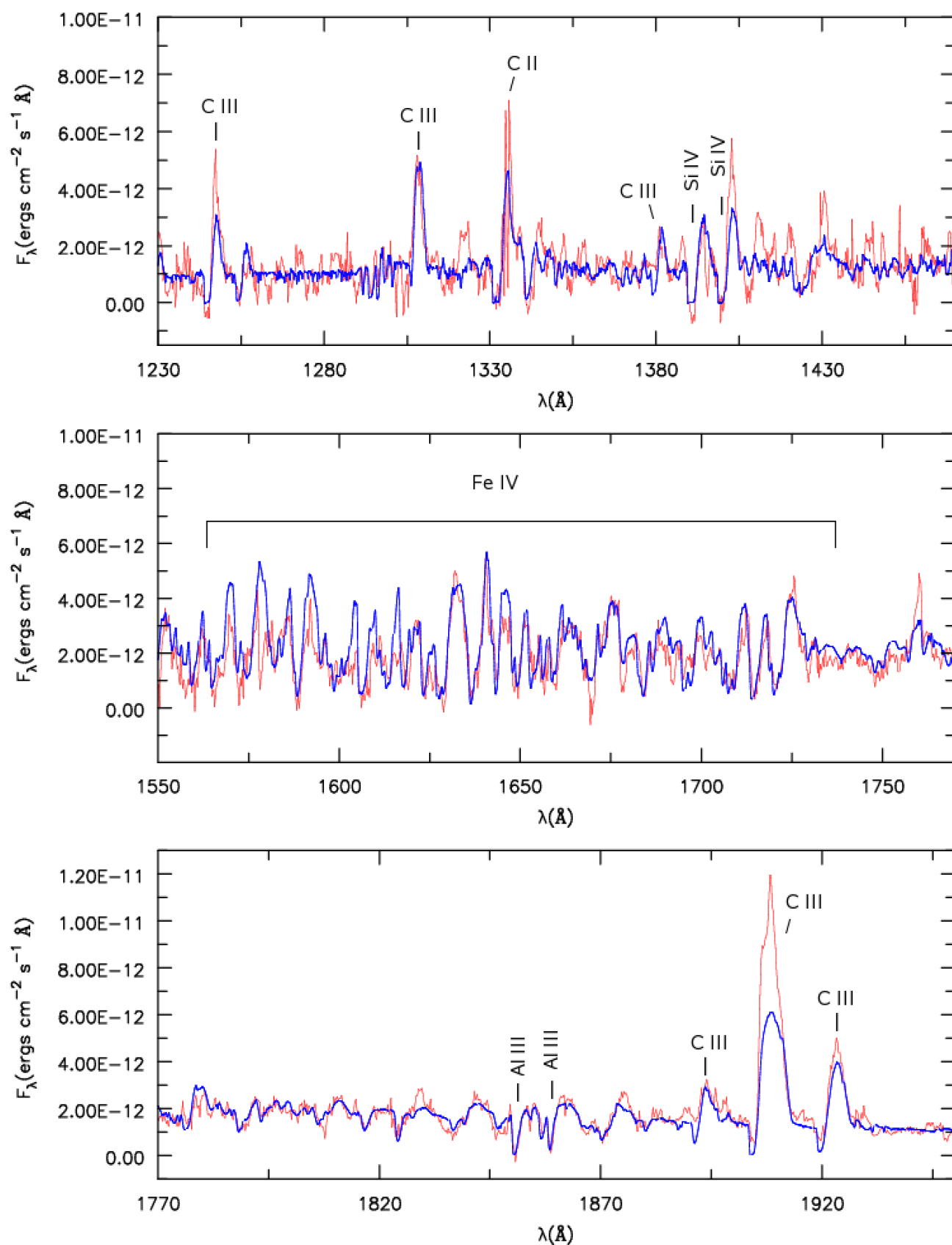


Figura 5.3: Espectro ultravioleta observado da estrela BD+303639 (telescópio espacial *IUE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

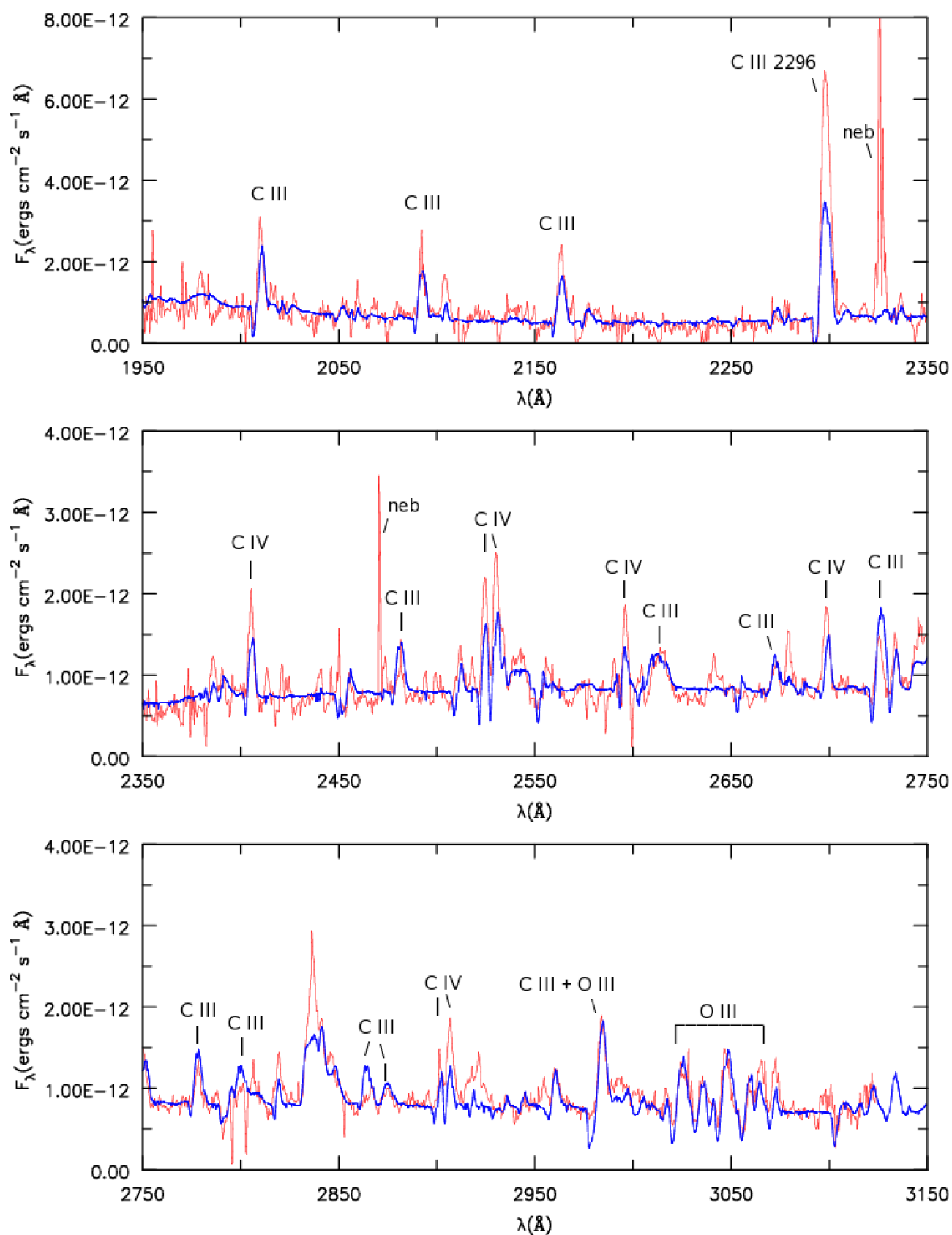


Figura 5.4: Espectro ultravioleta observado da estrela BD+303639 (telescópio espacial *IUE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

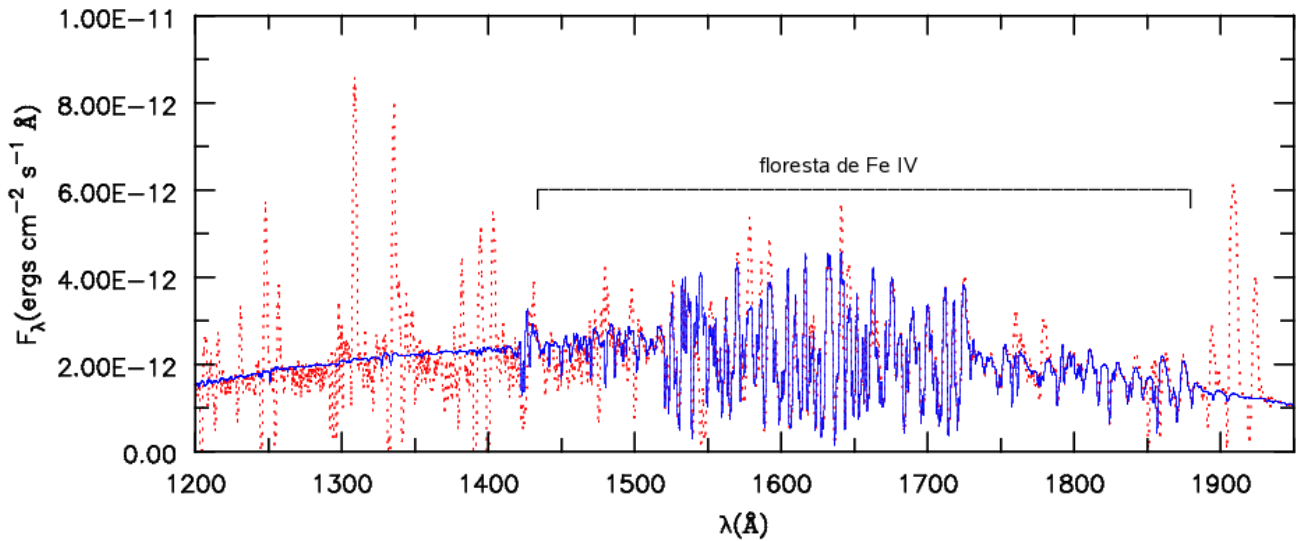


Figura 5.5: Espectro teórico com todos os íons (linha pontilhada) e outro com somente o Fe IV (linha azul ou sólida).

pôde apenas ser reproduzido após a inclusão do Al III, o que deu origem às transições  $\lambda 1855$  e  $\lambda 1863$  ( $3p^2P^o - 3s^2S$ ). A linha C III  $\lambda 1909$  não foi bem reproduzida. Porém, lembramos que é possível uma contaminação nebular nesta mesma transição, como foi visto no caso da estrela NGC 5315 e NGC 6905, a ser mostrado mais adiante.

Infelizmente, a razão sinal-ruído da região  $\sim 2000 - 3100\text{\AA}$  não é tão boa se comparada com o intervalo  $\sim 1100 - 2000\text{\AA}$ . Mesmo assim, várias linhas puderam ser identificadas, como por exemplo : C III ( $\lambda 2010, \lambda 2092, \lambda 2163, \lambda 2297$  e  $\lambda 2726$ ), C IV ( $\lambda 2405, \lambda 2524, \lambda 2530, \lambda 2698$ ) e duas linhas do He II ( $\lambda 2511$  e  $\lambda 2733$ ). O intervalo  $\sim 2900 - 3100\text{\AA}$  apresenta linhas importantes do O III e foi usado para a determinação da abundância do oxigênio, como será visto adiante.

Analisamos o espectro *FUSE* da BD+303639 por meio de modelos de atmosferas pela primeira vez. Esse telescópio espacial possui quatro espelhos (canais) que cobrem diferentes intervalos de comprimento de onda. Em nossa análise, utilizamos somente observações feitas pelo canal LiF2A (correspondentes a  $1087 - 1182\text{\AA}$ ), que foram adicionadas para o aumento do sinal-ruído. O software utilizado para tanto foi o *IRAF*. No caso da BD+303639, os outros canais apresentam espectros com fortes absorções de  $H_2$  interestelar. Apesar de ser

uma pequena região, ela foi bastante útil em nossa análise. Na fig. 5.6 mostramos o nosso ajuste.

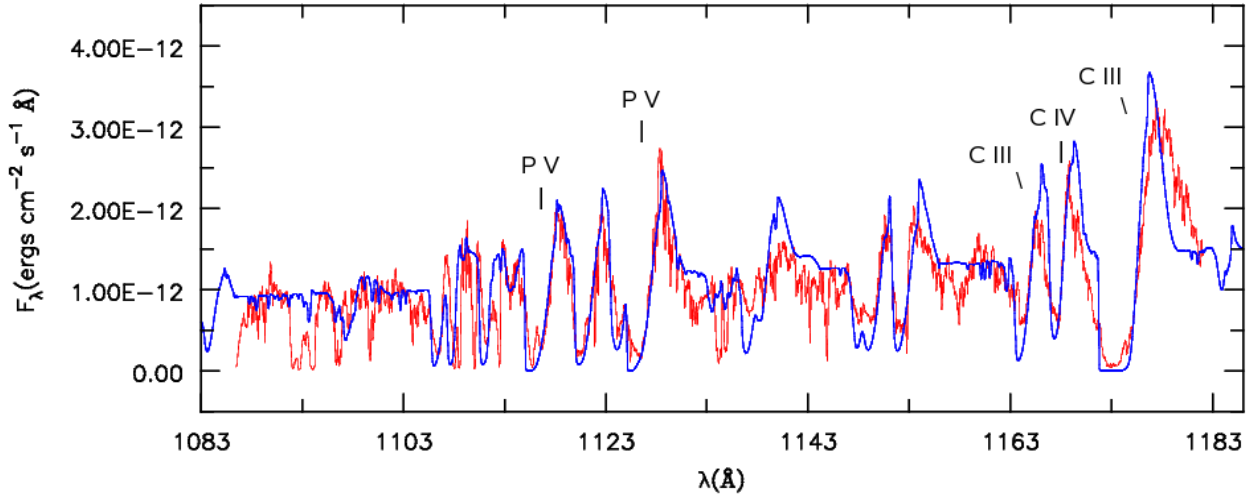


Figura 5.6: Espectro observado no ultravioleta distante (telescópio espacial *FUSE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura). As transições marcadas correspondem ao P V  $\lambda 1118$  e  $\lambda 1128$  ( $3p^2P^o - 3s^2S$ ).

Inicialmente, o ajuste obtido entre  $\sim 1100 - 1130\text{\AA}$  não foi satisfatório, pois as linhas em P-Cygni em  $1118\text{\AA}$  e  $1128\text{\AA}$  não foram reproduzidas. Esta discrepância foi corrigida ao adicionarmos o elemento fósforo ao modelo atômico. As transições  $1118\text{\AA}$  e  $1128\text{\AA}$  foram então identificadas com o íon P V ( $3p^2P^o - 3s^2S$ ). Assim como o silício, o fósforo tem uma importância particular no contexto da nucleossíntese que ocorre quando as estrelas estão no ramo AGB. Voltaremos a este assunto mais tarde. Além do P V, identificamos também nesta região o C III  $\lambda 1165$ , C IV  $\lambda 1169$  e C III  $\lambda 1176$ .

Mostramos por último na fig. 5.7, por completeza, o contínuo teórico e todos os espectros observados. Junto com as figuras anteriores, podemos ter uma boa compreensão das principais características da estrela central BD+303639.

### 5.4.3 Parâmetros físicos e abundâncias químicas

Os parâmetros físicos e as abundâncias químicas para a BD+303639, obtidas a partir dos ajustes mostrados na seção anterior são :

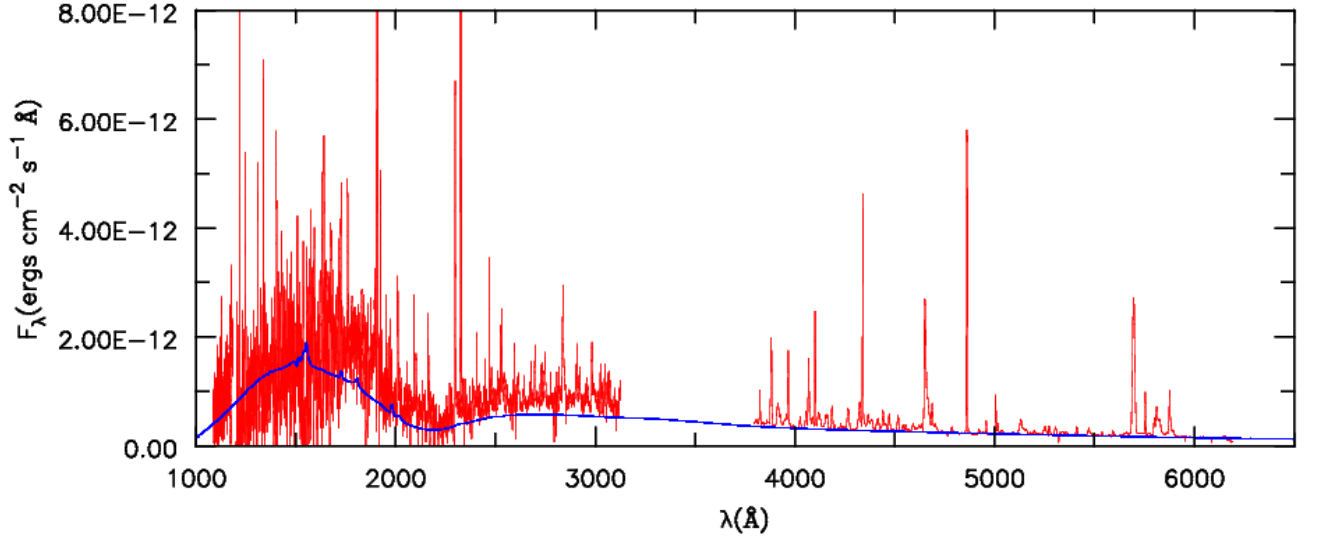


Figura 5.7: Todos os espectros observados (ESO 1.52m + *IUE* + *FUSE*) da estrela BD+303639 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura).

$$R_* = 1R_\odot$$

$$T_* = 48060K, \quad T_{eff} = 46720K$$

$$\text{Log } \dot{M} = -6.30, \quad \text{Log } \dot{M}/\sqrt{f} = -5.80$$

$$v_\infty = 700 \text{ km s}^{-1}, \quad \eta = 3.5$$

$$\text{Log } Q_0 = 47.45, \quad \text{Log } Q_1 = 45.89, \quad \text{Log } Q_2 = 34.28$$

$$[\beta_{He}, \beta_C, \beta_O] = [43, 51, 6] \quad (\% \text{ massa})$$

$$R_T = 14.6 R_\odot.$$

Além dos parâmetros básicos  $\{T_*, R_*, \dot{M}, v_\infty, X_i\}$ , mostramos também a perda de massa<sup>6</sup> de um modelo homogêneo ( $=\dot{M}/\sqrt{f}$ ), a eficiência do momento radiativo  $\eta (= \dot{M} v_\infty c/L)$  e o raio transformado  $R_T$ . Para esses dois últimos parâmetros, o “clumping” é levado em consideração. Uma vez que o CMFGEN calcula o espectro teórico desde o ultravioleta extremo até o infravermelho, podemos calcular também como subproduto dos nossos resultados, o fluxo ionizante para potenciais de ionização importantes. Portanto, mostramos também o número de fótons por segundo após  $912\text{\AA}$  ( $Q_0$ ),  $504\text{\AA}$  ( $Q_1$ ) e  $228\text{\AA}$  ( $Q_2$ ). Estes comprimentos de onda correspondem aos potenciais de ionização do H I, He I e He II, respectivamente. Cada fator  $Q$  é calculado a partir de :

$$Q_i = 4\pi R_{env}^2 \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} d\nu,$$

onde  $R_{env}$  é o tamanho da atmosfera em expansão, que é  $200R_*$  em todos os modelos.

A incerteza estimada na determinação dos parâmetros físicos básicos, para todos os modelos desta tese, é de no máximo  $\sim 20\%$  (a não ser para as abundâncias químicas e em certos casos descritos explicitamente). Preferimos não quantificar a incerteza de cada parâmetro individualmente devido ao enorme custo computacional que seria envolvido. Esta estimativa é baseada na experiência durante o processo de modelagem de cada estrela até a obtenção do modelo final. Conforme dissemos anteriormente, a determinação da temperatura é feita através de mudanças no raio  $R_*$ , uma vez que a luminosidade  $L$  é fixa. Para esta estrela, ela é obtida a partir de razões de linhas do C III e C IV. Com relação à perda de massa, nem sempre dispomos de linhas diagnósticos específicas e muitas vezes olhamos para o espectro como um todo. Geralmente, aumentando (diminuindo) o valor deste parâmetro, aumentamos (diminuímos) a intensidade de várias linhas.

Nossos resultados apresentam algumas diferenças comparados aos de Leuenhagen et al. (1996) (o grupo de Potsdam)<sup>7</sup>. É importante notar que as nossas definições de temperatura da estrela ( $T_*$ ) e temperatura efetiva ( $T_{eff}$ ) são diferentes das utilizadas por esses autores. A nossa  $T_{eff}$  é definida onde a profundidade de ótica de Rosseland ( $\tau_{Ross}$ ) é  $2/3$ . Nesta profundidade ótica, eles derivaram  $\sim 42000K$  enquanto nós obtemos  $\sim 47000K$ . Já a nossa

<sup>6</sup>as perdas de massa estão sempre na unidade de  $M_\odot \text{ ano}^{-1}$

<sup>7</sup>uma tabela com o sumário de nossos resultados para todas as estrelas de nossa amostra e também com resultados de trabalhos anteriores se encontra na seção 5.8

temperatura estelar ( $T_*$ ) é definida onde a profundidade de ótica de Rosseland é 20, e neste caso, nosso valor para a temperatura é  $\sim 48000K$  enquanto eles obtiveram  $\sim 47000K$ . Para compararmos o raio, a luminosidade e a perda de massa, empregamos as relações em Hillier & Miller (1999; apêndice C) nos resultados de Leuenhagen et al. (1996), de onde obtivemos  $R_* = 1.49 R_\odot$ ,  $L = 10282 L_\odot$  e  $\dot{M} = 4 \times 10^{-6} M_\odot yr^{-1}$ . No que diz respeito a perda de massa, nosso resultado com ou sem “clumping” é menor que o valor obtido por eles. Devemos ressaltar que os nossos resultados são um pouco diferentes dos encontrados por Crowther et al. (2005), que como nós, também usaram o CMFGEN. No entanto, dadas as incertezas na determinação dos parâmetros, podemos concluir que os resultados são compatíveis.

A abundância química derivada é  $\beta_{He} = 43\%$ ,  $\beta_C = 51\%$  e  $\beta_O = 6\%$ , o que corresponde a  $C/He = 0.4$  e  $O/He = 0.035$  (abundância relativa em número). Para determinarmos a incerteza nesta determinação, geramos modelos com diferentes valores de  $C/He$  para o  $O/He$  fixo em 0.035. Isto nos permitiu deduzir uma incerteza de aproximadamente  $\pm 0.2$  para o  $C/He$ . A abundância de oxigênio foi determinada a partir das linhas do O III no intervalo  $\sim 2900 - 3100\text{Å}$ . Inicialmente esta região não era reproduzida por nossos modelos. Um número maior de níveis e *superníveis* para o O III resolveu este problema. Depois, notamos ainda que uma abundância menor do que a previamente utilizada melhorou ainda mais o ajuste. Isto está mostrado na fig. 5.8. Outras partes do espectro permaneceram essencialmente as mesmas.

Além de He, C e O, procuramos identificar também nitrogênio (N) no espectro observado. Este elemento nem sempre está presente nas estrelas [WR]. Algumas apresentam emissões claras (p. e. N V  $\lambda 1239$  em Sand 3; Koesterke & Hamann 1997a) e outras nenhum indício. O motivo de tal fato ainda não é bem explicado. No caso da BD+303639, não encontramos nenhuma linha no espectro observado. Se presente na atmosfera, a abundância de nitrogênio é  $\beta_N \leq 0.2\%$ .

Um outro elemento que merece uma atenção especial é o ferro (Fe). Modelos evolutivos para estrelas de massa baixa e intermediária têm previsto que a captura de nêutrons na fase AGB (e pós AGB) é eficiente para transformar o Fe em elementos mais pesados, resultando em uma abundância menor que a solar (Herwig et al. 2003). Por consequência, uma estrela central deve mostrar esse material deficiente em Fe em sua atmosfera em expansão. Motivados por esses estudos, geramos três modelos com as seguintes abundâncias (em massa) :



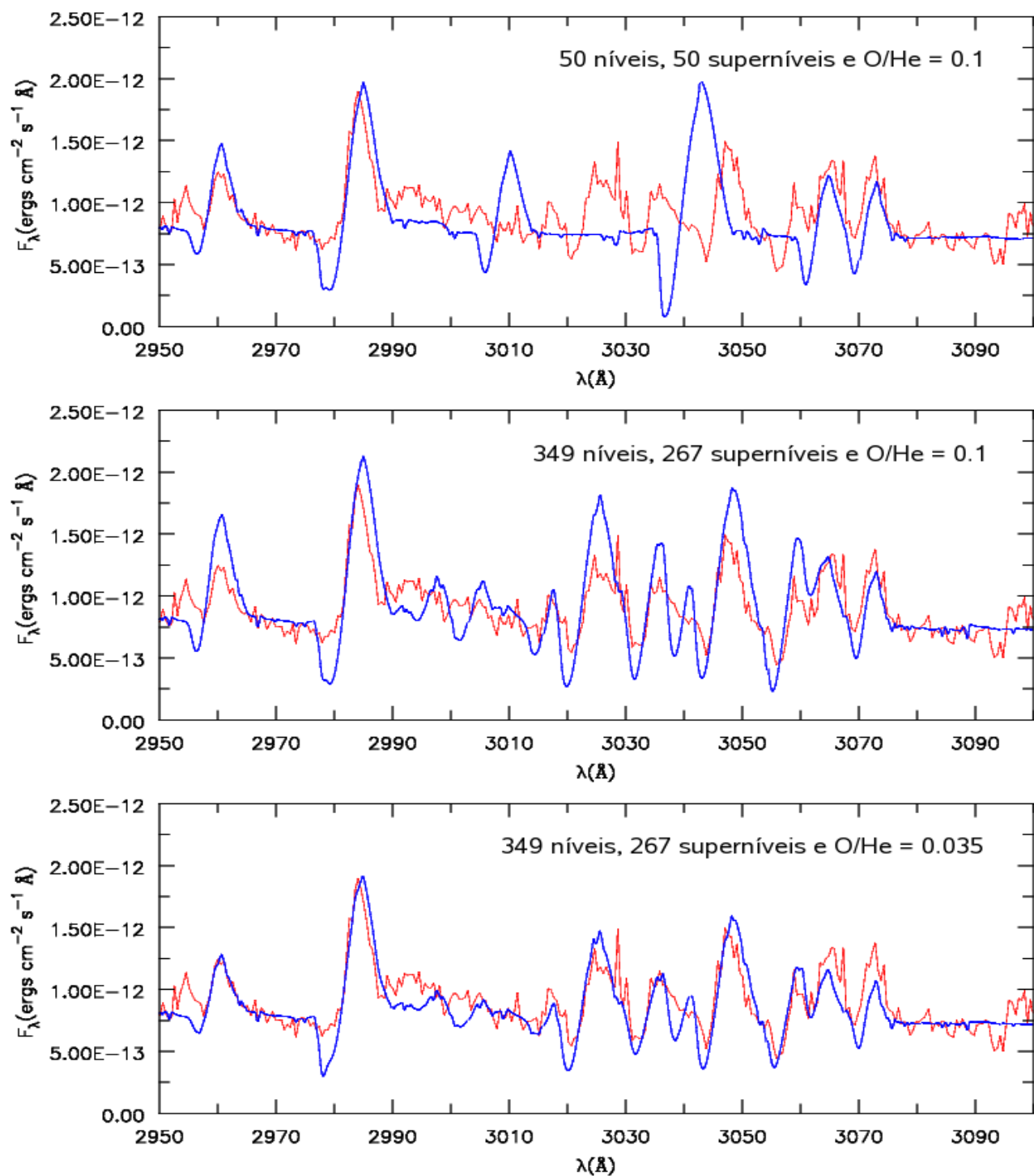


Figura 5.8: Espectro observado e o nosso modelo (linha azul ou mais escura). Topo : Modelo atômico inicial com 50 níveis, 50 superníveis e abundância O/He = 0.1. Meio : Modelo atômico mais recente, com 349 níveis e 267 superníveis, ainda com O/He = 0.1. Embaixo : Idem, mas com O/He = 0.035.

$\beta_{Fe} = 0.136\%$  (solar),  $\beta_{Fe} = 0.034\%$  (25% da solar) e  $\beta_{Fe} = 0.00816\%$  (6% da solar). Eles são mostrados na fig. 5.9. Fica claro que se a abundância do ferro for a solar, as linhas são em geral mais intensas do que as observadas. Da mesma forma, uma abundância de 6% da solar é incompatível com as observações. A nossa conclusão é que a estrela BD+303639 apresenta uma deficiência em Fe, mas seu valor exato é difícil de determinar. O nosso modelo final utiliza a abundância  $\beta_{Fe} = 0.034\%$  (25% da solar).

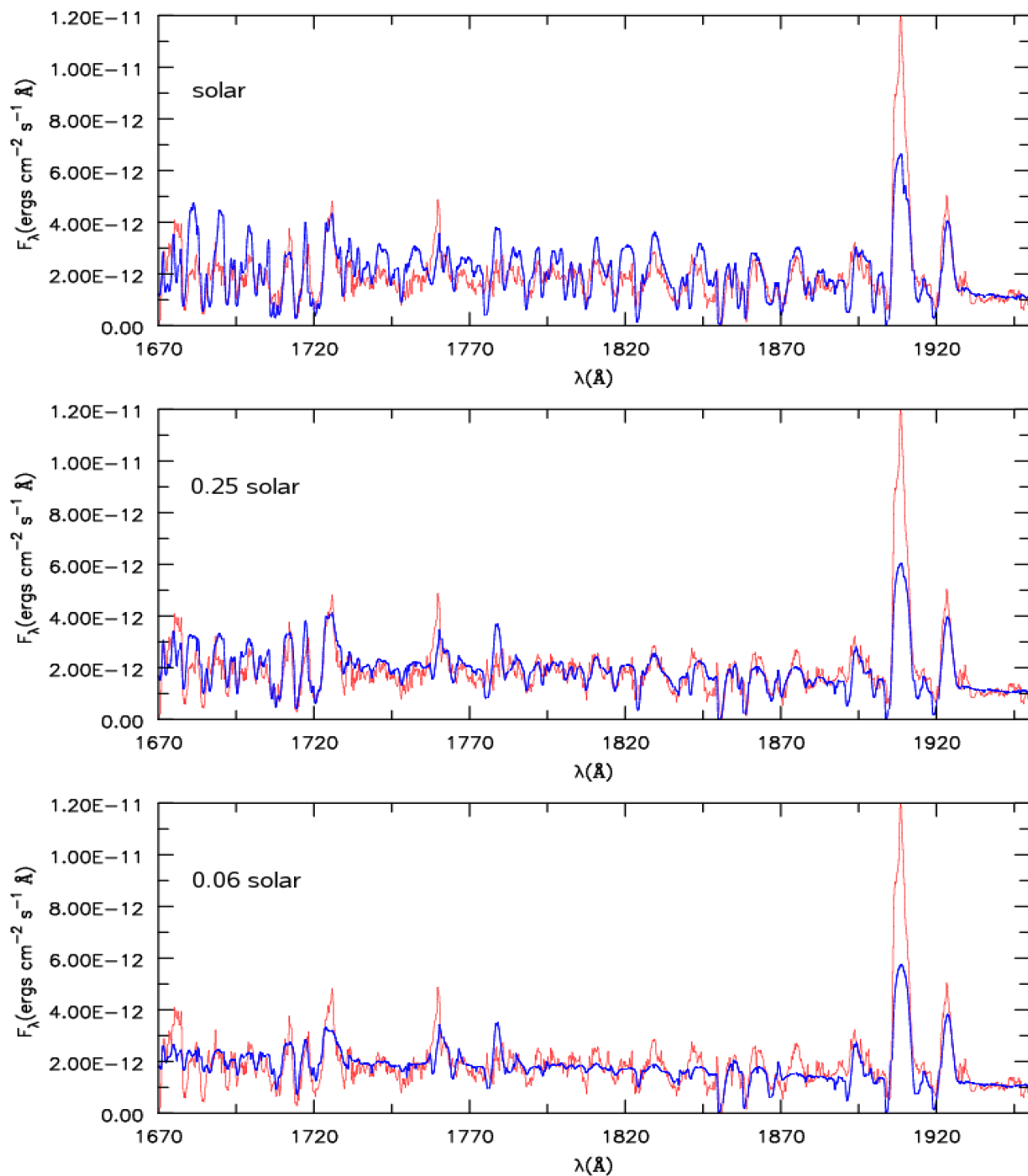


Figura 5.9: Abundância de ferro (em massa) na estrela BD+303639. Espectro teórico (linha azul ou mais escura) e espectro observado pelo IUE. Topo :  $\beta_{Fe} = 0.136\%$  (solar). Meio :  $\beta_{Fe} = 0.034\%$  (25% da solar). Embaixo :  $\beta_{Fe} = 0.00816\%$  (6% da solar).

## 5.5 NGC 40

A estrela central da nebulosa planetária NGC 40 é classificada como uma [WC8] (Crowther et al. 1998). Seus parâmetros físicos foram determinados por modelos de atmosfera em expansão por Leuhenagen et al. (1996). Ressaltamos novamente que, assim como no caso da BD+303639, o modelo atômico levado em conta por esses autores era bastante simples e “clumping” e “line-blanketing” não foram considerados.

A temperatura efetiva deste objeto é um ponto bastante controverso na literatura. Por um lado, Bianchi & Grewing (1987) e Feibelman (1999b) sugerem o valor de  $\sim 90000K$  através da análise de espectros *IUE*. Já Leuhenagen et al. (1996) derivaram  $\sim 46000K$  onde a profundidade ótica de Rosseland é  $2/3$  (nossa definição de  $T_{eff}$ ), e  $\sim 78000K$  para  $T_*$ . Por outro lado, sua nebulosa planetária é de baixa excitação (p.e.  $[O II] \lambda 3727/[O III] \lambda 5007 \gg 1$ ) e o valor deduzido para a temperatura da estrela central a partir do método Zanstra é de  $\sim 35000K$  (Pottasch et al. 2003). Desta forma, ao que tudo indica, a nebulosa parece não perceber a alta temperatura da estrela central. De fato, isto foi notado previamente por Bianchi & Grewing (1987), o que os levaram a deduzir pelas linhas do C II a existência de uma *cortina de carbono* presente entre o vento estelar e a nebulosa. O efeito principal desta cortina seria a diminuição de fótons ionizantes da estrela central, fazendo com que a mesma apareça com uma temperatura menor.

A nossa análise detalhada do ultravioleta distante até o ótico da estrela NGC 40 é apresentada abaixo. O problema exposto acima, além de outros, são discutidos tendo em vista os novos parâmetros físicos obtidos. O modelo atômico utilizado é bastante parecido com o da BD+303639 e se encontra na tabela 5.3.

### 5.5.1 Ótico

Na fig. 5.10 mostramos nosso modelo final para a NGC 40 e o espectro ótico observado. Como pode ser visto no painel superior dessa figura, o acordo é excelente. A distância utilizada em nossa análise é de 1.4kpc. Para o avermelhamento interestelar, utilizamos  $E(B-V) = 0.41$ . Felizmente, a contaminação da nebulosa é pequena. As únicas linhas nebulares presentes são  $[O II] \lambda \lambda 3726, 29$  e  $H\gamma$ . Algumas transições proeminentes são : C III  $\lambda 4650$ , He II  $\lambda 4686$ , He II  $\lambda 5412$ , C IV  $\lambda 5470$ , C III  $\lambda 5696$  e C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$ . Em particular, o C

Tabela 5.3: Modelo atômico para a NGC40.

Íon	Número de níveis	Número de superníveis
He I	39	27
He II	30	13
C II	338	104
C III	243	99
C IV	64	49
O II	111	30
O III	349	57
O IV	72	30
O V	91	31
O VI	19	13
Ne II	48	14
Ne III	71	23
Ne IV	52	17
Mg II	45	18
Al II	58	38
Al III	45	17
Si II	80	52
Si III	45	25
Si IV	38	27
P V	62	16
S III	14	11
S IV	23	19
S V	22	21
S VI	19	17
Ar III	36	10
Ar IV	61	19
Ar V	36	18
Ca II	46	17
Ca III	110	33
Ca IV	193	34
Ca V	121	45
Ca VI	108	47
Fe III	477	61
Fe IV	1000	100
Fe V	182	19
Fe VI	80	10

III  $\lambda 4650$  é o mais intenso em todo o espectro. Nesta estrela, a intensidade do C IV começa a se comparar com a do C III (veja por exemplo C III  $\lambda 5696$  e C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$ ) e o C II é fraco ( $\lambda 4267$ ) ou ausente. O mesmo não acontece com a BD+303639, onde o C III domina o espectro. Somente este fato qualitativo já sugere que a NGC 40 tem uma temperatura mais alta do que 48kK (o valor da BD+303639), e, portanto, não favorece valores mais baixos obtidos por métodos nebulares (Pottasch et al. 2003).

### 5.5.2 Ultravioleta próximo e distante

Na fig. 5.11 mostramos nosso modelo final e o espectro ultravioleta obtido pelo *IUE*. Algumas das linhas mais importantes no intervalo  $\sim 1100 - 2000\text{\AA}$  são : C IV  $\lambda 1549$ , He II  $\lambda 1640$ , Si IV  $\lambda 1722$ , C III  $\lambda 1909$  e C III  $\lambda 1923$ . A abundância do silício pode ser determinada a partir da linha do Si IV, o que será discutido posteriormente.

É importante notar que o C IV  $\lambda 1549$  não foi bem reproduzido. Inicialmente, como a extremidade do perfil teórico (parte vermelha) é mais intensa do que a observada, nós naturalmente tentamos um aumento do efeito de “clumping”. De fato, a presença de “clumping” para a NGC 40 foi apresentada por Grosdidier et al. (2001) através do estudo de subestruturas no topo da linha C III  $\lambda 5696$ . No entanto, verificamos que mesmo decrescendo  $f_\infty$  de 0.1 para 0.03, a discrepância permanece. Testes envolvendo a temperatura efetiva também não resolvem o problema. No que diz respeito a perda de massa, notamos que um valor  $\sim 30\%$  menor (do que o utilizado em nosso modelo final) apresenta um bom acordo com o perfil observado, mas prejudica outras partes do espectro (p.e. C III  $\lambda 5696$  e  $\lambda 4650$ ). Optamos finalmente por manter o valor  $f_\infty = 0.1$ , mesmo não tendo conseguido um bom ajuste.

O nosso ajuste ao intervalo  $\sim 2000 - 3000\text{\AA}$  é mostrado na fig. 5.11 (embaixo). A resolução desse espectro do *IUE* é baixa e por isso degradamos a resolução de nosso modelo para  $\sim 6\text{\AA}$ . A linha C III  $\lambda 2296$  é mais intensa do que a observada. Nenhuma mudança nos parâmetros de entrada resolveu esta diferença, que também já foi encontrada em outros trabalhos (veja por exemplo Hillier & Miller 1999). Em nossa opinião este problema está relacionado com os dados atômicos, que nem sempre estão livres de incertezas e são continuamente atualizados. O restante do espectro é reproduzido razoavelmente bem. A linha do O III perto de  $\sim 3250\text{\AA}$  não é observada provavelmente por se encontrar no extremo do espectro *IUE*, e não deve significar uma discrepância de nosso modelo.

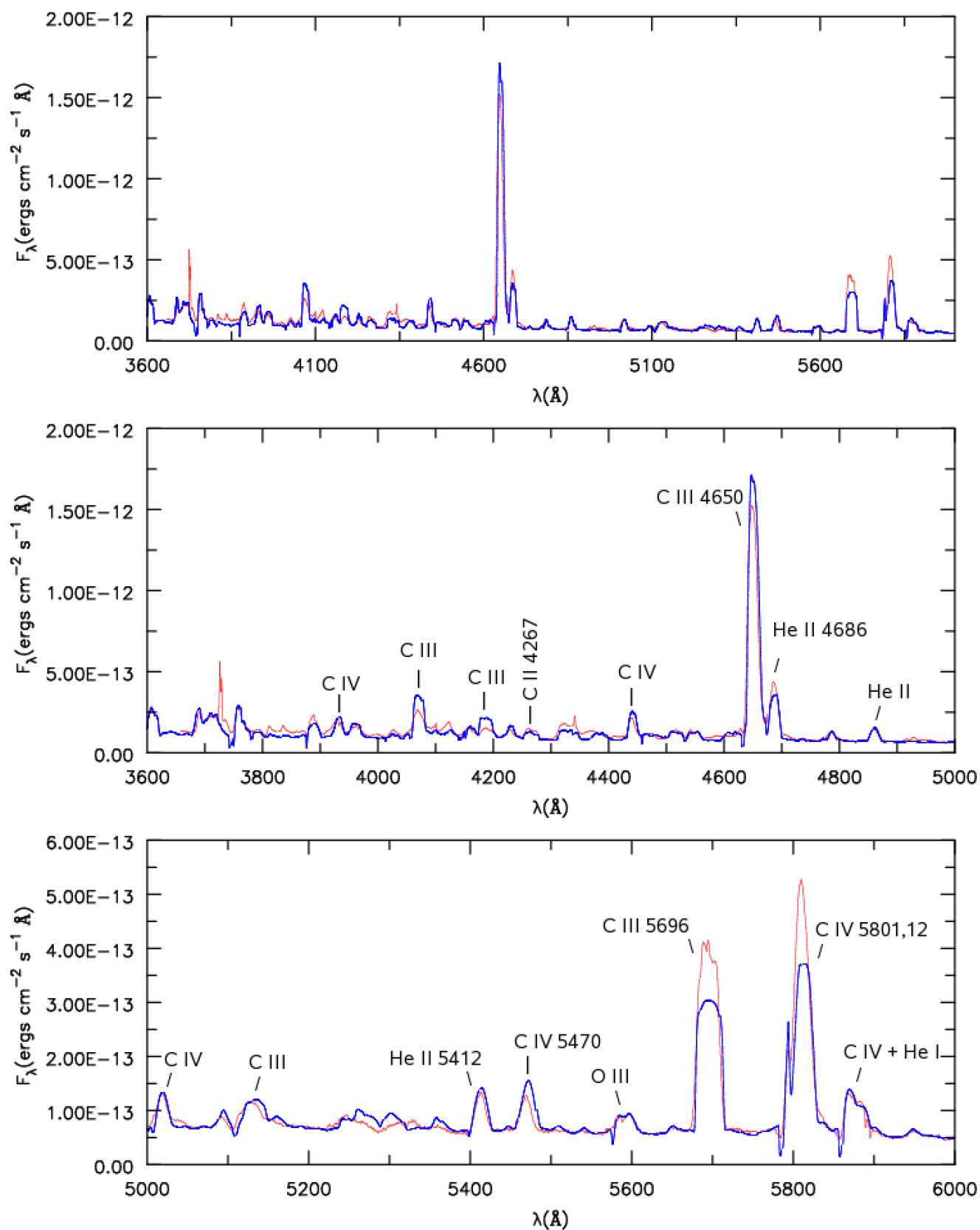


Figura 5.10: Espectro óptico observado da estrela NGC 40 (telescópio INT/2.5m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

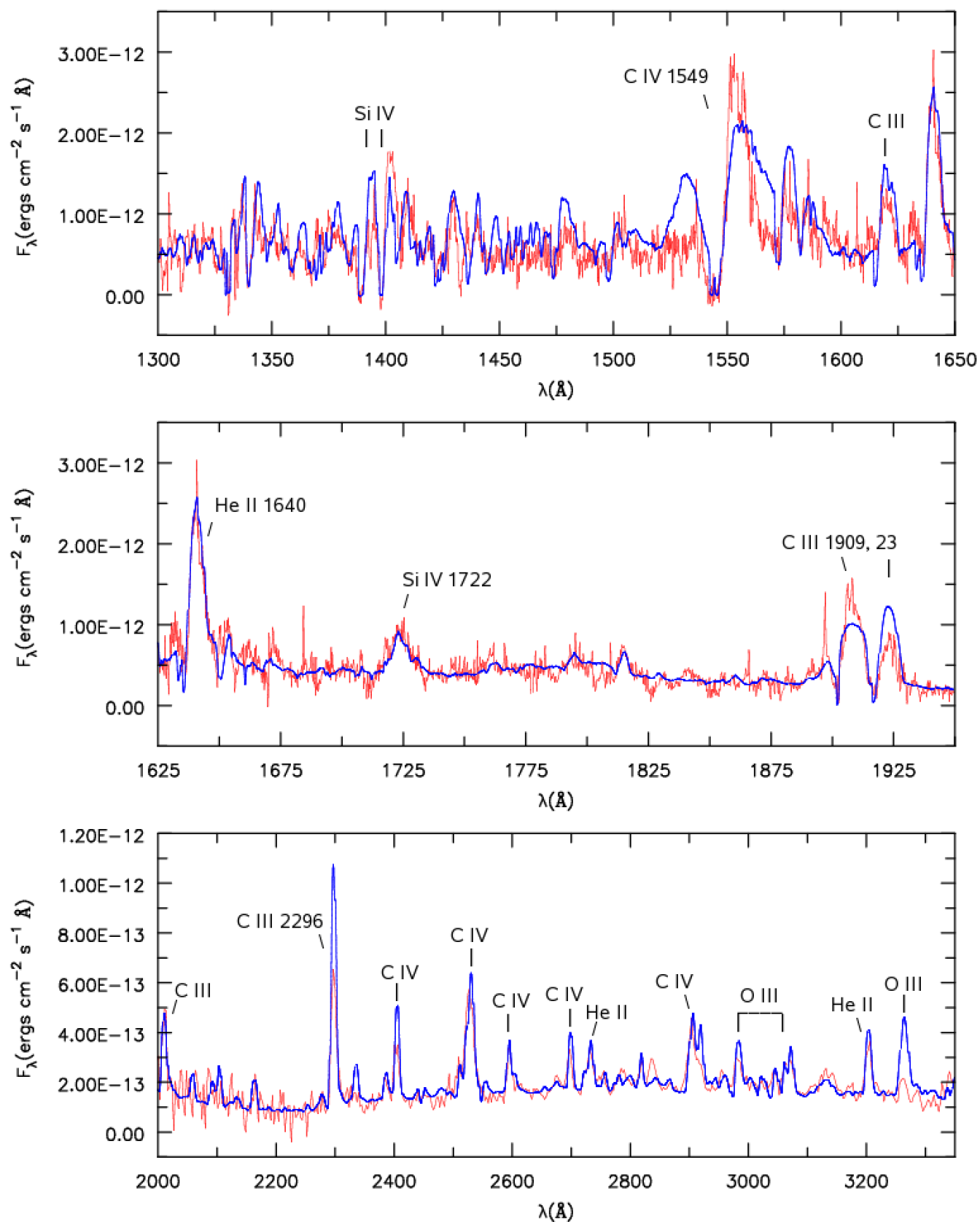


Figura 5.11: Espectro ultravioleta observado da estrela NGC 40 (*IUE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).



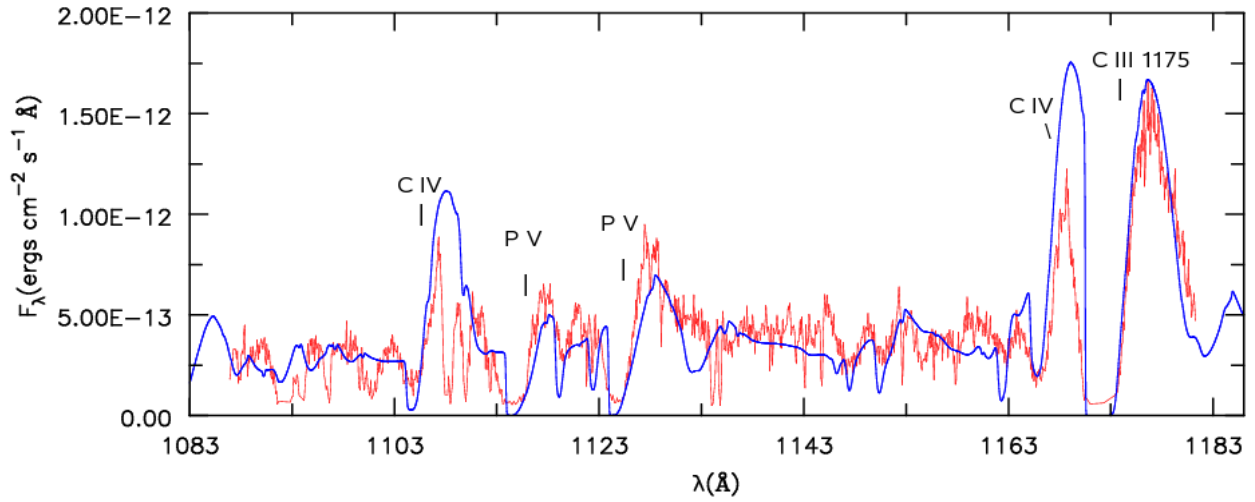


Figura 5.12: Espectro da estrela NGC 40 observado no ultravioleta distante (telescópio espacial *FUSE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

Felizmente, os espectros do *FUSE* também estão disponíveis para este objeto. Assim como no caso da BD+303639, nenhum estudo quantitativo foi feito sobre esta região anteriormente. O nosso ajuste é mostrado na fig. 5.12. Mesmo possuindo uma temperatura mais elevada do que a BD+303639, o fósforo novamente se faz presente através das transições P V  $\lambda$ 1118 e P V  $\lambda$ 1128. Outras linhas identificadas com a ajuda de nossos modelos são : C III  $\lambda$ 1175, C IV  $\lambda$ 1108 (provavelmente contaminada por linhas interestelares ) e C IV  $\lambda$ 1169.

Por último, mostramos na fig. 5.13 todos os espectros observados e o nosso contínuo teórico.

### 5.5.3 Parâmetros físicos e abundâncias químicas

Os parâmetros físicos e as abundâncias químicas derivadas para a NGC 40 se encontram abaixo :

$$R_* = 0.43R_{\odot}$$

$$T_* = 73310K, T_{eff} = 70840K$$

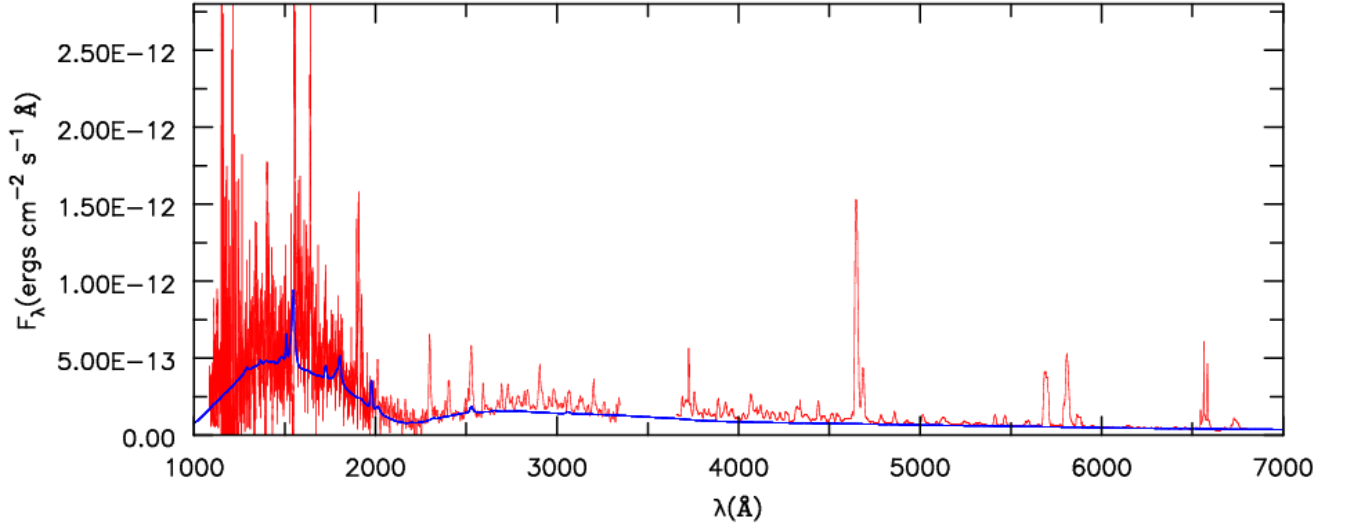


Figura 5.13: Todos os espectros observados (INT 2.5m + *IUE* + *FUSE*) da estrela NGC 40 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura).

$$\text{Log } \dot{M} = -6.25, \quad \text{Log } \dot{M}/\sqrt{f} = -5.75$$

$$v_{\infty} = 1000 \text{ km s}^{-1}, \quad \eta = 5.5$$

$$\text{Log } Q_0 = 47.56, \quad \text{Log } Q_1 = 46.91, \quad \text{Log } Q_2 = 36.79$$

$$[\beta_{He}, \beta_C, \beta_O] = [43, 51, 6] \quad (\% \text{ massa})$$

$$R_T = 7.4 R_{\odot}.$$

Os resultados de Leuenhagen et al. (1996) transformados para a nossa distância são :  $L = 7450L_{\odot}$ ,  $R_* = 0.46R_{\odot}$  e  $\dot{M} \sim 4 \times 10^{-6}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ . Comparado com os nossos resultados, a sua luminosidade é mais alta, o que acaba refletindo também uma maior temperatura estelar de  $\sim 78000K$ . A nossa perda de massa mesmo sem o uso do “clumping” é mais

baixa. Isto também foi encontrado para a BD+303639 e provavelmente se deve à utilização de modelos mais sofisticados.

O nosso resultado para a temperatura efetiva da NGC 40 não resolve o problema mencionado anteriormente da baixa excitação de sua nebulosa, ou seja, ainda é incompatível com seu estado de ionização. Porém, definitivamente exclui valores mais baixos da ordem de  $\sim 40kK$  obtidos a partir de métodos nebulares e também os valores por volta de  $90kK$  conforme encontrado por Feibelman (1999) e Bianchi & Grewing (1987). A incerteza em nossa determinação é de  $\pm 10kK$  e foi derivada a partir de linhas do C III e do C IV tanto no ótico como no ultravioleta. Algumas delas são : C IV  $\lambda 1549$ , C III  $\lambda 4650$ , He II  $\lambda 4686$ , C III  $\lambda 5696$  e C IV  $\lambda \lambda 5801, 12$ . Apesar de não ter sido resolvido, o problema agora está mais claro, uma vez que a nossa temperatura é mais precisa do que as determinações feitas em estudos anteriores. Futuramente, seria muito interessante analisar a nebulosa com um modelo de fotoionização que considerasse o nosso fluxo ionizante como um parâmetro de entrada. Com esse tipo de análise poderíamos verificar se a estrela central realmente é vista como se tivesse uma temperatura mais baixa.

A abundância química de nosso modelo final é  $\beta_{He} = 43\%$ ,  $\beta_C = 51\%$  e  $\beta_O = 6\%$ , o que corresponde a  $C/He = 0.4$  e  $O/He = 0.035$  (em número). Se observarmos a transição C IV  $\lambda 5470$  na fig. 5.10, somos inclinados a tentar um valor menor para a razão C/He. De fato, ao fazermos isso, o ajuste dessa linha melhora mas o C III  $\lambda 5696$  por exemplo, começa a ficar muito mais fraco do que o observado. Muitos estudos na literatura usam o par He II  $\lambda 5412$  e C IV  $\lambda 5470$  para a determinação da razão C/He (inclusive o grupo de Potsdam). Devemos enfatizar que não é razoável conseguir um bom ajuste para essas linhas a qualquer custo, i.e., devemos tê-las como guias e olhar também outras partes do espectro. A nossa incerteza na determinação do C/He é de  $\sim \pm 0.2$ . A abundância de oxigênio foi novamente derivada a partir das transições entre  $\sim 2900 - 3100\text{\AA}$  e pelo O III  $\lambda 5593$ .

Procuramos novamente identificar a presença do nitrogênio. Assim como no caso da BD+303639, não existe nenhuma transição evidente no espectro observado. Incluindo N III-V nos modelos com a abundância solar, verificamos que a linha N IV  $\lambda 1718$  aparece ao lado do Si IV  $\lambda 1722$ , mas não é observada. Se presente na atmosfera, seu valor deve ser  $\beta_N < 0.1\%$ .

No que diz respeito ao ferro fica difícil concluir se este objeto é deficiente. Embora algumas

mudanças possam ser vistas no intervalo  $\sim 1300 - 1700\text{\AA}$  ao variarmos sua abundância, não temos uma evidência clara como no caso da BD+303639. Isto é mostrado na fig. 5.14, onde temos o espectro observado e três modelos teóricos. Algumas linhas marcadas indicam uma possível deficiência. O perfil do CIV  $\lambda 1549$  é bastante alterado, mas não pode ser utilizado como diagnóstico porque não é bem reproduzido. O modelo intermediário (com  $\beta_{Fe} = 0.025\%$ ) foi considerado o nosso modelo final.

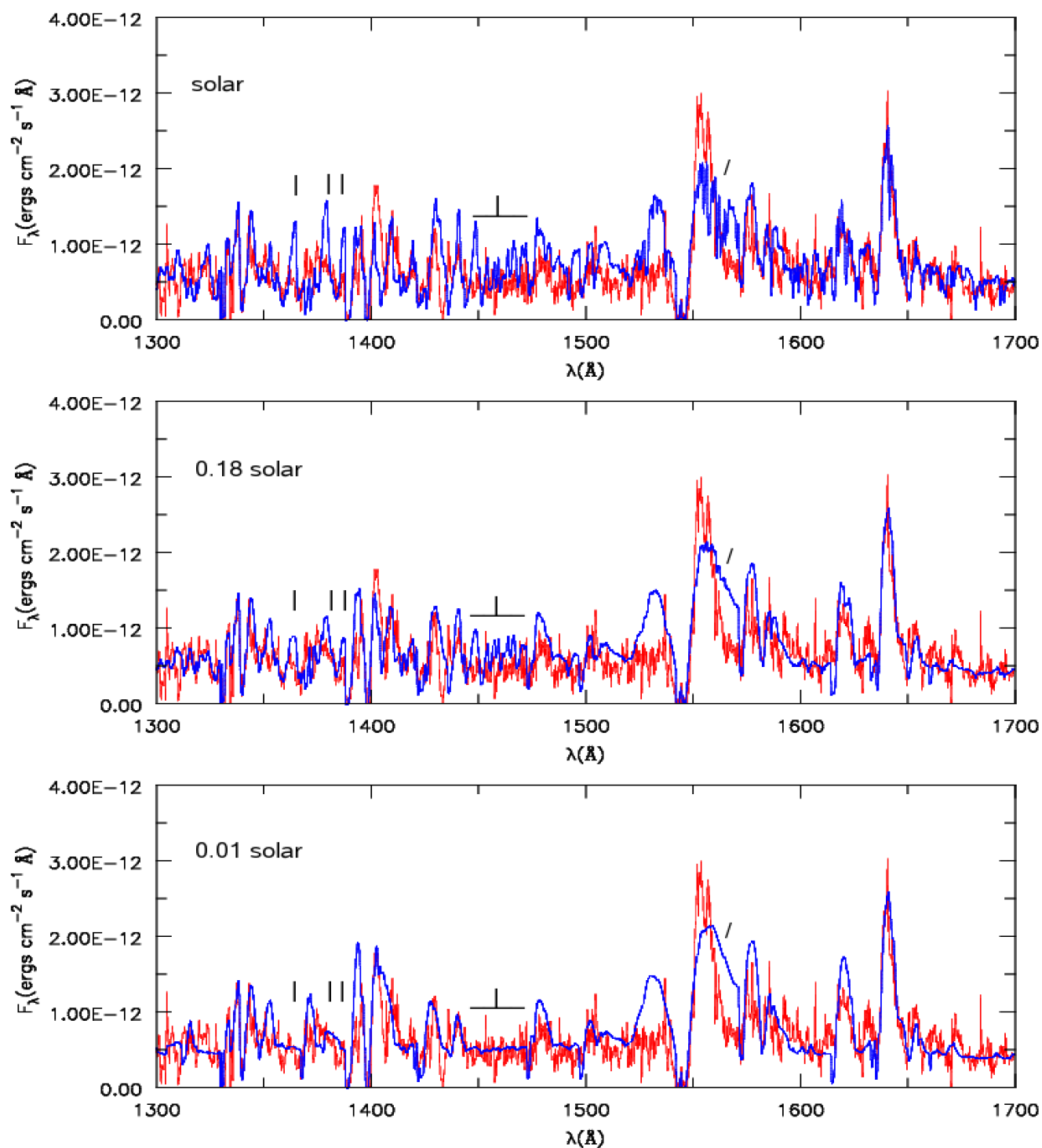


Figura 5.14: Abundância de ferro (em massa) na estrela NGC 40. Espectro teórico (linha azul ou mais escura) e espectro observado pelo IUE. Topo :  $\beta_{Fe} = 0.136\%$  (solar). Meio :  $\beta_{Fe} = 0.025\%$  (18% da solar). Embaixo :  $\beta_{Fe} = 0.00136\%$  (1% da solar).

## 5.6 NGC 5315

A nebulosa planetária NGC 5315 é compacta ( $4''$ ), aproximadamente esférica e já foi estudada desde o infravermelho até o ultravioleta (Pottasch et al. 2002; Peimbert et al. 2004). Sua estrela central, que nos referiremos daqui em diante, pode ser uma [WC4] ou uma [WO4] (veja capítulo 2 e Acker & Neiner 2003). Até agora, ela nunca foi analisada por meios de modelos de atmosferas em expansão. Mesmo assim, alguns trabalhos estimaram alguns de seus parâmetros físicos. Através de uma análise qualitativa dos dados do *IUE*, Feibelman (1998) por exemplo, obteve uma temperatura estelar de  $\sim 80000K$  e uma velocidade terminal de  $3600 \text{ km s}^{-1}$ . de Freitas Pacheco et al. (1986;1993) também estudaram este objeto e determinaram uma temperatura de  $\sim 82700K$  e uma velocidade terminal de  $2600 \text{ km s}^{-1}$ . Por outro lado, Pottasch et al. (2002) derivaram uma temperatura menor de  $\sim 66000K$  baseados no método Zanstra e na ausência de linhas nebulares do He II.

O modelo atômico para a NGC 5315 é mostrado na tabela 5.4. Ele é bastante semelhante ao da BD+303639 e da NGC 40. As únicas diferenças são o número de níveis e superníveis de alguns íons.

### 5.6.1 Ótico

Estrelas [WR] do tipo inicial (“early-type”), como a NGC 5315, geralmente apresentam um espectro com linhas bastante largas e intensas (veja por exemplo a linha em  $\sim 5805\text{Å}$  na fig. 2.18), indicando velocidades terminais altas ( $\sim 1000 - 3500 \text{ km s}^{-1}$ ) e perdas de massa intensas. Este fato complica bastante a sua análise, uma vez que um perfil pode ser a soma de várias linhas espectrais. Modelos de atmosferas podem ser bastante úteis nesse caso, pois as contribuições individuais dos íons podem ser determinadas. Por exemplo, mostramos na fig. 5.15 um perfil teórico em  $\sim 4650\text{Å}$ . Com a ajuda do CMFGEN, no intervalo deste perfil identificamos várias transições. Algumas das mais importantes são :

- C III :  $\lambda 4615.82, \lambda 4630.44, \lambda 4647.42, \lambda 4650.25, \lambda 4651.47, \lambda 4663.64$  e  $\lambda 4670.87$ ;
- C IV :  $\lambda 4646.04, \lambda 4658.88, \lambda 4666.68, \lambda 4676.65, \lambda 4681.17, \lambda 4684.52$  e  $\lambda 4689.28$ ;
- He II :  $\lambda 4685.70$ .

Tabela 5.4: Modelo atômico para a NGC 5315.

Íon	Número de níveis	Número de superníveis
He I	39	27
He II	30	13
C II	338	104
C III	243	99
C IV	64	49
O II	296	53
O III	349	97
O IV	72	30
O V	91	31
O VI	65	65
Ne II	48	14
Ne III	71	23
Ne IV	52	17
Mg II	45	18
Al II	58	38
Al III	45	17
Si II	80	52
Si III	45	25
Si IV	38	27
P V	62	16
S III	14	11
S IV	23	19
S V	22	21
S VI	19	17
Ar III	36	10
Ar IV	61	19
Ar V	36	18
Ca II	46	17
Ca III	110	33
Ca IV	193	34
Ca V	121	45
Ca VI	108	47
Fe III	477	61
Fe IV	280	21
Fe V	182	19
Fe VI	80	10

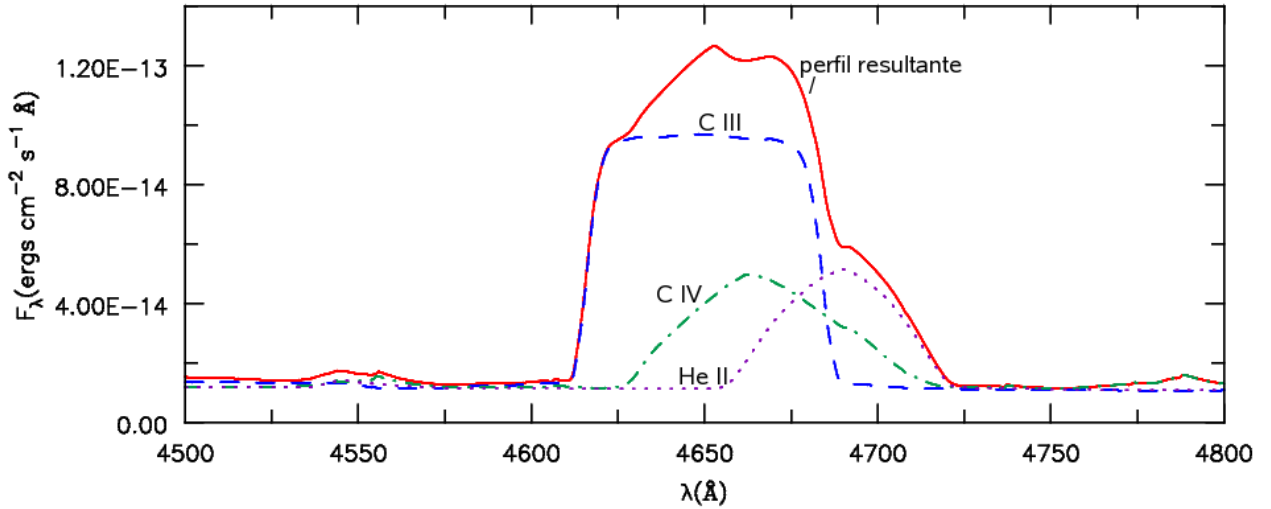


Figura 5.15: Contribuições de diferentes íons para a formação de um perfil largo. Modelo teórico de uma estrela [WR] com  $v_{\infty} = 2400 \text{ km s}^{-1}$  e  $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$  (sem “clumping”).

Um procedimento como este pode ser feito em todo o espectro.

A distância utilizada em nossa análise é de 2.5kpc e o avermelhamento interestelar é  $E(B-V) = 0.37$  (Pottasch et al. 2002). O espectro óptico observado e o nosso modelo final são mostrados na fig. 5.16.

Conforme vimos na fig. 5.15, o perfil em  $\sim 4650\text{\AA}$  é formado por contribuições do C III, C IV e He II. A linha em  $\sim 5805\text{\AA}$  é devido puramente ao C IV  $\lambda\lambda 5801, 12$ . Pelo fato da nebulosa ser compacta, várias linhas nebulares também foram detectadas em nossas observações. Elas foram identificadas como :  $H\gamma$ , [OIII]  $\lambda 4363$ , He I  $\lambda 4388$ , He I  $\lambda 4472$ , [Mg I]  $\lambda 4571$ , [Ar IV]  $\lambda 4740$ , [O III]  $\lambda 4959$ , [O III]  $\lambda 5007$ , [N I]  $\lambda 5199$ , [Cl III]  $\lambda 5518, 5538$ , [N II]  $\lambda 5754$  e He I  $\lambda 5876$ . Apesar dessa contaminação, a determinação dos parâmetros físicos e da abundância química não foi impedida, embora no ultravioleta tenhamos enfrentado algumas dificuldades como veremos a seguir.

### 5.6.2 Ultravioleta próximo e distante

Para a análise do ultravioleta utilizamos espectros de baixa resolução do telescópio *IUE* ( $\sim 6\text{\AA}$ ). Nosso modelo final e as observações se encontram na fig. 5.17. As linhas nebulares



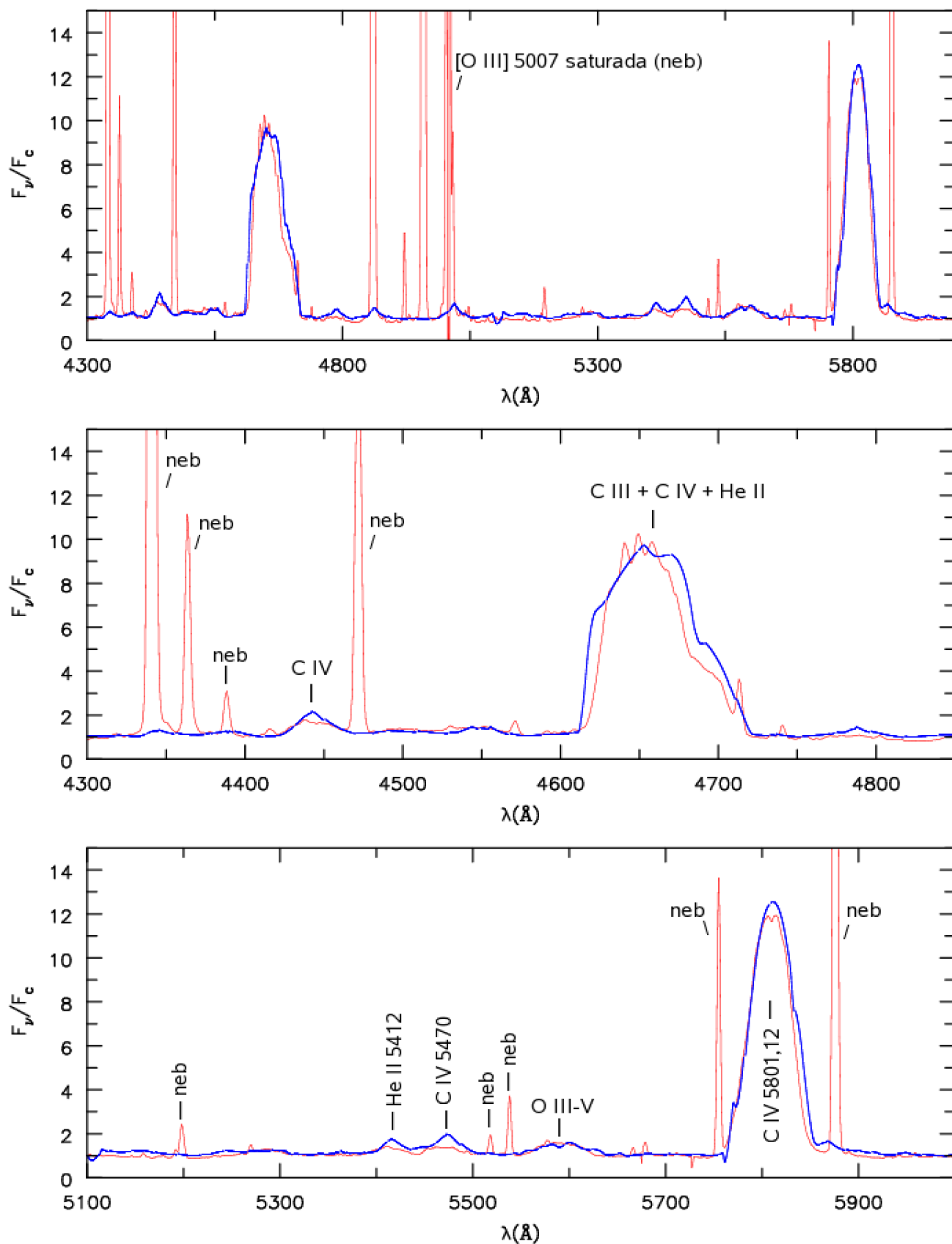


Figura 5.16: Espectro óptico observado da estrela NGC 5315 (telescópio ESO/1.52m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

também estão presentes nesta região e foram identificadas como : C III]  $\lambda 1909$ , C II]  $\lambda 2327$  e [O II]  $\lambda 2470$ . A linha  $Ly\alpha$  aparece muitas vezes nos espectros do *IUE* e se trata de uma *emissão geocoronal*. As principais linhas estelares são : O IV  $\lambda 1344$ , O V  $\lambda 1371$ , C IV  $\lambda 1549$ , C III  $\lambda 1620$ , He II  $\lambda 1640$ , C III  $\lambda 2296$ , C IV  $\lambda 2405$  e C IV  $\lambda 2530$ . A linha C IV  $\lambda 1549$  é menos intensa do que a observada. Esta dificuldade também foi encontrada na análise de outras estrelas do tipo WC4 (mas de alta massa) por Crowther et al. (2002). Feibelman (1998) identificou a linha  $\lambda 2296$  como sendo uma transição nebulosa, mas nosso ajuste descarta esta possibilidade.

Como pode ser notado, o contínuo após  $\sim 2500\text{\AA}$  é subestimado pelo nosso modelo. Uma explicação possível é uma contribuição do contínuo da nebulosa somado ao contínuo estelar, o que o CMFGEN não leva em conta. O fato da nebulosa da NGC 5315 ser compacta ( $4''$ ) e a abertura utilizada em nosso espectro do *IUE* ser de  $10'' \times 20''$  apóia esta hipótese. Como sabemos, os processos de recombinação do  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $He^{++}$  e a emissão- $2\gamma$  do H são contribuintes importantes para a emissão total do contínuo da nebulosa (Osterbrock 1987). Embora seja difícil concluir que a discrepância tenha definitivamente origem nebulosa, o cálculo mostrado a seguir permite considerar esta possibilidade.

Ignorando a emissão livre-livre (importante para o infravermelho e a região rádio) a emissividade total do contínuo nebuloso pode ser escrita como :

$$j_{tot} = j_{\lambda}(H^+) + j_{\lambda}(He^+) + j_{\lambda}(He^{++}) + j_{\lambda}(2\gamma)$$

Considerando agora que o hidrogênio domina esta emissão, que a densidade de prótons  $N_p$  é aproximadamente a densidade de elétrons  $N_e$  e que a emissão- $2\gamma$  é desprezível, temos a seguinte emissão mínima :

$$j_{tot} \sim j_{\lambda}(H^+) = \frac{1}{4\pi} N_e^2 \alpha(H^0, T, \lambda),$$

onde  $\alpha(H^0, T, \lambda)$  é chamado de coeficiente de emissão. Para a NGC 5315,  $N_e \sim 17500 \text{ cm}^{-3}$  e  $T \sim 10000K$  segundo Pottasch et al. (2002). Para o comprimento de onda  $2600\text{\AA}$ , o coeficiente  $\alpha(H^0, T, \lambda) = 5.39 \times 10^{-40} \text{ ergs cm}^3 \text{ seg}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  (veja a tabela 4.7 em Osterbrock 1987). Portanto, temos :

$$j_{tot}(\lambda = 2600\text{\AA}) \sim 1.31 \times 10^{-32} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sterr}^{-1}.$$

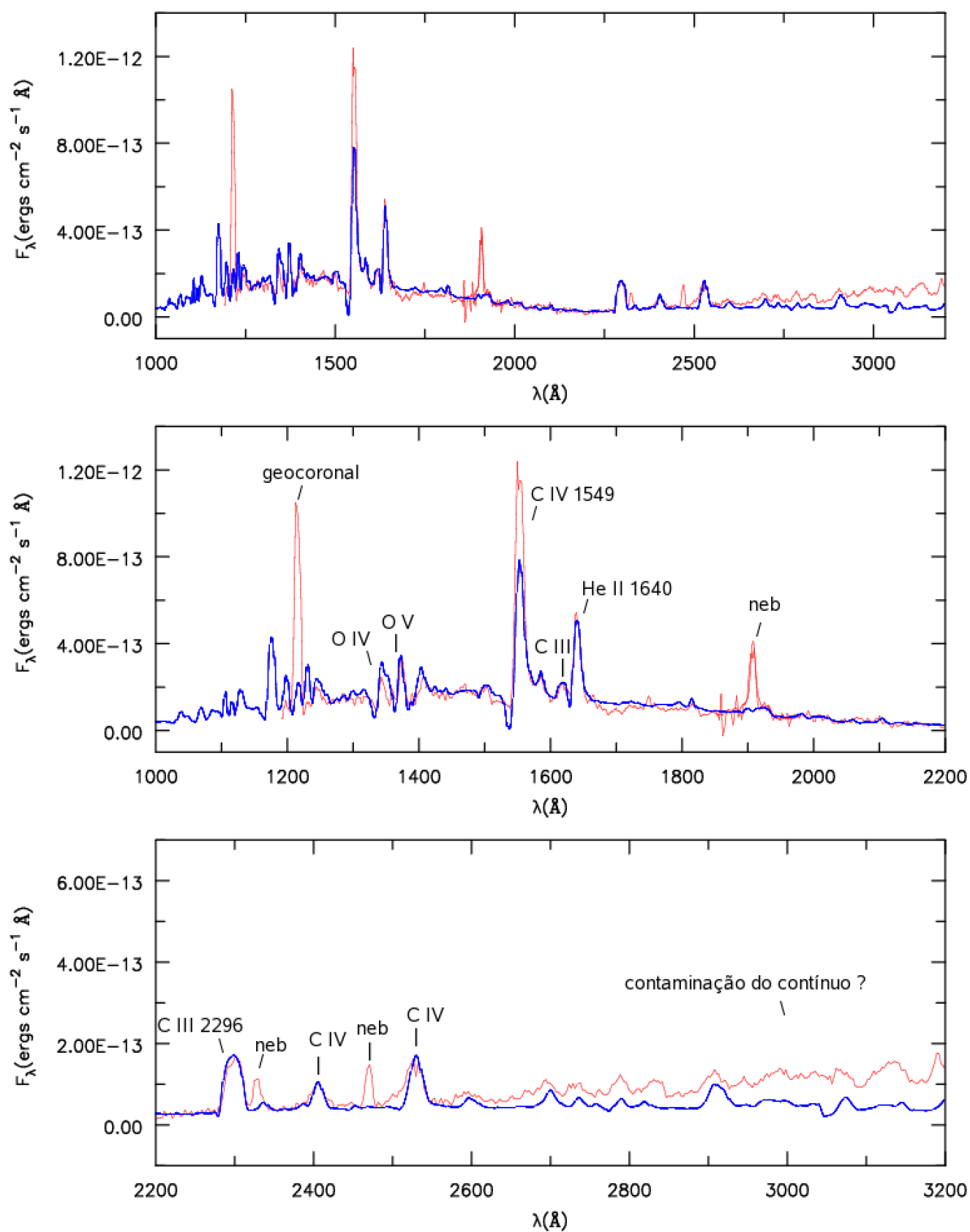


Figura 5.17: Espectro ultravioleta observado da estrela NGC 5315 (telescópio espacial *IUE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

Sabendo agora que a nebulosa tem um diâmetro aproximado de  $4''$  e com a distância de 2.5kpc (utilizada no modelo), nós podemos calcular um raio externo  $r$  da nebulosa :

$$r = \frac{d\theta}{2} \sim 0.02pc.$$

A luminosidade da emissão do contínuo pode ser escrita como :

$$l_\nu = 4\pi \int j_\nu dV \sim 4\pi j_\nu \frac{4\pi r^3}{3}.$$

Podemos escrever paralelamente que :

$$l_\nu = 4\pi d^2 f_\nu,$$

onde  $f_\nu$  é o fluxo aqui na Terra e  $d = 2.5kpc$ . Temos então :

$$f_\nu = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{r}{d}\right)^2 r j_\nu,$$

o que nos fornece :

$$f_\nu = 2.16 \times 10^{-25} ergs cm^{-2} Hz^{-1} s^{-1}.$$

Mudando a unidade para  $\text{\AA}^{-1}$ , temos :

$$f_\lambda = 9.6 \times 10^{-14} ergs cm^{-2} \text{\AA}^{-1} s^{-1}$$

Este resultado deve ser corrigido tendo em vista o meio interestelar. Utilizando  $E(B-V) = 0.37$ , temos o seguinte fluxo observado  $f_\lambda^{obs}$  :

$$f_\lambda^{obs} = f_\lambda e^{-2.3} \sim 9.6 \times 10^{-15} ergs cm^{-2} \text{\AA}^{-1} s^{-1}.$$

A contaminação que precisamos para justificar nossa hipótese neste comprimento de onda é da ordem de  $10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1}$  e o resultado acima é perfeitamente compatível. Para o comprimento de onda  $3122\text{\AA}$ , o mesmo cálculo fornece  $\sim 3 \times 10^{-14} ergs cm^{-2} \text{\AA}^{-1} s^{-1}$ . Embora para  $2600\text{\AA}$  nós tenhamos conseguido um bom acordo, para  $3122\text{\AA}$  nós precisamos de uma contaminação duas vezes maior. Mesmo assim, podemos notar que a contaminação aumenta com o comprimento de onda, assim como a nossa discrepância. Naturalmente

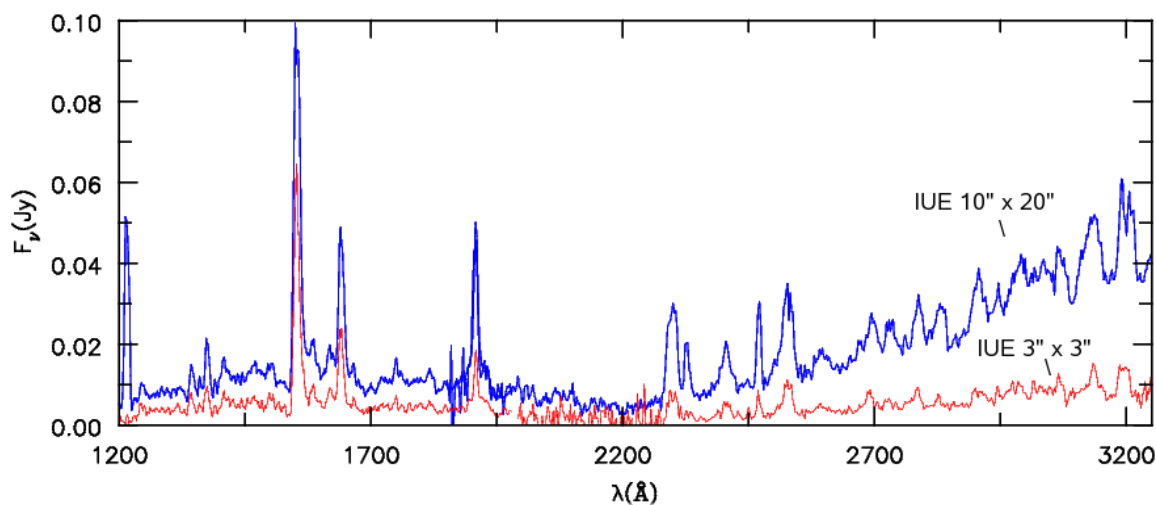


Figura 5.18: Espectros da estrela NGC 5315 observados com as aberturas  $10'' \times 20''$  e  $3'' \times 3''$ , no telescópio espacial *IUE*. Nota-se uma alteração do fluxo e também da forma do contínuo após  $\sim 2500\text{\AA}$ , o que pode ser uma contaminação do contínuo da nebulosa.

existem incertezas na determinação da distância e nos parâmetros nebulares, o que pode acabar alterando esses resultados. Devemos lembrar também que consideramos somente a recombinação do hidrogênio, sendo estes valores apenas limites inferiores. A nossa conclusão é que uma contaminação pelo contínuo da nebulosa não deve ser desconsiderada.

O telescópio *IUE* apresenta um outro modo de observação com uma abertura de  $3'' \times 3''$ . Se realmente existe uma contribuição do contínuo nebuloso, os espectros de abertura larga devem ser diferentes dos espectros dessa abertura, já que o diâmetro da nebulosa é  $\sim 4''$ . Mostramos na fig. 5.18 os espectros *IUE* com as aberturas de  $10'' \times 20''$  e  $3'' \times 3''$ . De fato, podemos observar que os espectros são diferentes. A forma do contínuo após  $\sim 2200\text{\AA}$  muda significativamente, o que pode ser um indício da contaminação. Além dessa diferença, o espectro de abertura mais larga apresenta um contínuo superior em todos os comprimentos de onda. É importante ressaltar que o contínuo do espectro do *FUSE* (que descreveremos a seguir) perto de  $\sim 1200\text{\AA}$  é incompatível com o espectro do *IUE* de abertura pequena. Isto nos leva a especular que com a abertura pequena, parte da radiação da estrela central pode ter sido perdida.

Nosso ajuste ao espectro *FUSE* da NGC 5315 é o melhor entre todas as estrelas de nossa

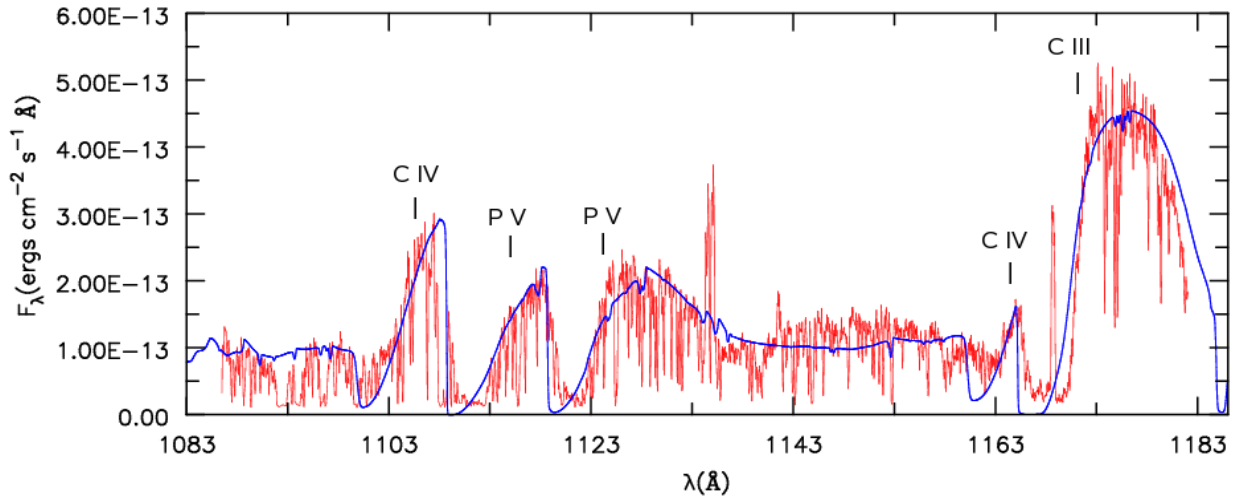


Figura 5.19: Espectro da estrela NGC 5315 observado no ultravioleta distante (telescópio espacial *FUSE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

amostra, e está mostrado na fig. 5.19. Novamente, a presença de fósforo é indispensável. Mais ainda, notamos que para a NGC 5315 uma abundância de fósforo 4 vezes a solar apresenta uma melhor reprodução dos perfis P V  $\lambda 1118$  e P V  $\lambda 1128$ . Este resultado é interessante e será discutido no próximo capítulo. Além do P V, as seguintes transições puderam ser identificadas : C IV  $\lambda 1108$ , C IV  $\lambda 1169$  e C III  $\lambda 1175$ . Lembramos que essa região apresenta inúmeras absorções do meio interestelar (p.e.  $H_2$ ), o que não levamos em conta no CMFGEN.

Por último, mostramos na fig. 5.20 os espectros observados (desde o ultravioleta até o ótico) juntamente com o contínuo de nosso modelo. Mais uma vez, fica evidente a discrepância com o espectro do *IUE* a partir de  $\sim 2500\text{\AA}$ .

### 5.6.3 Parâmetros físicos e abundâncias químicas

Os parâmetros físicos e a abundância química encontrada para a estrela central NGC 5315 se encontram abaixo :

$$R_* = 0.40R_{\odot}$$

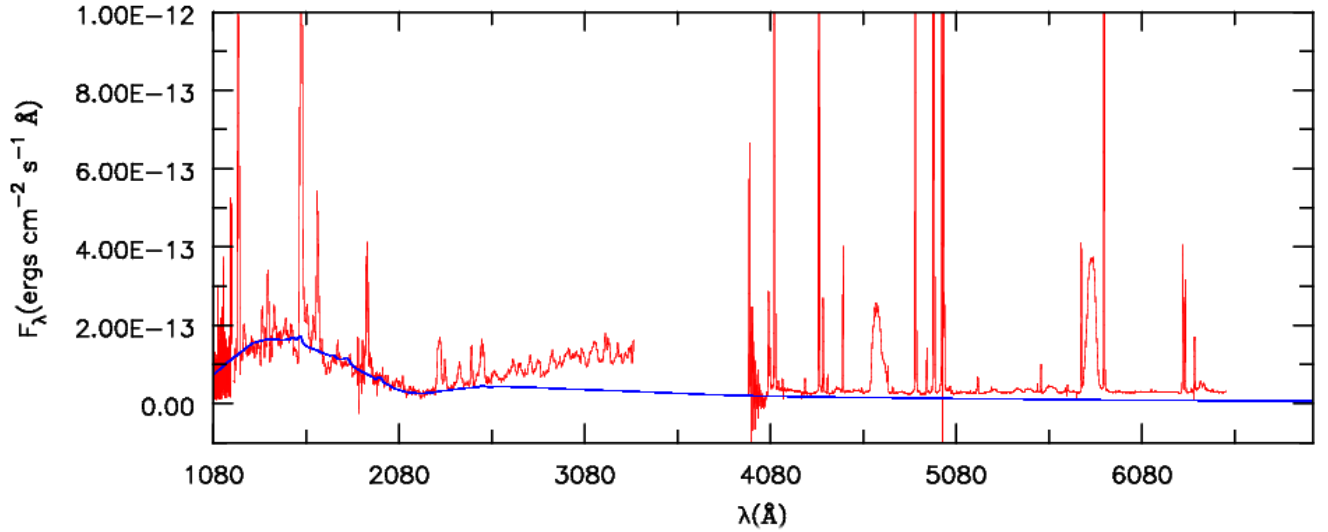


Figura 5.20: Todos os espectros observados (ESO 1.52m + *IUE* + *FUSE*) da estrela NGC 5315 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura).

$$T_* = 76420K, T_{eff} = 74590K$$

$$\text{Log } \dot{M} = -6.33, \text{ Log } \dot{M}/\sqrt{f} = -5.83$$

$$v_\infty = 2400 \text{ km s}^{-1}, \eta = 11$$

$$\text{Log } Q_0 = 47.58, \text{ Log } Q_1 = 47.15, \text{ Log } Q_2 = 37.46$$

$$[\beta_{He}, \beta_C, \beta_O] = [43, 51, 6] \quad (\% \text{ massa})$$

$$R_T = 13.9 R_\odot.$$

Estes valores não são tão diferentes dos obtidos para a estrela NGC 40, que é uma [WC8]. A principal razão de seus espectros serem bastante diferentes é a velocidade terminal, que

para a NGC 40 é de apenas  $1000 \text{ km s}^{-1}$  enquanto que na NGC 5315 seu valor é  $2400 \text{ km s}^{-1}$ . Com relação à temperatura e ao raio por exemplo, esses dois objetos têm praticamente os mesmos valores. Comparado com o resultado de de Freitas Pacheco (1986;1993), a nossa perda de massa sem o uso de “clumping” é praticamente a mesma. No entanto, esses autores apresentam uma luminosidade  $L \sim 3900L_{\odot}$  e um raio  $R_* = 0.31R_{\odot}$ , implicando em uma temperatura maior ( $\sim 82700K$ ). A maneira pela qual de Freitas Pacheco et al. obtiveram seus parâmetros foi através da comparação de larguras equivalentes teóricas e observadas de certas linhas. Para isso foi utilizado a teoria de Sobolev e considerou-se um vento estelar isotérmico. Naturalmente portanto, a nossa abordagem é superior em vários aspectos.

Valores da ordem de  $3600 \text{ km s}^{-1}$  para a velocidade terminal, conforme determinado por Feibelman (1998), foram testados em nossos modelos. Diversos perfis se tornaram muito mais largos do que os observados, e portanto, tais velocidades podem ser seguramente descartadas.

Todas as estrelas [WR] do tipo inicial (“early-type”) analisadas até hoje apresentam  $T_*$  no intervalo  $\sim 120 - 150kK$  (Koesterke 2001). Portanto, nosso resultado para a NGC 5315 é um tanto surpreendente. Por outro lado, através da análise de 6 estrelas de alta massa do tipo WC4 na Grande Nuvem de Magalhães, Crowther et al. (2002) encontraram na média  $T_* \sim 87kK$  e  $T_{eff} \sim 70kK$ , mais próximo de nossos valores. Discutiremos essa questão mais adiante nesta tese.

A abundância química encontrada é a mesma para a BD+303639 e para a NGC 40,  $\beta_{He} = 43\%$ ,  $\beta_C = 51\%$ ,  $\beta_O = 6\%$ , o que corresponde a  $C/He = 0.4$  e  $O/He = 0.035$  (em número). Como já mencionamos, a razão  $\beta_C/\beta_{He}$  encontrada para as estrelas [WR] do tipo inicial é menor que a das outras classes e está em conflito com as predições dos modelos evolutivos (Herwig 2001). Nossa razão é  $\beta_C/\beta_{He} \sim 1.2$ , e, a princípio, não é tão discrepante. No entanto, como veremos mais adiante, a determinação da abundância para os nossos dois objetos do tipo [WR] inicial é sujeita a incertezas consideráveis. Para determinar a abundância do oxigênio, utilizamos dessa vez apenas a linha em  $5593\text{Å}$ , que consiste principalmente de O III  $\lambda 5592$  e O V  $\lambda 5598$ . Novamente, não encontramos nenhuma evidência da presença de nitrogênio. Estabelecemos então o limite superior :  $\beta_N \leq 0.1\%$ .

Assim como na BD+303639, encontramos uma deficiência em ferro neste objeto. Isto é mostrado na fig. 5.21. Entre  $\sim 1400 - 1500\text{Å}$ , podemos ver uma melhora no ajuste se considerarmos uma abundância menor que a solar. Outras linhas de outros íons apresentam



modificações devido ao efeito de “line-blanketing” (p.e. C III  $\lambda 1620$ ) ou pelo simples fato de estarem superpostas às linhas do Fe V (p.e. O IV  $\lambda 1344$ ). No painel inferior desta mesma figura, se encontram os dois modelos teóricos dos painéis superiores. Como pode ser visto, o Fe V realmente tem uma influência considerável no intervalo  $\sim 1400 - 1500\text{\AA}$ . Dados observacionais nesta região de alta resolução e de alto sinal-ruído poderiam precisar a determinação da abundância. O nosso modelo final utiliza  $\beta_{Fe} = 0.0136\%$  (10% do valor solar).

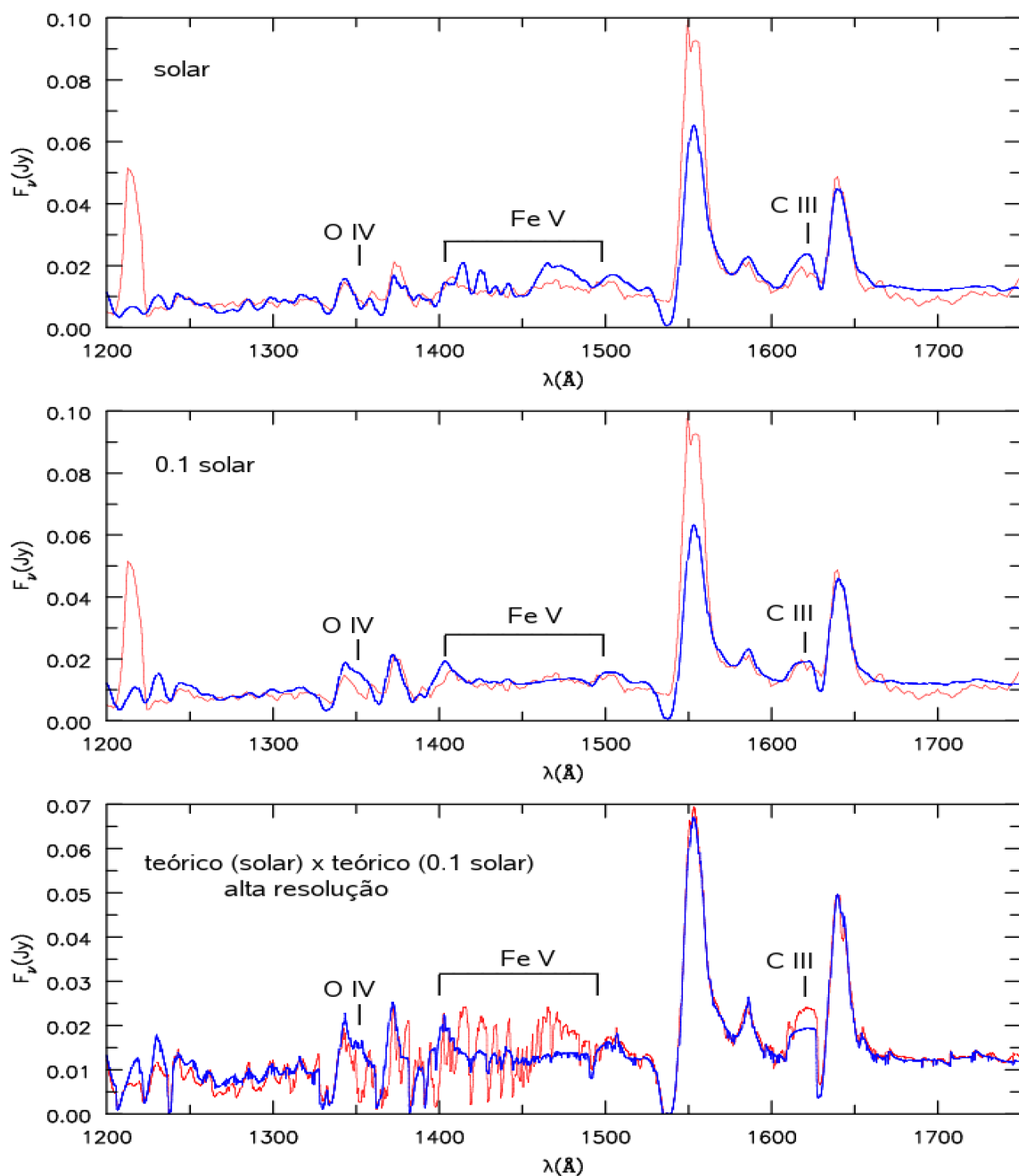


Figura 5.21: Abundância de ferro (% massa) na estrela NGC 5315. Espectro teórico (linha azul ou mais escura) e espectro observado pelo *IUE*. Topo :  $\beta_{Fe} = 0.136\%$  (solar). Meio :  $\beta_{Fe} = 0.0136\%$  (10% solar). Embaixo : os dois modelos teóricos dos painéis superiores, mas com alta resolução. A linha azul (ou mais escura) neste caso é o modelo deficiente em ferro.

## 5.7 NGC 6905

A estrela central da nebulosa planetária NGC 6905 é a mais quente de nossa amostra. Isto é evidenciado em seu espectro, que é composto principalmente por emissões intensas dos íons C IV, He II e O VI. A sua classificação espectral é [WO1] segundo Crowther et al. (1998) e [WO2] de acordo com Acker & Neiner (2003), o que significa um dos estágios de ionização mais elevados entre as estrelas [WR].

Koesterke & Hamann (1997b) apresentaram o primeiro modelo para este objeto baseado em uma atmosfera em expansão. Todavia, seu trabalho não incluiu os efeitos de “clumping” e nem “line-blanketing”. Um outro estudo importante, mas com relação à nebulosa planetária, foi feito por Peña et al. (1998). Através de um modelo de fotoionização, algumas características nebulares como a temperatura eletrônica e a estrutura de ionização puderam ser reproduzidas. É importante ressaltar que o fluxo ionizante neste trabalho é o fornecido por Koesterke & Hamann (1997b), de modo que a análise foi autoconsistente. Mesmo assim, algumas discrepâncias importantes foram encontradas. O fluxo em  $H\beta$  por exemplo, é menor que o observado, o que sugere a necessidade de uma estimativa melhor dos parâmetros da estrela central.

Feibelman (1996) também estudou este objeto. Através de uma análise qualitativa dos espectros *IUE* várias identificações de linhas foram feitas e duas velocidades terminais puderam ser determinadas :  $3800 \text{ km s}^{-1}$  pelo C IV  $\lambda 1549$  e  $2700 \text{ km s}^{-1}$  pelo O V  $\lambda 1371$ .

O modelo atômico considerado para a NGC 6905 está na tabela 5.5. Devido a sua alta temperatura, alguns íons presentes nos outros objetos de nossa amostra foram excluídos e outros, como o Fe VII-VIII, foram incluídos.

### 5.7.1 Ótico

Na fig. 5.22 mostramos o espectro ótico observado e o nosso modelo final para a NGC 6905. A distância derivada é de 1.75 kpc e o avermelhamento é  $E(B-V) = 0.2$ . Como pode ser visto, algumas linhas nebulares contaminam o espectro. Elas foram identificadas como : [Ne III]  $\lambda 3868$ , [Ne III]  $\lambda 3969$ ,  $H\delta$ ,  $H\gamma$ , He II  $\lambda 4686$ ,  $H\beta$ , [O III]  $\lambda 4959$ , [O III]  $\lambda 5007$  e He II  $\lambda 5412$ . Ambas as linhas nebulares do He II contaminam a linha do vento estelar.

Uma transição importante nesta região é a O VI  $\lambda 3811$ , 34. Modelos na literatura nunca

Tabela 5.5: Modelo atômico para a NGC 6905.

Íon	Número de níveis	Número de superníveis
He I	39	27
He II	30	13
C III	243	99
C IV	64	49
O IV	72	30
O V	91	31
O VI	65	65
Ne III	71	23
Ne IV	52	17
Ne V	166	37
Ne VI	202	36
Mg II	45	18
Mg III	201	29
Al II	58	38
Al III	45	17
Si III	45	25
Si IV	38	27
Si V	71	33
P V	62	16
S IV	23	19
S V	22	21
S VI	19	17
Ar III	36	10
Ar IV	61	19
Ar V	36	18
Ca III	110	33
Ca IV	193	34
Ca V	121	45
Ca VI	108	47
Fe V	182	19
Fe VI	80	10
Fe VII	153	29
Fe VIII	324	53

conseguiram reproduzir corretamente seu perfil, subestimando sua intensidade por um fator de até  $\sim 2$  (Peña et al. 1998). O nosso ajuste é bastante razoável e, embora um pouco mais fraco que o observado, resulta de nosso compromisso com a linha O V  $\lambda 1371$  (e com outras linhas do O VI nos espectros do *FUSE*) ao determinarmos a temperatura.

A linha em  $\sim 4660\text{\AA}$  resulta das contribuições do C IV  $\lambda 4658$ , C IV  $\lambda 4684$  e He II  $\lambda 4686$ . Ao contrário de outras estrelas de nossa amostra, o C III não se encontra presente neste objeto. Outras linhas intensas são : O VI  $\lambda 5291$ , He II  $\lambda 5412$ , C IV  $\lambda 5470$  e C IV  $\lambda 5801$ , 12.

### 5.7.2 Ultravioleta próximo e distante

Na fig. 5.23 mostramos os espectros observados de baixa resolução do *IUE* e o nosso modelo teórico. No intervalo de  $\sim 1200 - 2000\text{\AA}$  existem somente três linhas oriundas da estrela central : O V  $\lambda 1371$ , C IV  $\lambda 1549$  e He II  $\lambda 1640$ . A linha em  $\sim 1909\text{\AA}$  foi identificada como C III]  $\lambda 1909$ , de origem nebular. Surpreendentemente, o ajuste à linha He II  $\lambda 1640$  não é satisfatório. No entanto, Feibelman (1996) salienta que existe uma contaminação nebular desta mesma linha e que sua intensidade pode estar mudando com a posição da fenda do *IUE*. Geralmente, por possuir uma estrutura atômica simples, o hélio é bem reproduzido pelos modelos.

O ajuste ao intervalo  $\sim 2000 - 3200\text{\AA}$  apresenta algumas discrepâncias. As únicas linhas que se aproximam dos perfis observados são : O VI  $\lambda 2070$ , C IV  $\lambda 2529$  e C IV  $\lambda 2905$ . Todavia, se seguirmos as identificações dadas por Feibelman (1996), veremos que várias linhas nessa região são devidas ao Fe II, O III, [Ar V], [Mg V] e [Ne IV-V] (veja sua tabela 4). Como o Fe II e o O III não são vistos em nossos modelos (devido a alta temperatura) e as outras transições são proibidas, concluímos que a diferença se deve principalmente a uma contaminação nebular. Vale ressaltar que em paralelo adicionamos outros íons (p.e. Cl, Cr, Mn, etc.) aos modelos e nenhuma transição que melhorasse o ajuste a esta região foi obtido.

Os espectros do ultravioleta distante do telescópio *FUSE* são mostrados na fig. 5.24 juntamente com nosso modelo teórico. As linhas identificadas nesta região são : O VI  $\lambda 1032$ , O VI  $\lambda 1038$ , O VI  $\lambda 1081$ , O VI  $\lambda 1125$ , C IV  $\lambda 1108$  e C IV  $\lambda 1169$ . As linhas do O VI foram utilizadas para a determinação da temperatura. Um valor um pouco mais baixo para  $E(B-V)$  (0.15, uma diferença de apenas 0.05) foi adotado para um melhor ajuste do contínuo.

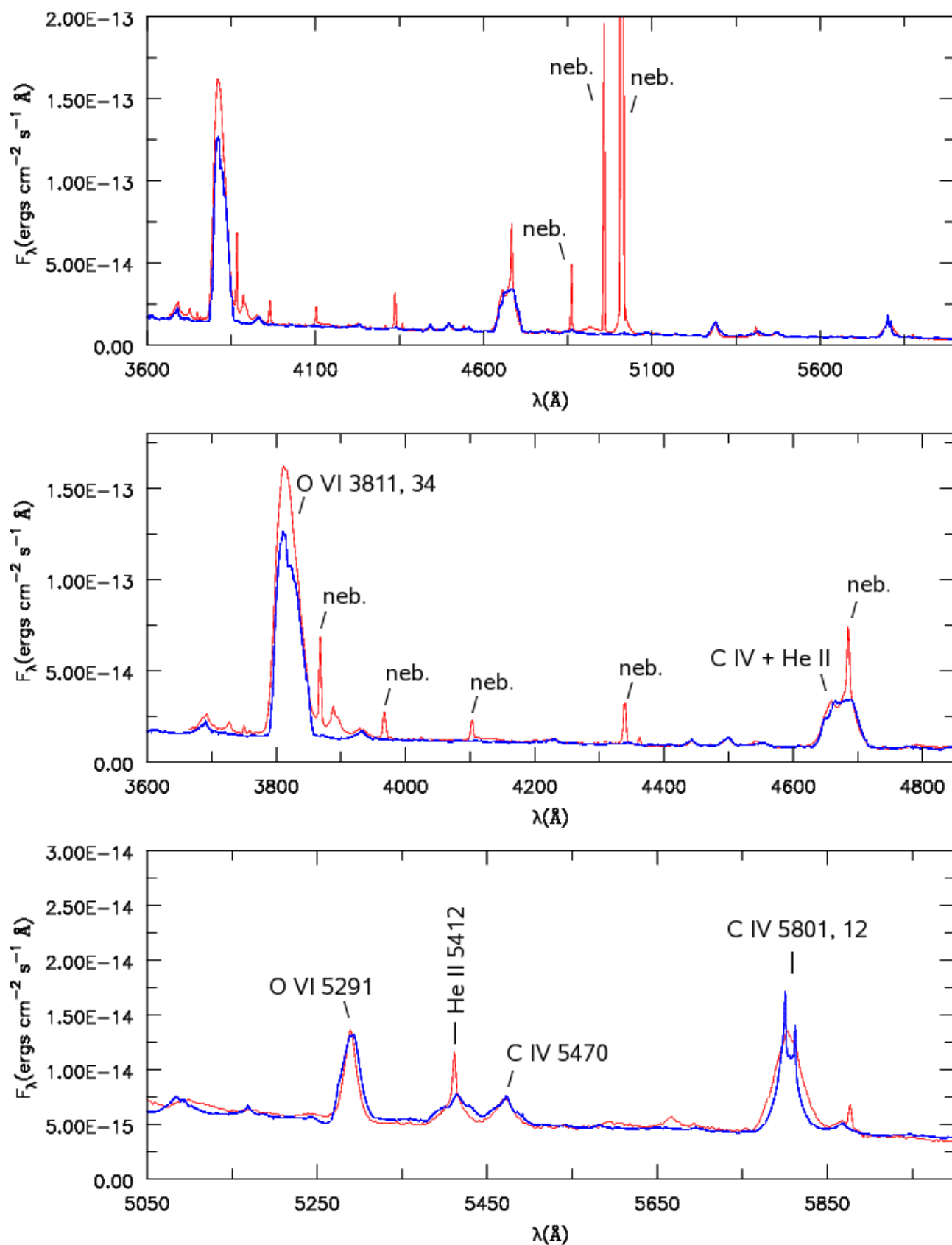


Figura 5.22: Espectro óptico observado da estrela NGC 6905 (telescópio INT/2.5m) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

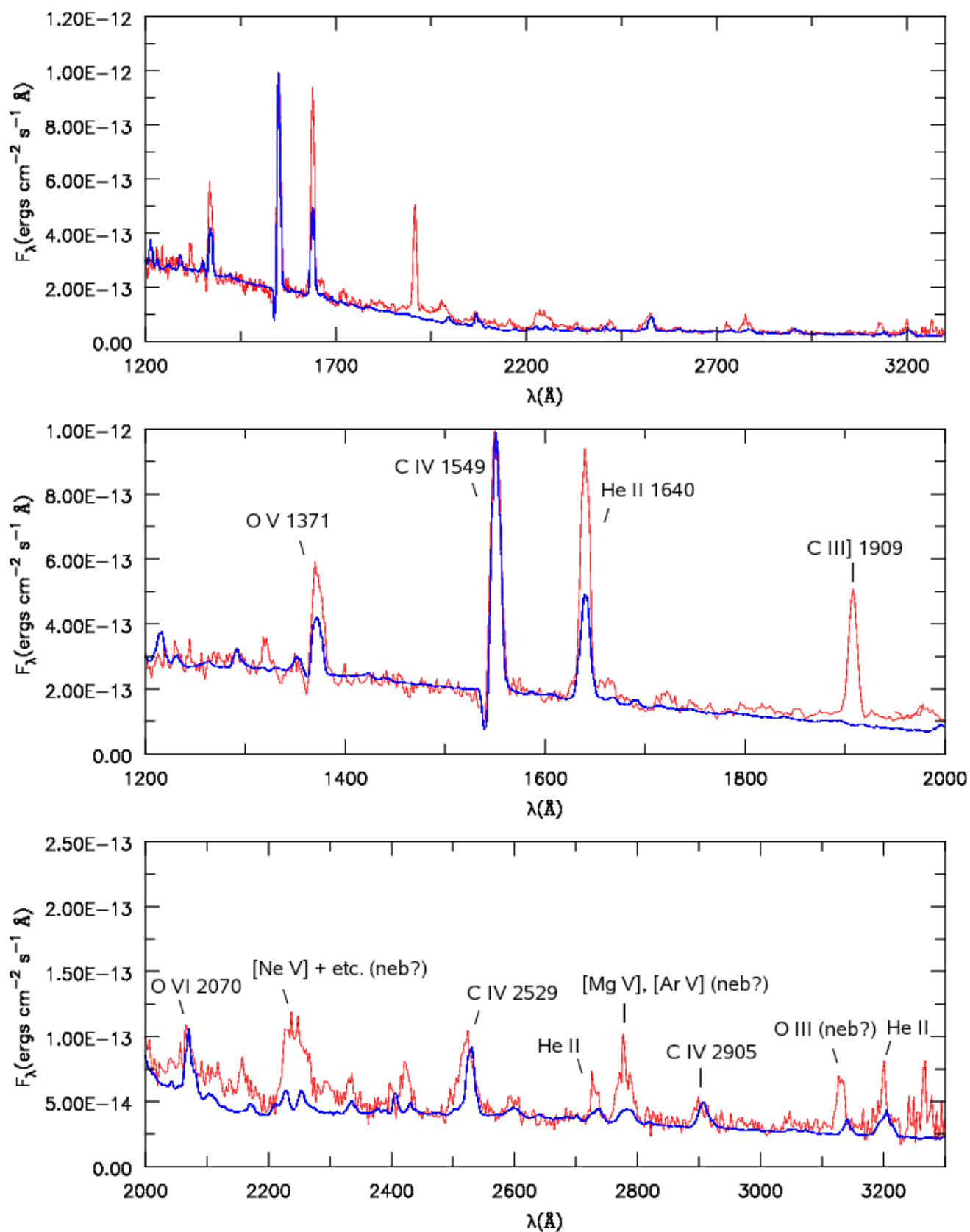


Figura 5.23: Espectro ultravioleta observado da estrela NGC 6905 (telescópio espacial *IUE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

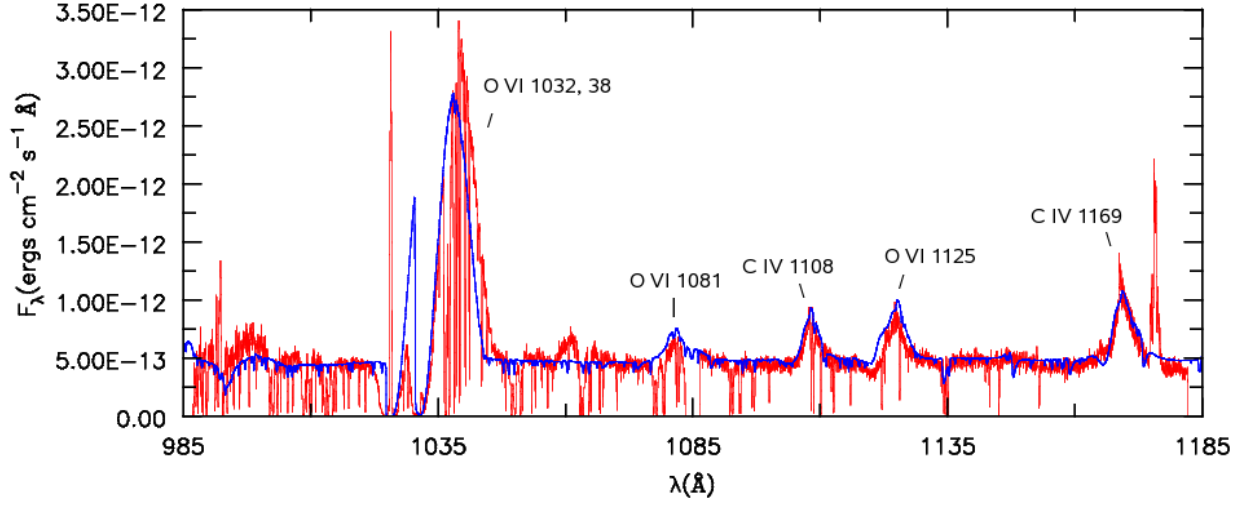


Figura 5.24: Espectro da estrela NGC 6905 observado no ultravioleta distante (telescópio espacial *FUSE*) e o nosso modelo teórico (linha azul ou mais escura).

Por último, mostramos na fig. 5.25 os espectros observados da NGC 6905 e o nosso contínuo teórico, desde o ultravioleta distante até o ótico.

### 5.7.3 Parâmetros físicos e abundâncias químicas

Os parâmetros físicos e a abundância química derivada para a NGC 6905 se encontram abaixo :

$$R_* = 0.1R_{\odot}$$

$$T_* = 149600K, \quad T_{eff} = 146200K$$

$$\text{Log } \dot{M} = -7.15, \quad \text{Log } \dot{M}/\sqrt{f} = -6.65$$

$$v_{\infty} = 1890 \text{ km s}^{-1}, \quad \eta = 1.3$$

$$\text{Log } Q_0 = 47.43, \quad \text{Log } Q_1 = 47.30, \quad \text{Log } Q_2 = 46.65$$



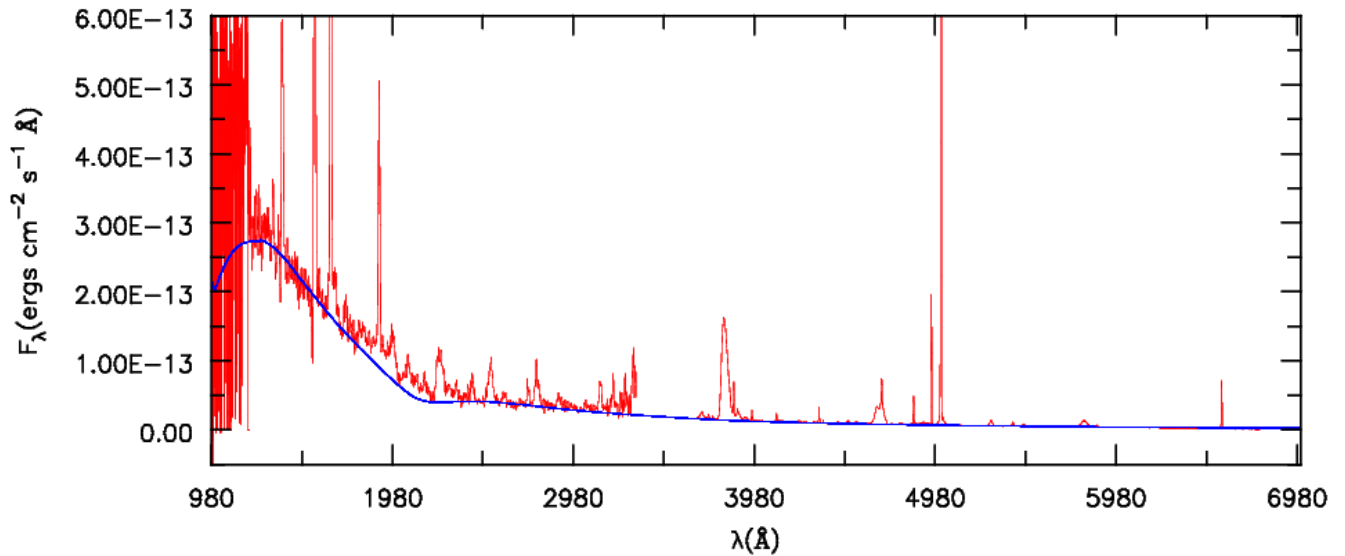


Figura 5.25: Todos os espectros observados (INT 2.5m + *IUE* + *FUSE*) da estrela NGC 6905 e o contínuo teórico de nosso modelo (linha azul ou mais escura).

$$[\beta_{He}, \beta_C, \beta_O] = [49, 40, 10] \quad (\% \text{ massa})$$

$$R_T = 10.5 R_\odot.$$

Comparada com a NGC 5315, a NGC 6905 é aproximadamente duas vezes mais quente (devido ao seu raio menor) e tem um vento mais denso. Embora sejam duas estrelas [WR] do tipo inicial, seus espectros são bem diferentes. Na NGC 5315, ainda vemos C III e o O VI é fraco ou ausente, enquanto que na NGC 6905 o C IV e o O VI dominam o espectro.

Comparado com o trabalho de Koesterke & Hamann (1997b), a nossa temperatura estelar  $T_*$  é de  $\sim 150kK$  enquanto que esses autores derivaram  $\sim 141kK$ . A nossa determinação é a mais precisa entre as estrelas de nossa amostra e se baseia principalmente nas transições : O V  $\lambda 1371$ , O VI  $\lambda \lambda 1032, 38$  e O VI  $\lambda \lambda 3811, 34$ . Mostramos na fig. 5.26 três espectros teóricos para ilustrar a sensibilidade dessas linhas com relação a mudanças de temperatura. Como pode ser verificado, o O V  $\lambda 1371$  segue tendência oposta às linhas do O VI, garantindo uma boa determinação. Outras transições como o C IV e o He II são um pouco menos sensíveis.

O modelo com  $T_{eff} \sim 146kK$  ( $T_* \sim 150kK$ ) é o mais próximo de nosso modelo final. Esta figura também mostra que a incerteza na determinação da temperatura chega a ser menor que 10%.

Como no trabalho de Koesterke & Hamann (1997b) não está explícito a distância considerada, o único parâmetro adicional que pode ser comparado é o raio transformado, que em nosso caso é  $4.9 R_{\odot}$  sem o uso de “clumping”, enquanto eles derivaram  $3.4 R_{\odot}$ .

A abundância química do nosso modelo final é  $\beta_{He} = 49\%$ ,  $\beta_C = 40\%$  e  $\beta_O = 10\%$ , o que corresponde a  $C/He = 0.27$  e  $O/He = 0.05$  (em número). Esta determinação para uma estrela [WR] do tipo inicial é importante e será discutida posteriormente. Com relação ao nitrogênio, ele não é visto no espectro observado e, se presente na atmosfera, sua abundância é  $\beta_N < 0.1\%$ .

Por se tratar de um objeto muito quente, para analisarmos a abundância do ferro tivemos que incluir os estágios de ionização Fe VII-VIII. Verificamos que abundâncias menores que a solar (p.e.  $\beta_{Fe} = 0.0136\%$ ) produzem um espectro teórico na região do *FUSE* com pequenas diferenças. Estas, por serem sutis, não são suficientes para garantirem que este objeto é deficiente. Portanto, assim como no caso da NGC 40, a quantidade de ferro na NGC 6905 é bastante difícil de determinar.

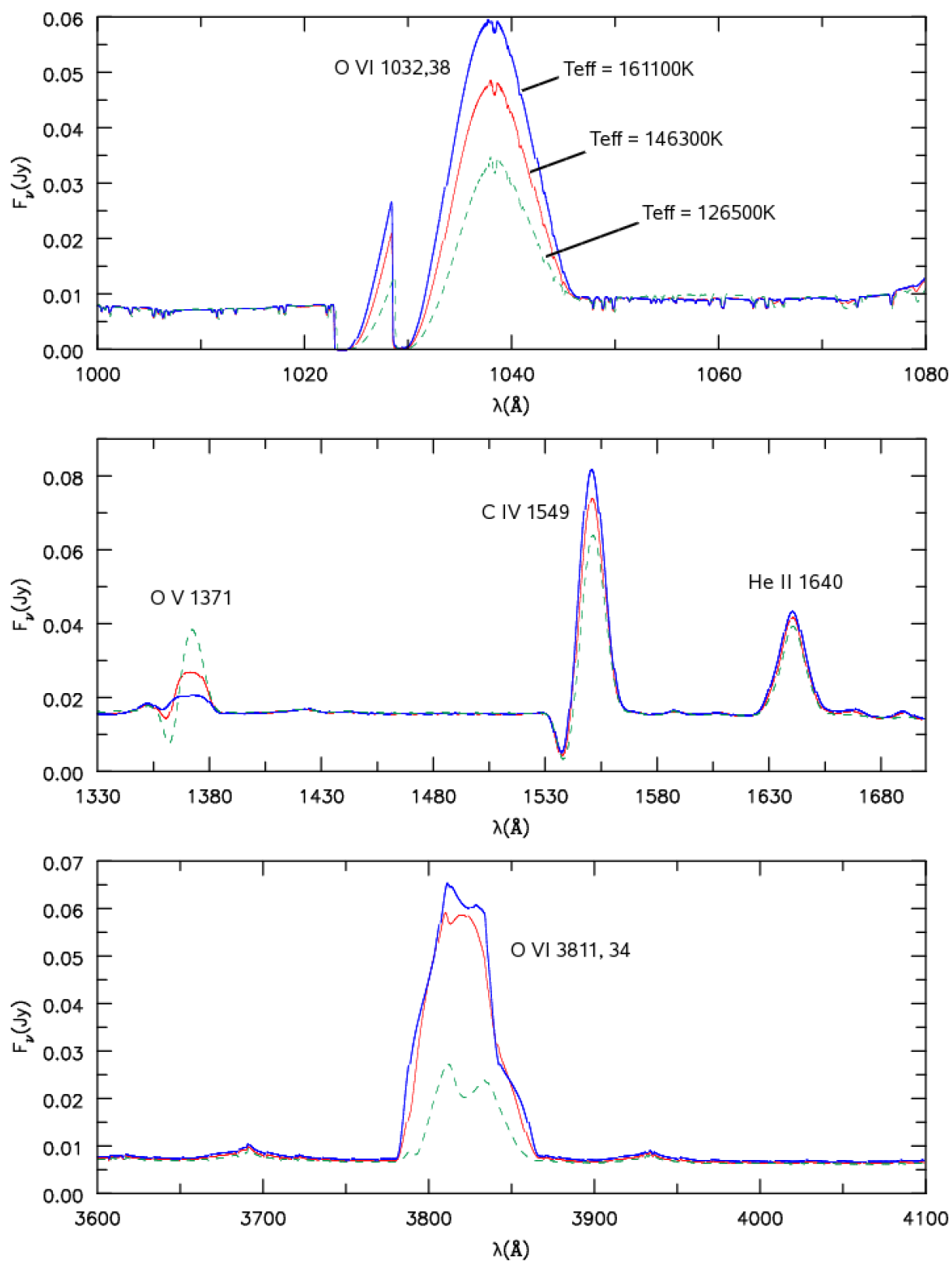


Figura 5.26: Sensibilidade das linhas do O V-VI à mudanças de temperatura. Linha tracejada :  $T_{eff} = 126500K$ . Linha cinza (ou vermelha) :  $T_{eff} = 146300K$ . Linha escura (ou azul) :  $T_{eff} = 161000K$ .

## 5.8 Sumário dos resultados obtidos

Para termos uma melhor visualização dos resultados obtidos, os parâmetros físicos e as abundâncias químicas das estrelas centrais BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905 são mostrados novamente nas tabelas 5.6 e 5.7. Para fins de comparação, mostramos também trabalhos anteriores sobre esses objetos. Lembramos que com a exceção de Crowther et al. (2005), todos os modelos de atmosferas são do grupo de Potsdam e não levaram em conta o ferro (além de diversos outros elementos), “line-blanketing”, “clumping” e se restringiram principalmente na análise do ótico. É importante ressaltar também que os parâmetros de de Freitas-Pacheco et al. (1986;1993) não foram obtidos através de ajustes aos espectros observados. Esses autores utilizaram a teoria de Sobolev, consideraram um vento isotérmico e fizeram uma comparação entre larguras equivalentes teóricas e observadas de algumas transições do C e do He.

Os valores entre parênteses na tabela 5.6 para a eficiência do vento estelar  $\eta$  e para o raio transformado  $R_T$  levam em conta “clumping”. As abundâncias  $\beta_{He}$ ,  $\beta_C$ ,  $\beta_O$  e  $\beta_N$  na tabela 5.7 estão em frações de massa (%). Já os valores para C/He e O/He são frações em número.

Mostramos ainda na tabela 5.8, o fluxo ionizante dos nossos modelos finais a partir de  $912\text{\AA}$  ( $Q_0$ ),  $504\text{\AA}$  ( $Q_1$ ) e  $228\text{\AA}$  ( $Q_2$ ). Tais comprimentos de onda correspondem aos potenciais de ionização do H I, He I e He II. Para termos uma idéia de como esses fótons são absorvidos pelo vento estelar, os valores de  $Q$  foram calculados na parte interna ( $Q_{int}$ ) e na parte externa do envelope ( $Q^{ext}$ ), conforme as seguintes expressões :

$$Q_{int} = 4\pi R_*^2 \int_{\nu}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}(R_*)}{h\nu} d\nu$$

$$Q_{ext} = 4\pi R_{env}^2 \int_{\nu}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}(R_{env})}{h\nu} d\nu,$$

onde  $R_{env}$  é o raio do envelope, que é fixo em  $200R_*$  em todos os modelos. É interessante notar que no caso da estrela NGC 6905 a diferença entre  $Q_2$  na parte interna e externa do envelope é bem menor do que para as outras estrelas. Isso se deve ao alto grau de ionização deste objeto, o que faz com que o envelope se torne óticamente fino para estes fótons.

Tabela 5.6: Sumário dos parâmetros físicos obtidos.

Estrela	$T_*$ (K)	$R_*/R_\odot$	$T_{eff}$ (K)	$\log \dot{M}$	$\log \dot{M}/\sqrt{f}$	$v_\infty$ (km $s^{-1}$ )	$R_T/R_\odot$	$\eta$
<b>BD+303639</b> (esta tese)	48060	1.0	46720	-6.30	-5.80	700	6.8 (14.6)	11.0 (3.5)
Leuenhagen et al. (1996)	47000	1.49	42000	-	-5.40	700	5.5 (-)	13.5 (-)
Crowther et al. (2005)	55000	0.85	48000	-6.05	-5.55	700	3.9 (8.5)	16.2 (5.1)
<b>NGC 40</b> (esta tese)	73310	0.43	70840	-6.25	-5.75	1000	3.4 (7.4)	17.6 (5.5)
Leuenhagen et al. (1996)	78000	0.46	46000	-	-5.40	1000	2.2 (-)	26.4 (-)
<b>NGC 5315</b> (esta tese)	76420	0.40	74590	-6.33	-5.83	2400	6.5 (13.9)	35.6 (11.0)
de Freitas Pacheco et al. (1986;1993)	82700	0.31	-	-	-5.83	2600	5.2 (-)	49.2 (-)
<b>NGC 6905</b> (esta tese)	149600	0.10	146200	-7.15	-6.65	1890	4.9 (10.5)	4.1 (1.3)
Koesterke & Hamann (1997)	141000	-	-	-	-	1800	3.4 (-)	-

Tabela 5.7: Sumário das abundâncias químicas obtidas.

Estrela	$\beta_{He}$	$\beta_C$	$\beta_O$	$\beta_N$	C/He	O/He
<b>BD+303639</b> (esta tese)	43	51	6	< 0.2	0.40	0.035
Leuenhagen et al. (1996)	45	50	5	-	0.37	0.028
Crowther et al. (2005)	51	38	10	-	0.25	0.050
<b>NGC 40</b> (esta tese)	43	51	6	< 0.1	0.40	0.035
Leuenhagen et al. (1996)	40	50	10	-	0.42	0.062
<b>NGC 5315</b> (esta tese)	43	51	6	< 0.1	0.40	0.035
de Freitas Pacheco et al. (1986;1993)	-	-	-	-	0.41	-
<b>NGC 6905</b> (esta tese)	49	40	10	< 0.1	0.27	0.051
Koesterke & Hamann (1997b)	60	25	15	0	0.14	0.062

Tabela 5.8: Fluxo ionizante dos nossos modelos finais.

Estrela	$\text{Log } Q_0^{int} \rightarrow \text{Log } Q_0^{ext}$ 912Å (H I) (fótons s <sup>-1</sup> )	$\text{Log } Q_1^{int} \rightarrow \text{Log } Q_1^{ext}$ 504Å (He I) (fótons s <sup>-1</sup> )	$\text{Log } Q_2^{int} \rightarrow \text{Log } Q_2^{ext}$ 228Å (He II) (fótons s <sup>-1</sup> )
BD+303639	49.90 → 47.45	49.74 → 45.89	49.12 → 34.28
NGC 40	49.76 → 47.56	49.68 → 46.91	49.35 → 36.79
NGC 5315	49.65 → 47.58	49.57 → 47.15	49.22 → 37.46
NGC 6905	49.16 → 47.43	49.13 → 47.30	48.98 → 46.65

Para complementar a tabela 5.8, mostramos na fig. 5.27 o contínuo teórico de todos os nossos modelos finais corrigidos com os respectivos valores de  $E(B-V)$ . Os comprimentos de onda a partir dos quais são calculados os fatores  $Q$  estão indicados. Nota-se claramente que a maior parte do fluxo é emitida cada vez mais no ultravioleta extremo quanto mais quente for a estrela. Também fica evidente no caso das estrelas BD+303639, NGC 40 e NGC 5315, que o fluxo em comprimentos de onda menores que  $\sim 300\text{\AA}$  decresce consideravelmente, o que explica os valores baixos de  $Q_2^{ext}$  para esses objetos mostrados na tabela 5.8.

Por completeza, mostramos ainda nas figuras 5.28, 5.29 e 5.30 a estrutura de ionização dos elementos mais abundantes na atmosfera das estrelas estudadas, i.e., do hélio, do carbono e do oxigênio. No eixo horizontal a distância é dada em raios estelares e no eixo vertical a abundância de um íon é dada em frações da espécie considerada. Várias informações úteis podem ser obtidas a partir destes gráficos. Algumas que merecem destaque são :

- a estrutura de ionização da NGC 40 e da NGC 5315 se assemelham, apesar de seus espectros serem bastante diferentes !
- na NGC 6905 o hélio está praticamente todo ionizado. Isto explica o porquê de termos na tabela 5.8 os fatores  $Q_2$  na parte interna e externa não tão diferentes como nas outras estrelas. Os fótons com comprimentos de onda menores que  $228\text{\AA}$  não são mais usados para ionizar o He II e portanto são pouco absorvidos no vento estelar.
- se considerarmos a sequência evolutiva da literatura  $[WCL] \rightarrow [WCE] \rightarrow [WO]$ , essas figuras podem ser consideradas (do topo para baixo) como sendo a evolução temporal da estrutura de ionização de uma estrela  $[WR]$ .

Podemos observar ainda que os elementos dominantes ao longo da atmosfera estão coerentes com os espectros estudados até aqui.

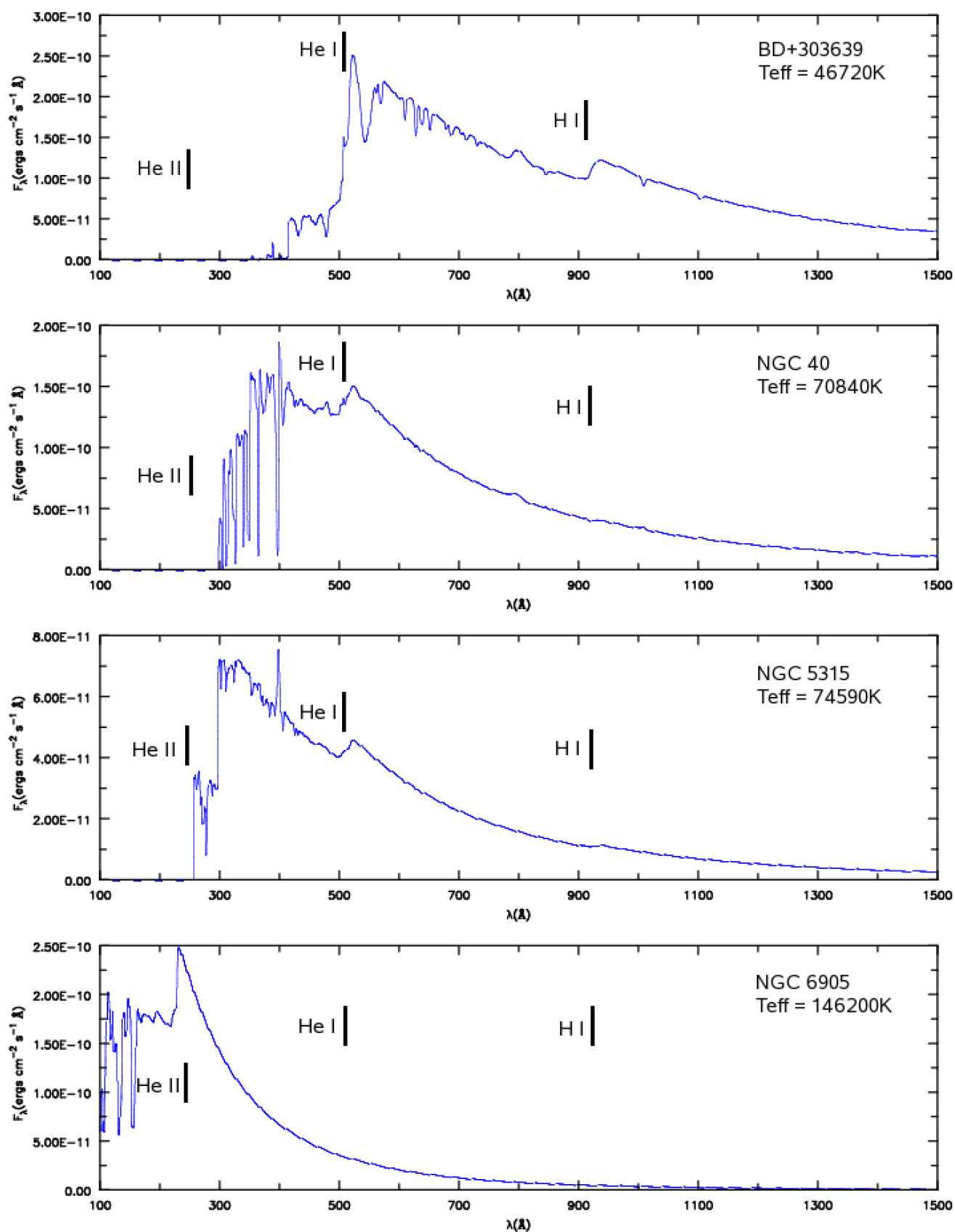


Figura 5.27: Contínuo teórico dos modelos das estrelas BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905.



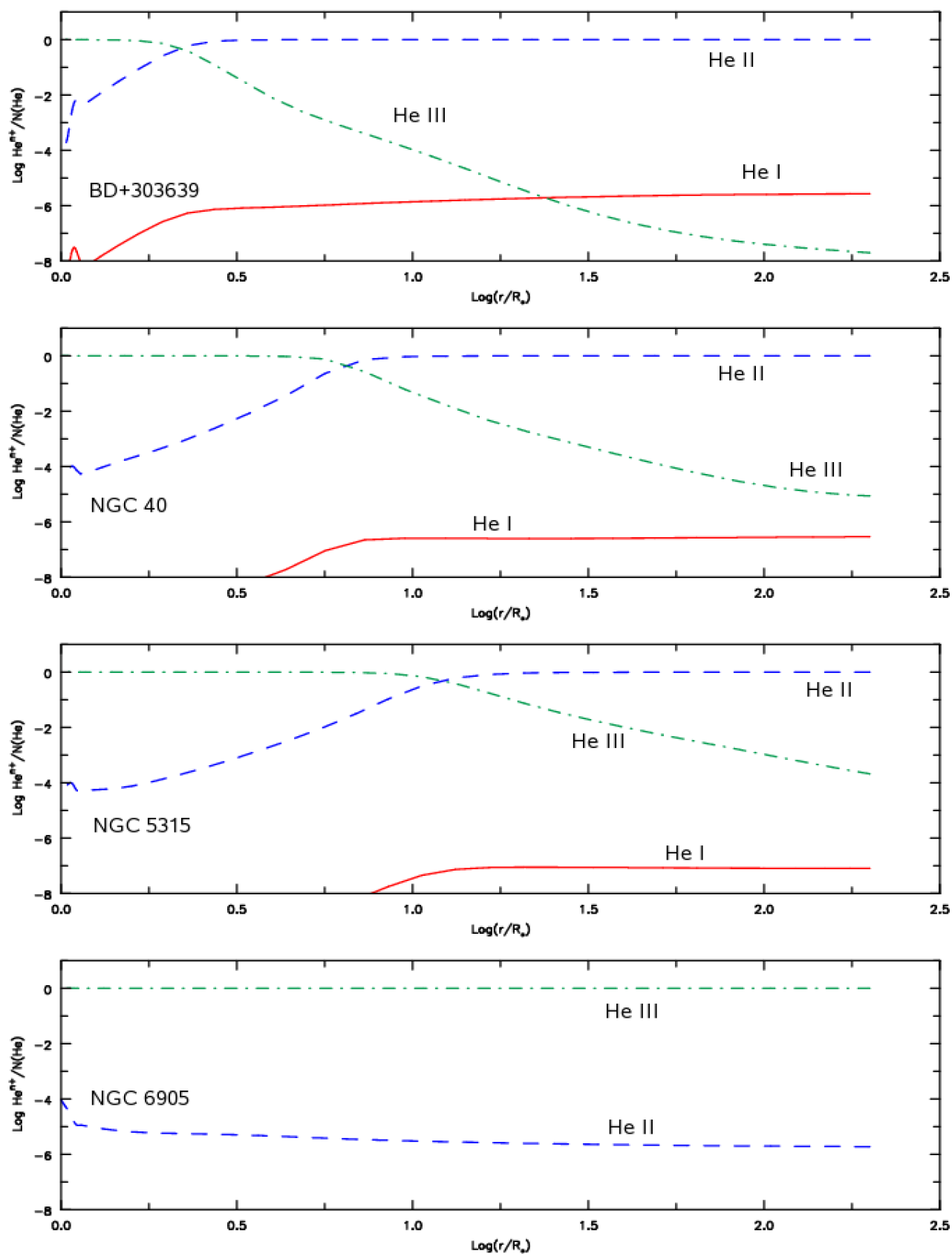


Figura 5.28: Estrutura de ionização do hélio (He).

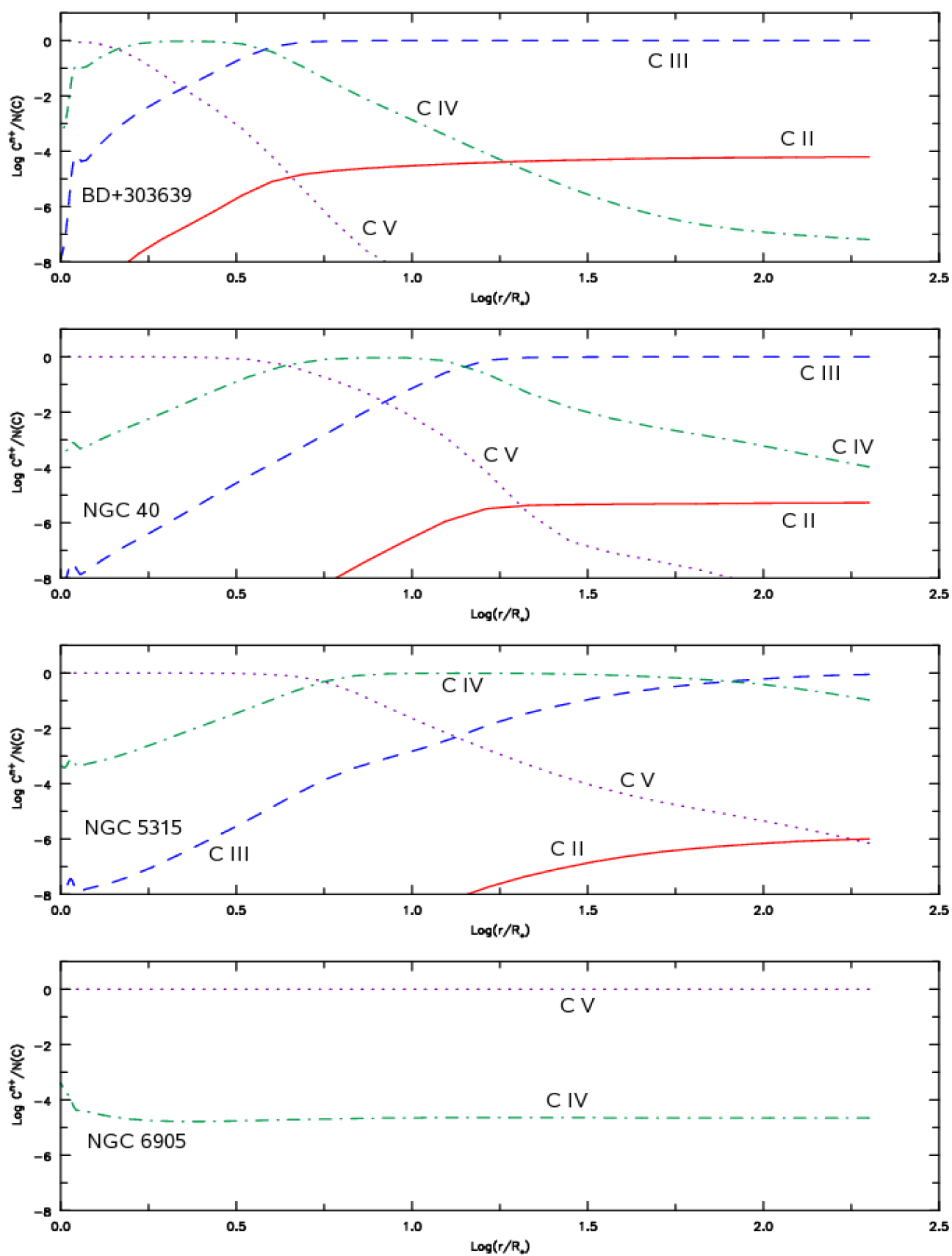


Figura 5.29: Estrutura de ionização do carbono (C).

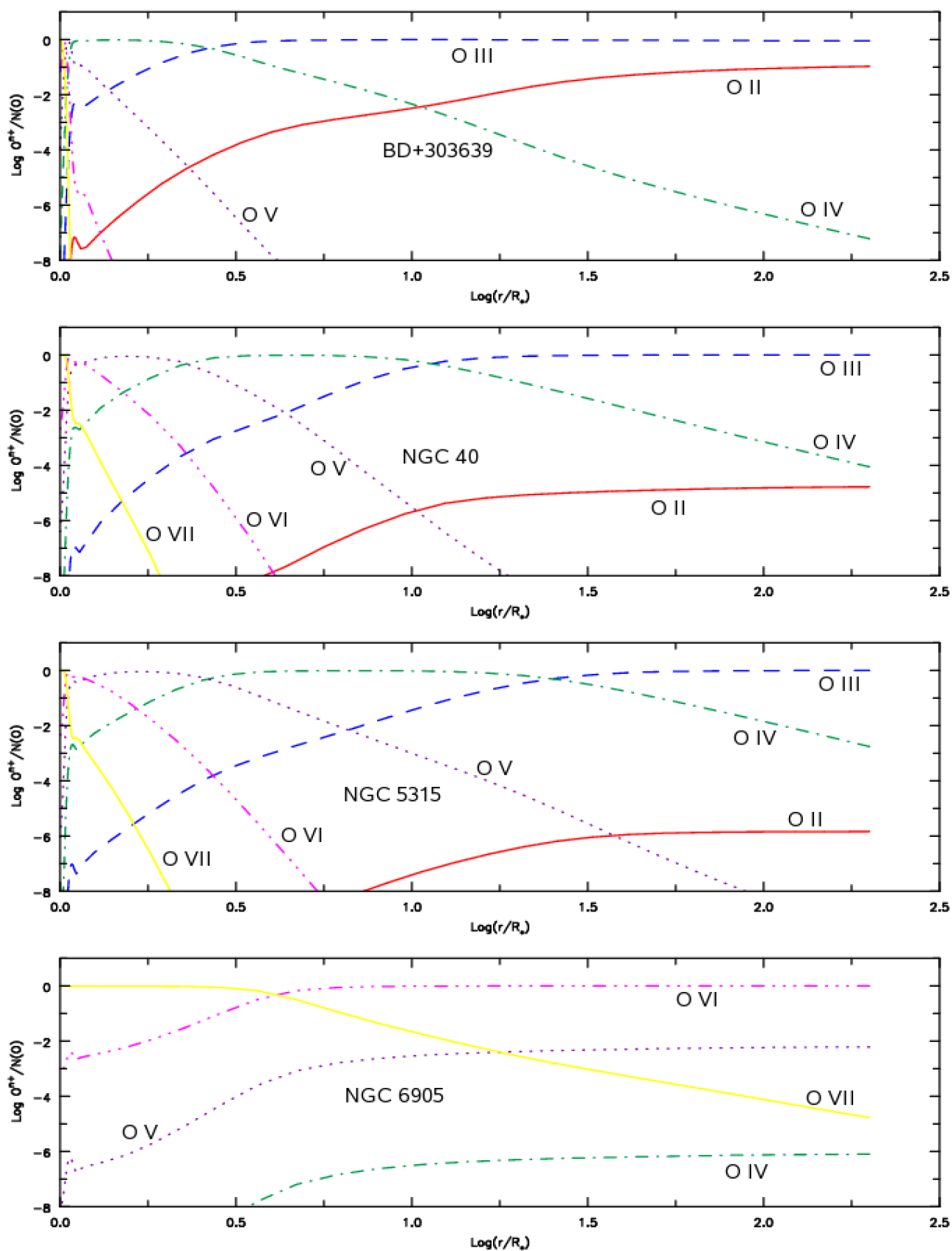


Figura 5.30: Estrutura de ionização do oxigênio (O).



# Capítulo 6

## Discussão dos Resultados

‘‘We are at the very beginning of time for the human race.  
It is not unreasonable that we grapple with problems.  
But there are tens of thousands of years in the future.  
Our responsibility is to do what we can, learn what we can,  
improve the solutions, and pass them on.’’

Richard Feynman.

### 6.1 A razão $\beta_C/\beta_{He}$ nas estrelas [WR]

Conforme discutimos no capítulo 1, existem três cenários<sup>1</sup> para a produção de estrelas centrais deficientes em H : AFTP, LTP e VLTP. Todos eles são baseados em pulsos térmicos (Herwig 2001). No AFTP, a estrela se torna deficiente em H no final da fase AGB, apresentando uma abundância (% em massa)  $[\beta_H, \beta_{He}, \beta_C, \beta_O] \sim [17, 33, 32, 15]^2$ . No LTP, a estrela se encontra na trajetória pós-AGB, quando sua luminosidade se encontra constante, e após

---

<sup>1</sup>sem considerar a possibilidade da evolução em binárias

<sup>2</sup>Herwig (2001) ressalta que a abundância obtida pelo caso AFTP depende da massa residual de hidrogênio ( $M_H$ ) na estrela antes do pulso térmico. No caso mostrado,  $M_H = 4 \times 10^{-3} M_\odot$ .

Classe	$\bar{\beta}_{He}$ (%)	$\bar{\beta}_C$ (%)	$\bar{\beta}_O$ (%)	$\bar{\beta}_C/\bar{\beta}_{He}$
[WCL] (13)	$43 \pm 3$	$50 \pm 4$	$6 \pm 3$	$1.16 \pm 0.12$
<b>[WCE]-[WO] (11)</b>	<b><math>66 \pm 9</math></b>	<b><math>23 \pm 6</math></b>	<b><math>11 \pm 4</math></b>	<b><math>0.35 \pm 0.10</math></b>
[WC]-PG 1159 (3)	$40 \pm 7$	$44 \pm 5$	$14 \pm 2$	$1.10 \pm 0.23$
PG 1159 (13)	$50 \pm 17$	$39 \pm 14$	$10 \pm 6$	$0.78 \pm 0.39$

Tabela 6.1: Abundâncias químicas médias do He, C e O (em frações de massa) das classes de estrelas centrais deficientes em H. Dados de Koesterke (2001); Reiff et al. (2004); Dreizler & Heber (1998); Kruk & Werner (1998). As estrelas PG 1159 híbridas não foram consideradas.

o pulso térmico sua abundância é  $[\beta_H, \beta_{He}, \beta_C, \beta_O] \sim [2, 37, 40, 18]$ . Já no VLTP, a estrela se encontra na fase de resfriamento das anãs-brancas quando um pulso térmico tardio faz com que a estrela retorne para próximo do ramo AGB com uma abundância típica  $[\beta_{He}, \beta_C, \beta_O] \sim [38, 36, 22]$ . Ao contrário dos outros cenários, o VLTP elimina todo o H.

Em todos esses modelos, as quantidades de He e C derivadas são praticamente as mesmas, i.e.,  $\beta_C/\beta_{He} \sim 1$ . Todavia, os modelos de atmosferas do grupo de Potsdam encontraram para 11 estrelas [WR] do tipo inicial ([WCE]-[WO]) uma média de  $\beta_C/\beta_{He} \sim 0.35$  (Koesterke & Hamann 1997a,b). Para as estrelas [WCL],[WC]-PG 1159 e PG 1159, essa razão é próxima da unidade, ou seja, é coerente com a previsão dos cálculos evolutivos. Este fato é mostrado na tabela 6.1 para todas as estrelas [WR] analisadas pelo grupo de Potsdam e também para as estrelas [WC]-PG1159 ([WELS]) e PG 1159. Os erros mostrados não são as incertezas na determinação da abundância, eles dizem respeito na verdade ao intervalo de valores medido em cada classe espectral. Os números entre parênteses indicam a quantidade de estrelas consideradas. Como pode ser visto, a razão  $\beta_C/\beta_{He}$  média para as estrelas [WR] do tipo inicial é menor do que nas outras classes. Isto vai contra o esperado pelos modelos evolutivos e contradiz também o fato de que elas são descendentes das estrelas [WCL] e progenitoras das [WC]-PG 1159 e PG 1159. Motivados por esses fatos, discutiremos a seguir os nossos resultados para as estrelas NGC 5315 e NGC 6905, que pertencem as classes [WC4] (ou [WO4]) e [WO1], respectivamente.

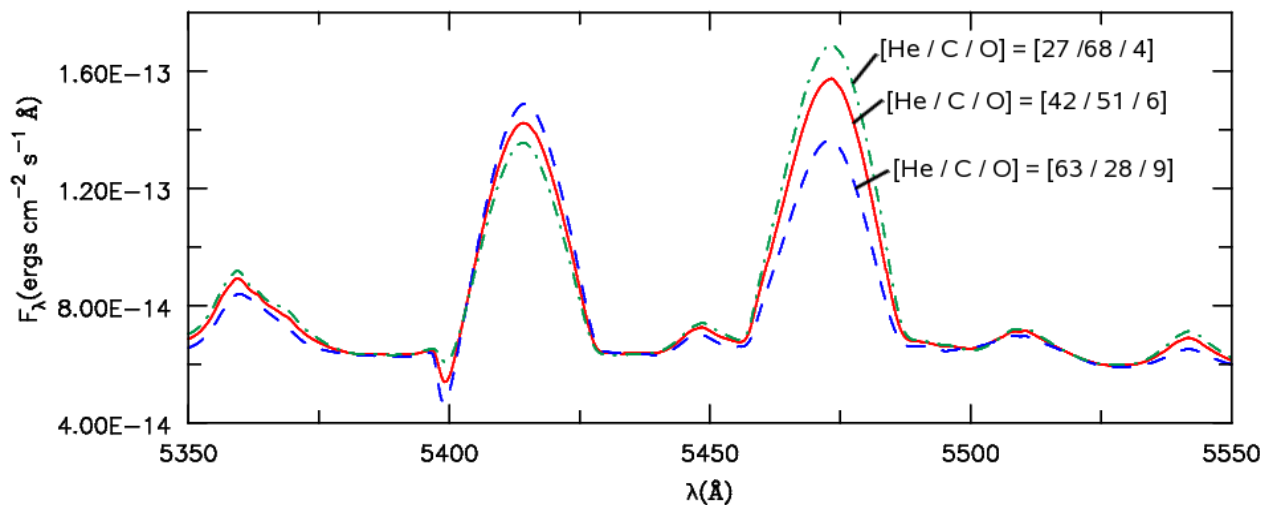


Figura 6.1: Efeito da variação da abundância de He e C nas linhas He II  $\lambda 5412$  e C IV  $\lambda 5470$ . As abundâncias mostradas estão em fração de massa (%).

A determinação de  $\beta_{He}$  e  $\beta_C$  nas estrelas do tipo Wolf-Rayet (WR e [WR]) é baseada tradicionalmente nas linhas He II  $\lambda 5412$  ( $7 \rightarrow 4$ ) e C IV  $\lambda 5470$  ( $10 \rightarrow 7$ ). Existem várias razões para esta escolha : essas transições estão próximas em comprimento de onda; são formadas pelo mesmo mecanismo físico (recombinação e cascata para nível inferior); são formadas geralmente em uma mesma região do vento estelar; possuem potenciais de ionização próximos e geralmente são sensíveis à variações da abundância do hélio e do carbono. Na fig. 6.1 mostramos um exemplo simples de três modelos com diferentes razões  $\beta_C/\beta_{He}$ . Quando estes dois perfis ajustam as linhas observadas, os valores de  $\beta_{He}$  e  $\beta_C$  são considerados a abundância de hélio e carbono da estrela.

Verificamos em nossos modelos que um bom ajuste das linhas He II  $\lambda 5412$  e C IV  $\lambda 5470$  nem sempre é possível. Para deixar claro a dificuldade encontrada para as duas estrelas [WR] do tipo inicial em nossa amostra, mostramos na fig. 6.2 dois modelos com duas abundâncias químicas diferentes para cada objeto : um com  $\beta_C/\beta_{He} \sim 0.35$ , que é a razão média vista na tabela 6.1 para as estrelas [WCE]-[WO], e outro com esta razão próxima da unidade. Para a NGC 5315, nenhum dos dois modelos reproduz bem essas linhas. Diminuindo  $\beta_C$  e  $\beta_{He}$  a custo de um aumento em  $\beta_O$  melhora a qualidade do ajuste, mas as linhas do oxigênio começam a ficar mais intensas do que as observadas (p.e. O III-V 5593). No caso da NGC

6905, o modelo com  $\beta_C/\beta_{He} \sim 0.8$  é um pouco melhor do que o de  $\beta_C/\beta_{He} \sim 0.35$ . Vale ressaltar que a abundância utilizada no último painel é a mesma utilizada por Koesterke & Hamann (1997b). É muito importante notar que os ajustes mostrados não são perfeitos. A determinação do contínuo, assim como a contribuição nebular do He II  $\lambda 5412$  (veja o caso da NGC 6905) são fatores que complicam a análise. A nossa conclusão, pelo menos a partir de nossos resultados, é que não é claro se as estrelas [WR] do tipo inicial realmente possuem a razão  $\beta_C/\beta_{He}$  mais baixa do que as outras classes. Uma amostra maior, com uma razão sinal-ruído e resolução maiores deve ser cuidadosamente analisada. Antes disso, achamos prematura qualquer conclusão a respeito da discrepância mencionada na literatura. Devemos ter em mente também um compromisso com outras partes do espectro ao tentarmos reproduzir a linha He II  $\lambda 5412$  e C IV  $\lambda 5470$ . Óbvio, não é razoável reproduzi-las a qualquer custo, i.e., degradando o ajuste de outras transições.



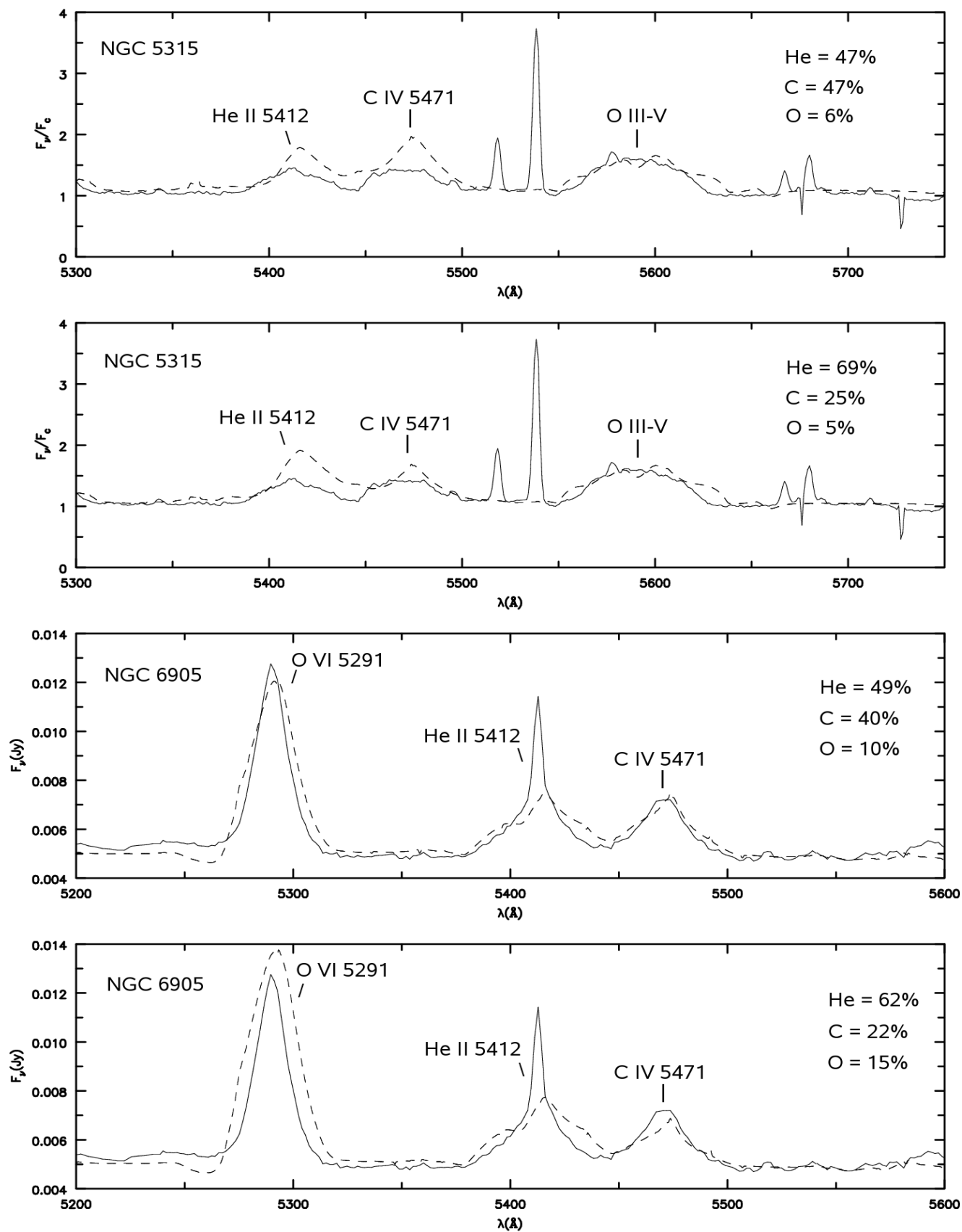


Figura 6.2: Espectros observados das estrelas NGC 5315 e NGC 6905 e modelos teóricos (linha tracejada) com diferentes razões  $\beta_C/\beta_{He}$ .

## 6.2 Diagrama $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$

Uma maneira de discutir nossos resultados no contexto da sequência evolutiva [WCL]  $\rightarrow$  [WCE]  $\rightarrow$  [WO]  $\rightarrow$  [WELS]  $\rightarrow$  PG 1159 é através do *diagrama raio transformado-temperatura estelar*. Este diagrama foi introduzido por Hamann (1997) para analisar a evolução das estrelas centrais deficientes em H de um ponto de vista diferente do fornecido pelo diagrama HR. Sua maior vantagem é ser independente da distância, uma vez que diferentes valores para a luminosidade, para a perda de massa e para o raio estelar, podem resultar em um mesmo raio transformado e na mesma temperatura (e conseqüentemente, em um mesmo espectro).

Na fig. 6.3 mostramos o diagrama  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$  para os nossos resultados e para todas as estrelas [WR] analisadas pelo grupo de Potsdam<sup>3</sup> (Koesterke 2001). Somente 4 estrelas PG 1159 estão presentes porque elas são as únicas que apresentam perdas de massa em sua classe (Koesterke et al. 1998). A sequência evolutiva parte das [WCL] em direção as [WCE]-[WO], quando o  $R_T$  decresce enquanto a temperatura aumenta. Isto sendo o resultado da contração do raio da estrela central e do aumento da perda de massa. Depois, a evolução prossegue em direção as estrelas [WELS] e PG 1159, onde a perda de massa decresce abruptamente (aumentando  $R_T$ ) ao se chegar próximo a fase das anãs-brancas. A razão deste fato ainda não foi bem esclarecida. Koesterke et al. (1998) especulam que ao alcançar temperaturas muito elevadas ( $\geq 150kK$ ) o vento estelar se torna tão ionizado que a eficiência na transferência de momento radiativo seria reduzida consideravelmente, diminuindo a perda de massa. No entanto, não acreditamos que isto é visto no diagrama porque as estrelas [WCE]-[WO] apresentam temperaturas similares às [WELS]-PG 1159. É interessante notar que com relação ao espectro, perto da fase das pré-anãs brancas o número de linhas em absorção começa a sobrepujar o número de linhas em emissão.

As conclusões principais obtidas a partir de nossos resultados são :

- Se o “clumping” está presente em todas as estrelas uniformemente, ou seja, se elas puderem ser descritas pela mesma função  $f(r)$ , as perdas de massa serão diminuídas por um fator de  $\sim 3$  (para  $f_\infty = 0.1$ ). Poderá haver portanto um deslocamento vertical para cada estrela no diagrama da fig. 6.3, pois o raio transformado é inversamente

---

<sup>3</sup>a estrela NGC 5315 é uma exceção, e foi analisada por de Freitas Pacheco et al. (1986;1993).

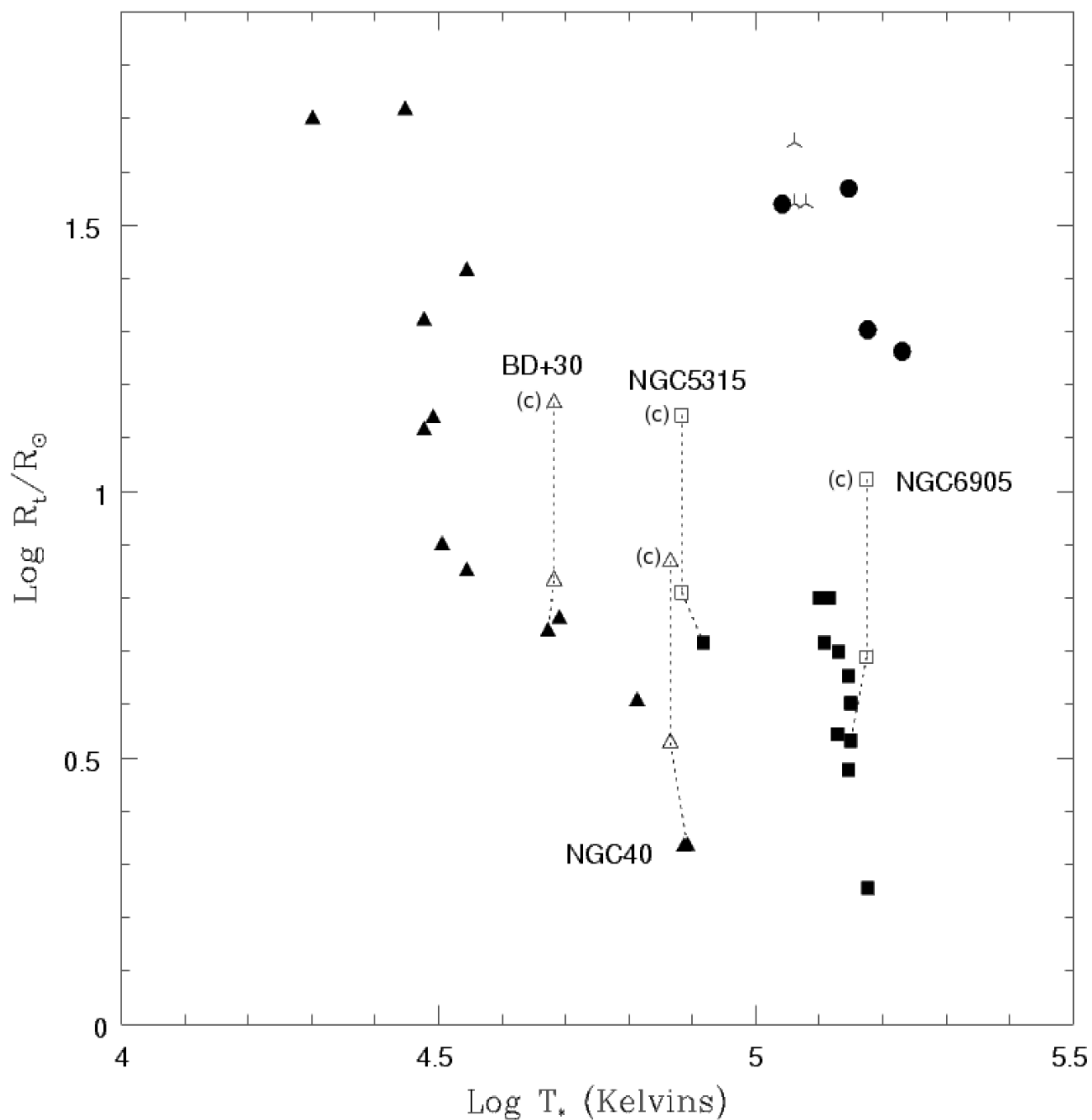


Figura 6.3: Diagrama  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$ . Os triângulos indicam as estrelas [WCL], os quadrados as estrelas [WCE]-[WO], as estrelas [WELS] são denotadas por cruces e as PG 1159 por círculos. Símbolos preenchidos indicam os resultados do grupo de Potsdam e os nossos resultados são representados por símbolos não preenchidos. Linhas tracejadas unem os modelos do grupo de Potsdam aos nossos modelos sem “clumping” e com “clumping” (indicados por (c)), respectivamente.

proporcional à perda de massa :

$$R_T = R_* \left( \frac{v_\infty / (2500 \text{ km/s})}{\dot{M} / (10^{-4} M_\odot / \text{ano})} \right)^{2/3}.$$

Em nossa amostra, a evidência de “clumping” somente foi encontrada nas estrelas BD+303639 e NGC 40.

- Como pode ser visto, comparado com os modelos homogêneos do grupo de Potsdam (com a exceção da NGC 5315, analisada por de Freitas Pacheco et al.), o raio transformado aumenta até  $\sim 0.5$  dex. Mesmo sem o uso de “clumping”, encontramos uma tendência de aumento do raio transformado de  $\sim 0.1 - 0.2$  dex com relação aos trabalhos anteriores;
- O nosso resultado para a NGC 6905 sugere que o vazio (identificado pela primeira vez por Hamann 1997) entre as estrelas [WCE]-[WO] e [WELS]-PG 1159 pode desaparecer naturalmente se neste último grupo “clumping” não for importante ou não estiver presente;
- A posição da estrela NGC 5315 é bastante diferente das demais estrelas [WR] do tipo inicial. Esta fato surpreendente será discutido posteriormente;
- Todas as estrelas de nossa amostra foram deslocadas horizontalmente com relação a resultados anteriores. No entanto, não houve uma mudança sistemática das temperaturas que permitisse qualquer conclusão acerca da sequência evolutiva. Este resultado não é óbvio, visto que a inclusão da opacidade das linhas (“line-blanketing”) nos modelos de estrelas O supergigantes por exemplo, diminuiu suas temperaturas em até 20% (7500K) (Crowther et al. 2002b).

### 6.3 Diagrama HR - $\text{Log } g \times \text{Log } T_*$

Uma maneira eficiente para se estabelecer e analisar conexões evolutivas entre estrelas de diferentes classes espectrais é através do diagrama HR. Devemos lembrar no entanto, que ao utilizá-lo, encontramos uma dificuldade fundamental : a incerteza na determinação da distância aos objetos. Isto afeta diretamente a determinação da gravidade superficial<sup>4</sup>  $g$ , que depende do raio da estrela (que depende da distância). As linhas em absorção em estrelas PG 1159 podem ser utilizadas para contornar este problema, determinando-se uma gravidade superficial espectroscópica. Porém, o mesmo não é possível para as estrelas [WR], que possuem um espectro rico em linhas em emissão. Ao analisarmos os nossos resultados, devemos ter sempre em mente esta incerteza.

No caso específico das estrelas centrais deficientes em H existe também uma outra dificuldade que diz respeito as trajetórias evolutivas. A maioria das trajetórias utilizadas na literatura para comparação com os resultados obtidos pelos modelos de atmosferas são apropriadas apenas para estrelas centrais ricas em hidrogênio. Isto acontece devido a complexidade enfrentada pelos modelos evolutivos em dar origem a objetos deficientes em H, ou seja, em levar em conta uma física apropriada para a formação e evolução desses objetos. Somente recentemente isto têm sido superado. Destacamos em particular o trabalho de Althaus et al. (2005). Estes autores disponibilizaram na literatura<sup>5</sup> uma trajetória evolutiva completa para uma estrela de  $2.7M_{\odot}$  desde a Sequência Principal até a fase de anã-branca (rica em H). Depois, após um pulso térmico tardio (VLTP), com a estrela já deficiente em H, o seu modelo se estendeu até as estrelas pré-anãs brancas (PG 1159) e finalmente, até a região das anãs brancas DO, DB e DQ. Até onde sabemos, esta trajetória evolutiva é a mais completa em termos dos processos físicos necessários à formação destes objetos e a mais apropriada atualmente para comparação com os resultados fornecidos pelos modelos de atmosferas.

Motivados pelos fatos descritos acima, mostramos na fig. 6.4 a trajetória evolutiva de Althaus et al. juntamente com os nossos modelos. As novas estrelas PG 1159 encontradas no trabalho de Hügelmeyer et al. (2005) e todas as estrelas [WR] analisadas pelo grupo de Potsdam também são mostradas. Para calcular a gravidade superficial das estrelas [WR]

---

<sup>4</sup>não utilizaremos o diagrama HR em termos da luminosidade.

<sup>5</sup><http://www.fcaglp.unlp.edu.ar/evolgroup/>

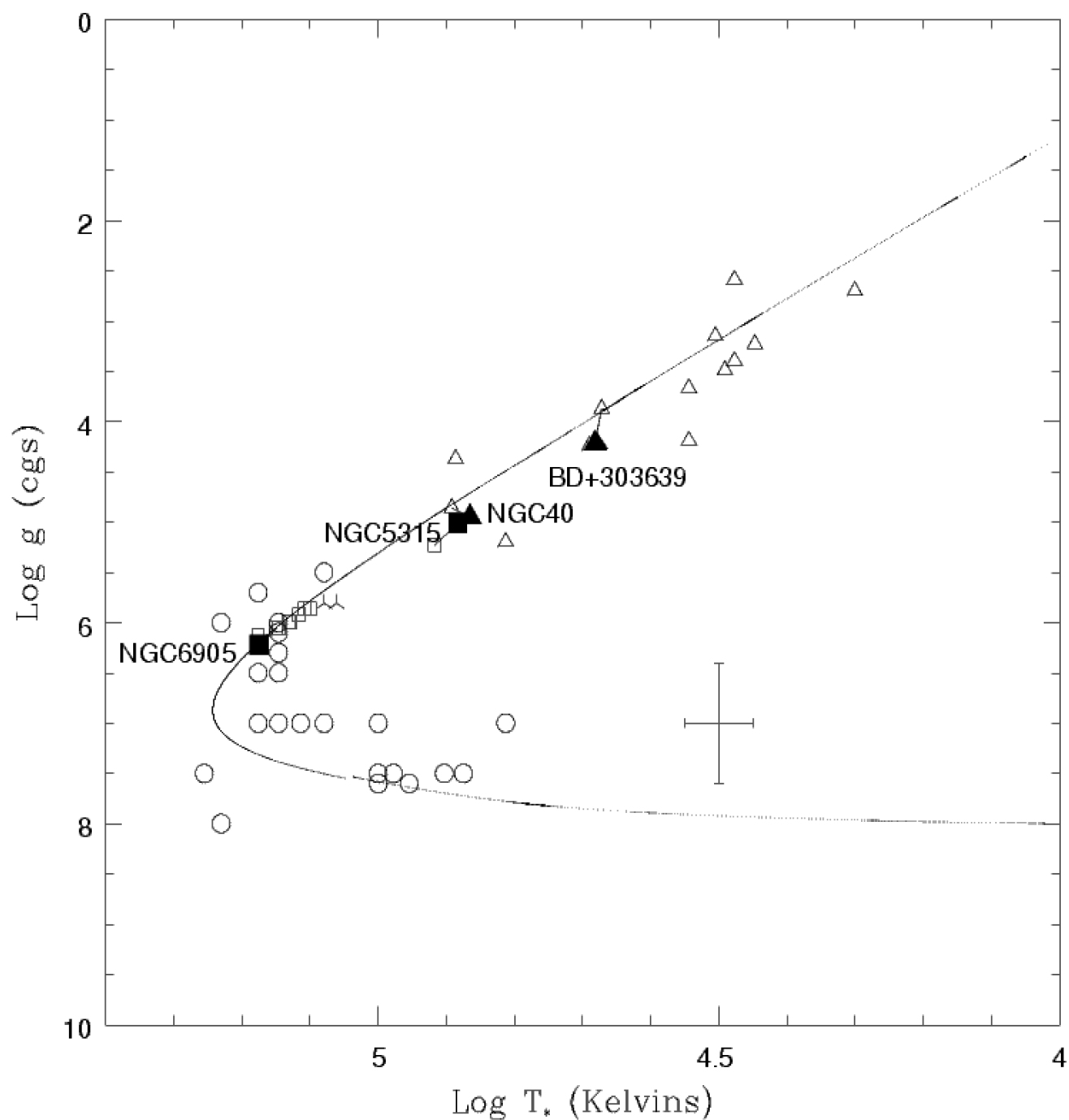


Figura 6.4: Diagrama HR em termos de  $\text{Log } g \times \text{Log } T_*$ . A trajetória evolutiva é de Althaus et al. (2005), de  $0.5885 M_{\odot}$ , apropriada para estrelas centrais deficientes em hidrogênio. Os resultados obtidos a partir de modelos de atmosferas em não-ETL (estáticos e em expansão) são representados por : triângulos (estrelas [WCL]), quadrados (estrelas [WCE]-[WO]), cruzes (estrelas [WELS]) e círculos (estrelas PG 1159). Símbolos não preenchidos indicam resultados da literatura. Os nossos resultados são representados por símbolos preenchidos e linhas sólidas os ligam a resultados anteriores.

adotamos uma massa de  $0.6M_{\odot}$ . As barras de erro verticais mostradas ilustram um erro na determinação da distância por um fator 2, que é também a incerteza típica na determinação do  $\text{Log } g$  por Hügelmeyer et al. (2005). As barras de erro horizontais ilustram uma incerteza de 10% na determinação de  $T_*$ .

Algumas informações úteis que podem ser retiradas a partir deste diagrama são :

- Não existe uma transição suave das estrelas [WCL] para as estrelas [WCE]-[WO] (veja  $\text{Log } T_* > 4.9$ ). Isto reflete o problema da falta de estrelas observadas da classe [WC5-7]. Dito de outra forma, não existem estrelas centrais deficientes em H observadas com temperaturas ( $T_*$ ) entre  $\sim 80kK$  e  $\sim 110kK$ ;
- A posição da estrela NGC 5315 novamente não coincide com a posição das outras estrelas [WR] do tipo inicial. Isto será discutido posteriormente;
- A maioria das estrelas [WR] do tipo inicial se encontram em uma região bem pequena, um pouco antes da região das estrelas PG 1159;
- A posição das estrelas [WELS] é incoerente com a sequência evolutiva. Esses objetos se encontram antes das estrelas [WR] do tipo inicial. Isto foi notado anteriormente por Hamann (1997). Devemos ressaltar no entanto que esta classe é uma das menos estudadas e devemos analisar uma amostra maior para que esta discrepância seja confirmada;
- Os deslocamentos das estrelas BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905 com relação a resultados anteriores são indicados por linhas sólidas. Não encontramos nenhuma mudança sistemática com relação aos trabalhos que não trataram o efeito “line-blanketing”.

Para termos certeza da sequência evolutiva [WCL]  $\rightarrow$  [WCE]  $\rightarrow$  [WO]  $\rightarrow$  [WELS]  $\rightarrow$  PG 1159 chegamos a conclusão que os seguintes problemas devem ser investigados : a falta de estrelas com temperaturas entre  $\sim 80kK$  e  $\sim 110kK$  e o status das estrelas da classe [WELS]. Além disso, devemos analisar mais estrelas como a NGC 5315, que tanto na fig. 6.3 como na fig. 6.4 se encontra deslocada com relação as demais [WCE]-[WO].

Por último, salientamos que seria bastante útil fazer este mesmo tipo de análise, mas levando em conta os outros pulsos térmicos AFTP e LTP, assim como trajetórias evolutivas para estrelas de diferentes massas iniciais na Sequência Principal.

## 6.4 A estrela NGC 5315

A temperatura ( $T_*$ ) encontrada para a estrela NGC 5315, de  $\sim 76kK$ , é significativamente menor do que as temperaturas determinadas para outras estrelas [WR] do tipo inicial, que estão no intervalo de  $\sim 120 - 150kK$ . Isto se torna evidente nos diagramas nas figuras 6.3 e 6.4, onde ela se encontra bastante deslocada com relação a outras [WCE]-[WO]. Este fato nos levou a verificar as classificações espectrais das estrelas no trabalho do grupo de Potsdam. Segundo Koesterke (2001), as 11 estrelas analisadas são dos tipos [WC2-4]. No entanto, conforme mencionamos anteriormente, os novos sistemas de classificação de Crowther et al. (1998) e de Acker & Neiner (2003) substituíram as classes [WC2-3] (e às vezes também a [WC4]) pelas classes [WO1-4], porque nesses objetos as linhas do oxigênio passam a dominar o espectro. Verificamos que das 11 estrelas [WR] do tipo inicial listadas em Koesterke (2001), 9 são classificadas agora como [WO1-3] (Acker & Neiner 2003; Crowther et al. 1998) e 2 como [WO4] (Crowther et al. 1998).

A nossa classificação para a NGC 5315 é duvidosa. Concluímos no capítulo 2 que ela é uma [WC4] ou uma [WO4]. No entanto, a presente discussão nos leva a crer que ela é na verdade a única estrela analisada de sua própria classe. Se todas as estrelas do trabalho de Koesterke (2001) foram reclassificadas como sendo estrelas [WO], a NGC 5315 deve ser uma [WC4], pois sua temperatura é consideravelmente mais baixa.

Resultados similares ao encontrado para a NGC 5315 foram apresentados por Crowther et al. (2002). Estes autores analisaram 6 estrelas de alta massa do tipo WC4 na Grande Nuvem de Magalhães. A média na temperatura encontrada foi de  $T_* \sim 87kK$  e  $T_{eff} \sim 70kK$ .

A análise de outras estrelas centrais deficientes parecidas com a NGC 5315 certamente vai ajudar a discutir o cenário evolutivo.



## 6.5 Nucleossíntese do Si, P e Fe

Vimos na introdução desta tese que quando uma estrela se encontra na fase AGB, vários elementos químicos são sintetizados em seu interior<sup>6</sup>. Se as estrelas centrais deficientes em H são descendentes das estrelas AGB, é de se esperar que suas atmosferas estendidas apresentem essencialmente essas regiões mais internas, mas com algumas modificações na abundância causadas pelo pulso térmico responsável pela origem da deficiência em H (VLTP, AFTP ou LTP). De fato, isto é o previsto quantitativamente por modelos evolutivos (veja por exemplo, Herwig 2005). Desta forma, a análise dessas estrelas com códigos como o CMFGEN permite testar diretamente essas previsões, colaborando para um melhor entendimento da nucleossíntese ocorrida nas fases AGB e pós-AGB.

Nas estrelas de nossa amostra, obtivemos resultados interessantes no que diz respeito a nucleossíntese do silício, do fósforo e do ferro. Eles serão apresentados a seguir.

### Silício :

O silício apresenta uma repulsão coulombiana muito forte para que haja uma reação nuclear com as temperaturas encontradas nas estrelas AGB. Portanto, a única reação possível para mudar sua abundância é a captura de nêutrons. Todavia, o  $^{28}\text{Si}$  é convertido basicamente em  $^{29}\text{Si}$  e  $^{30}\text{Si}$ , de modo que a abundância após a fase AGB pode ser considerada aproximadamente a solar (Werner & Herwig 2005). Em contraste com esta previsão, Leuenhagen & Hamann (1998) (grupo de Potsdam) derivaram uma abundância  $\beta_{\text{Si}} \sim 0.5 - 3\%$  (em massa) para uma amostra de 6 estrelas [WCL]. Este intervalo de valores corresponde até 40 vezes a abundância solar, que é  $\beta_{\text{Si}_{\odot}} \sim 0.07\%$ , apresentando uma grande discrepância. Motivados por esse achado, procuramos identificar e medir o silício em todos os 4 objetos de nossa amostra.

Somente identificamos linhas do silício nas estrelas BD+303639 e NGC 40. Na BD+303639, encontramos as transições Si IV  $\lambda 1394$ , Si IV  $\lambda 1403$  e Si IV  $\lambda 4089$ . Todas foram razoavelmente bem reproduzidas com uma abundância solar (veja as figs. 5.1 e 5.3). A incerteza nesta determinação é de no máximo um fator 2, ou seja, a abundância do silício não desvia muito da solar. Isto é mostrado na fig. 6.5.

---

<sup>6</sup>sendo mais exato, em sua casca de H, de He e na interface dessas duas cascas (veja a fig. 1.5)

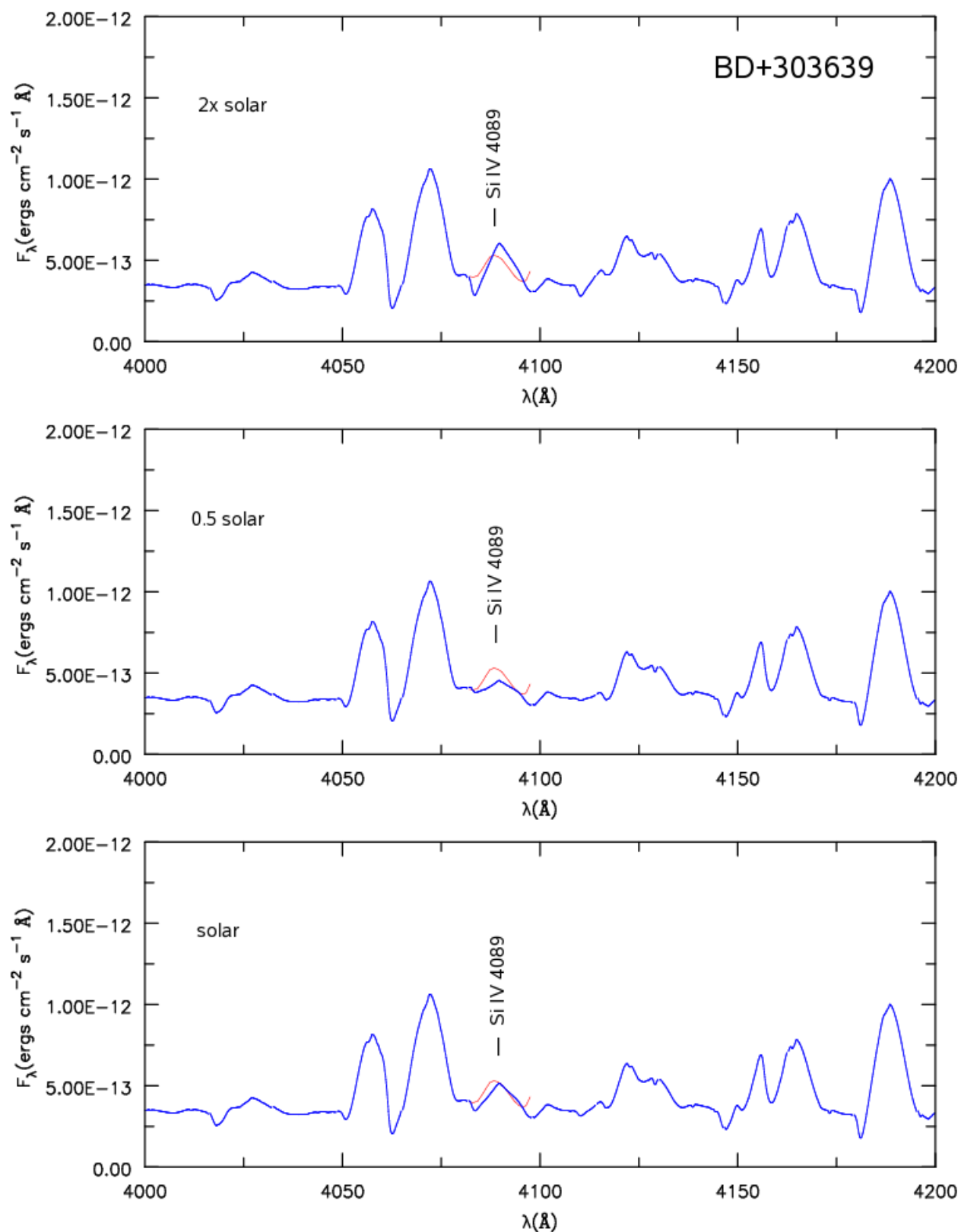


Figura 6.5: Abundância de silício na estrela BD+303639. Topo :  $\beta_{Si} = 2 \times \beta_{Si_\odot}$ , Meio :  $\beta_{Si} = 0.5 \times \beta_{Si_\odot}$ , Embaixo :  $\beta_{Si} = \beta_{Si_\odot}$ . Os modelos são representados pela linha mais escura (azul). Por questão de clareza, somente a linha do silício é mostrada no espectro observado.

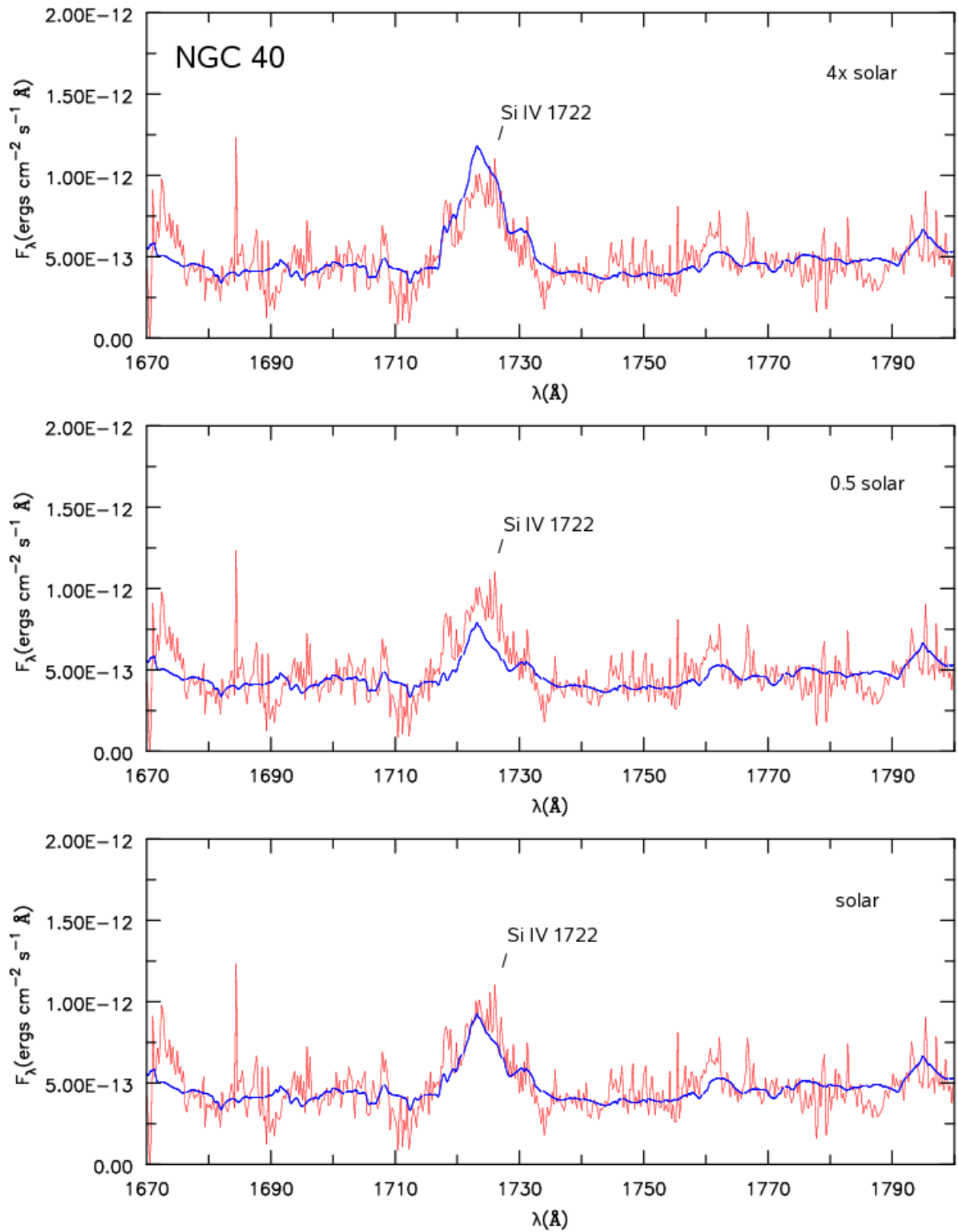


Figura 6.6: Abundância de silício na estrela NGC 40. Topo :  $\beta_{Si} = 4 \times \beta_{Si_\odot}$ , Meio :  $\beta_{Si} = 0.5 \times \beta_{Si_\odot}$ , Embaixo :  $\beta_{Si} = \beta_{Si_\odot}$ . Os modelos são representados pela linha mais escura (azul).

No caso da estrela NGC 40, a linha de silício encontrada foi a Si IV  $\lambda 1722$ . Novamente uma abundância solar resulta em um bom acordo com as observações. A incerteza neste caso está ilustrada na fig. 6.6. Uma abundância  $\beta_{Si} = 2 \times \beta_{Si_{\odot}}$  não diferiu significativamente do ajuste utilizando a abundância solar, de modo que o limite superior para a incerteza é maior, de  $\sim 4 \times \beta_{Si_{\odot}}$ .

Ao contrário dos resultados do grupo de Potsdam, podemos concluir que nossos resultados estão de acordo com a previsão dos modelos evolutivos, onde a abundância do silício não deve ser muito diferente da abundância solar. Ressaltamos que o modelo atômico utilizado por Leuenhagen & Hamann (1998) é muito simples se comparado com o nosso. Portanto, para termos certeza da discrepância encontrada por esses autores seria útil analisar novamente a amostra de estrelas em seu trabalho.

### **Fósforo :**

No caso do fósforo, os modelos evolutivos encontram um enriquecimento de  $\sim 4 - 25$  vezes a abundância solar ( $\beta_{P_{\odot}} \sim 0.0006\%$ ), dependendo do modo como a convecção é tratada (Werner & Herwig 2005).

Conforme descrevemos no capítulo anterior, graças a disponibilidade dos espectros *FUSE*, o fósforo pôde ser encontrado na atmosfera das estrelas BD+303639, NGC 40 e NGC 5315. O intervalo  $\sim 1100 - 1130\text{Å}$  somente pôde ser bem reproduzido com a inclusão de P V, que deu origem as linhas  $\lambda 1118$  e  $\lambda 1128$  ( $3p^2P^o - 3s^2S$ ). Na fig. 6.7 mostramos o diagrama de Grotrian contendo essas e outras transições possíveis entre  $1000 - 3000\text{Å}$ .

Para testarmos o enriquecimento deste elemento conforme previsto pelos modelos evolutivos, variamos sua abundância em cada objeto. Nas estrelas BD+303639 e NGC 40, os modelos se mostraram bastante insensíveis a mudança na quantidade de fósforo. Tanto o valor solar como valores pertencentes ao intervalo esperado pelos modelos evolutivos forneceram ajustes similares. Por outro lado, no caso da estrela NGC 5315, notamos uma melhora na reprodução dos perfis do P V ao utilizarmos uma abundância maior que a solar, ou seja, de  $\sim 4 \times \beta_{P_{\odot}}$ . Isto é mostrado na fig. 6.8. Este resultado é coerente com o enriquecimento esperado. Todavia, naturalmente, devemos verificar se o mesmo é encontrado em uma amostra maior de objetos.

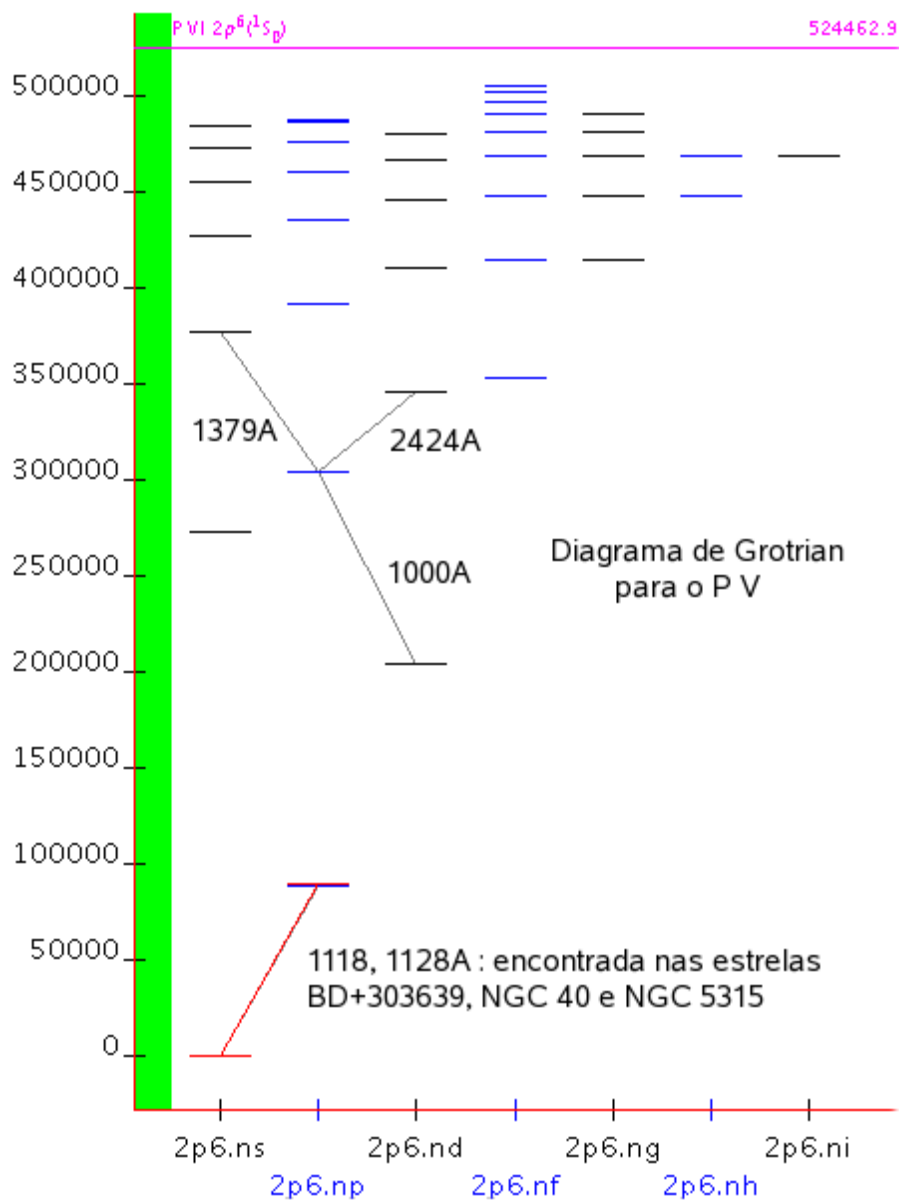


Figura 6.7: Diagrama de Grotrian para o P V. As transições encontradas nas estrelas BD+303639, NGC 40 e NGC 5315 são P V  $\lambda 1118$  e P V  $\lambda 1128$ , que correspondem a  $2p^63p^2P^o - 2p^63s^2S$  ( $J : 1/2-1/2$  e  $1/2-3/2$ ).

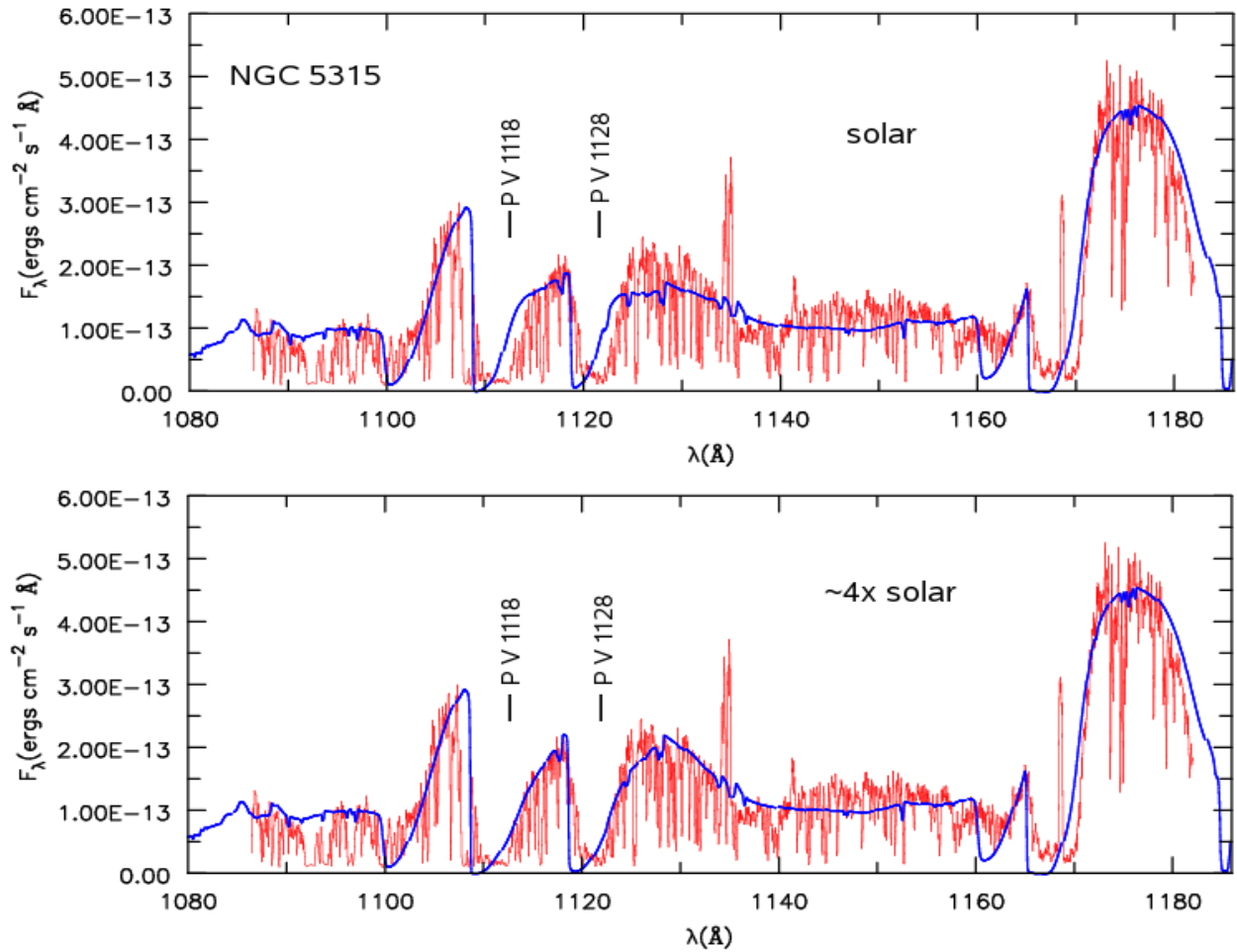


Figura 6.8: Abundância de fósforo na estrela NGC 5315. Espectro do *FUSE*. Linhas mais escuras (azuis) indicam os modelos. Topo :  $\beta_P = \beta_{P_\odot}$ . Embaixo :  $\beta_P = 4 \times \beta_{P_\odot}$ .

### Ferro :

Assim como no caso do silício, o ferro tem sua abundância modificada apenas pela captura de nêutrons, que o transforma em elementos mais pesados (p.e.  $^{60}\text{Ni}$ ). Espera-se portanto, uma deficiência com relação à abundância solar. Modelos evolutivos prevêem abundâncias no intervalo  $\beta_{Fe} \sim 0.03 - 0.08\%$  no fim da fase AGB, o que corresponde a  $\sim 20 - 60\%$  do

valor solar ( $\beta_{Fe_{\odot}} = 0.136\%$ ), dependendo novamente da forma como a convecção é tratada<sup>7</sup>. Herwig et al. (2003) demonstram que posteriormente (durante um pulso térmico tardio), a quantidade de ferro pode ser reduzida ainda mais por novas capturas de nêutrons. No entanto, esses autores deixam claro que estimativas numéricas ainda são prematuras e que modelos mais elaborados são necessários.

O modelo atômico do ferro considerado pelo CMFGEN é bastante completo e permite uma comparação detalhada com espectros observados no ultravioleta. Isto nos permitiu verificar se este elemento é deficiente nos objetos de nossa amostra. Conforme mostrado no capítulo anterior, um resultado positivo foi encontrado para as estrelas BD+303639 e NGC 5315. Para a BD+303639, nosso modelo final utiliza  $\beta_{Fe} = 0.034\%$  (25% da solar) e na NGC 5315,  $\beta_{Fe} = 0.0136\%$  (10% da solar). Apesar da incerteza nesta determinação ser grande, definitivamente excluimos uma abundância de ferro solar para estes objetos. No caso das estrelas NGC 40 e NGC 6905 o mesmo não foi possível, i.e., estes objetos podem ter uma abundância de ferro solar ou subsolar.

A nossa conclusão é que os resultados para a BD+303639 e para a NGC 5315 apoiam a previsão de que este elemento se torna deficiente como resultado da captura de nêutrons. Devemos ressaltar que resultados similares foram encontrados em algumas outras estrelas centrais deficientes em H. Miksa et al. (2002) por exemplo, ao analisarem a ausência de linhas do Fe VII nos espectros do *FUSE* das estrelas NGC 7094 e K 1-16 (ambas pertencentes a classe PG 1159), estimaram uma deficiência de 1 dex com relação a solar. Assim como em nosso trabalho, no caso das estrelas NGC 40 e NGC 6905, os resultados para o restante de sua amostra (de 16 estrelas PG 1159 e 4 estrelas DO) não são conclusivos, permitindo tanto uma abundância solar como uma subsolar.

---

<sup>7</sup>lembramos que estes valores são calculados nas camadas mais internas de uma AGB, e não em sua atmosfera.





# Capítulo 7

## Conclusões

‘‘...salimmo sù, el primo e io secondo,  
tanto ch’i’ vidi de le cose belle  
che porta ’l ciel, per un pertugio tondo.  
E quindi uscimmo a riveder le stelle.’’

Inferno: Canto XXXIV, Dante Alighieri.

Apresentamos nesta tese um estudo sobre as estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em hidrogênio. Motivados pelo fato de apresentarem vários problemas em aberto tanto com relação à sua origem quanto com relação à sua evolução, investigamos o espectro desses objetos de duas formas distintas. Primeiro, analisamos uma amostra homogênea de 24 estrelas, sendo 10 da classe [WR] e 14 candidatas a classe [WELS]. Através da identificação de linhas e da medição de larguras equivalentes, classificamos cada estrela [WR] utilizando o critério quantitativo de Crowther et al. (1998). Estudamos pela primeira vez em mais detalhes o espectro das [WELS], o que permitiu dividi-las em dois grupos de acordo com o C IV. Encontramos ainda que duas estrelas consideradas desta classe são na verdade estrelas [WR] do tipo inicial. Finalmente, comparamos as estrelas [WR] e [WELS] e verificamos um acordo qualitativo com a sequência [WCL] → [WR] do tipo inicial, seguida talvez de um decréscimo na temperatura na fase [WELS].

Na segunda parte de nosso trabalho, visando atacar de maneira mais direta alguns dos problemas relacionados à origem e evolução dessas estrelas centrais, apresentamos modelos de atmosferas em expansão para 4 objetos : BD+303639, NGC 40, NGC 5315 e NGC 6905. Com o uso do código CMFGEN, que leva em conta uma física atômica robusta e os efeitos de “line-blanketing” e “clumping”, reproduzimos pela primeira vez o contínuo e as linhas espectrais desses objetos desde o ultravioleta distante até o ótico, o que permitiu a obtenção do raio, da temperatura, da perda de massa, da velocidade terminal e da abundância química  $(R, T_*, \dot{M}, v_\infty, \beta_i)$ .

Nossos resultados foram comparados com trabalhos anteriores na literatura. Encontramos uma tendência no aumento do raio transformado com relação a resultados anteriores. Mesmo sem a utilização de “clumping”, ele foi aumentado em  $\sim 0.1 - 0.2$  dex. Ao levarmos em conta este efeito, o raio transformado aumentou em até  $\sim 0.5$  dex. Concluimos que essa tendência é resultado do uso de modelos mais sofisticados. Nosso estudo deixa claro que a sequência evolutiva mostrada em termos do diagrama  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$  pode sofrer mudanças significativas conforme a importância e a descrição de “clumping” na atmosfera desses objetos. Em particular, conforme sugerido pelo resultado para a NGC 6905, o vazio encontrado neste diagrama entre as estrelas [WR] do tipo inicial e [WELS] (e PG 1159) pode desaparecer naturalmente se o “clumping” não for importante ou não estiver presente nesta última classe. No que diz respeito a temperatura, não encontramos nenhuma mudança sistemática com relação a trabalhos anteriores.

Através de uma trajetória evolutiva no diagrama HR apropriada para uma estrela central deficiente em hidrogênio, concluimos que para a sequência [WCL]  $\rightarrow$  [WCE]  $\rightarrow$  [WO]  $\rightarrow$  [WELS]  $\rightarrow$  PG 1159  $\rightarrow$  anãs-brancas ser confirmada, devemos elucidar principalmente os seguintes problemas : a falta de estrelas com temperaturas ( $T_*$ ) entre  $\sim 80kK$  e  $\sim 110kK$  e o status das [WELS].

Descobrimos que a estrela NGC 5315 ocupa uma posição bem diferente das demais estrelas [WR] do tipo inicial tanto no diagrama  $\text{Log } R_T \times \text{Log } T_*$  como no diagrama HR. De fato, esta estrela parece ter uma classificação espectral distinta das demais; ela é provavelmente uma [WC4], enquanto que as outras são do tipo [WO]. A análise de outras estrelas centrais parecidas com a NGC 5315 pode ter impacto na sequência evolutiva.

Do ponto de vista das abundâncias químicas, de acordo com os nossos resultados, não

é claro se a razão  $\beta_C/\beta_{He}$  para as estrelas [WR] do tipo inicial é realmente menor do que nas outras classes espectrais como argumentado na literatura. Uma amostra maior deve ser cuidadosamente estudada.

Encontramos que o Fe é deficiente nas estrelas BD+303639 e NGC 5315. Este fato concorda com a previsão de modelos evolutivos de que a quantidade de ferro diminui com a captura de nêutrons na fase AGB e pós-AGB. Nas estrelas NGC 40 e NGC 6905, uma abundância de ferro solar não pôde ser descartada. Sob este mesmo contexto, analisamos a abundância do silício nas estrelas BD+303639 e NGC 40. Em contraste com os resultados do grupo de Potsdam (Koesterke 2001), encontramos que uma abundância solar de silício apresenta um bom ajuste das linhas do Si IV, concordando com a expectativa dos modelos evolutivos.

A presença de fósforo foi detectada e modelada nas estrelas BD+303639, NGC 40 e NGC 5315. Com os espectros *FUSE*, identificamos as linhas do P V  $\lambda 1118$  e P V  $\lambda 1128$ , que correspondem as transições  $2p^63p$  ( $^2P^o$ ) –  $2p^63s$  ( $^2S$ ). Uma vez que modelos evolutivos prevêm um enriquecimento deste elemento de 4 – 25 vezes o valor solar, tentamos determinar sua abundância em cada objeto. O resultado encontrado para a NGC 5315 favorece o enriquecimento esperado. No entanto, nos outros objetos tanto a abundância solar como outras no intervalo  $4 - 25P_{\odot}$  são possíveis.

Embora tenhamos estudado quantitativamente somente 4 estrelas, fica claro que inúmeras questões podem ser investigadas através de modelos de atmosferas em expansão. Futuramente, a análise de estrelas [WELS], assim como de outras parecidas com a NGC 5315, podem trazer informações preciosas a respeito da origem e evolução desses objetos. Como mostramos, a previsão da nucleossíntese ocorrida na fase AGB e pós-AGB pode e deve ser testada pelos modelos. Gostaríamos ainda de lembrar que o papel das estrelas [WN] com relação a sequência evolutiva se encontra completamente em aberto, merecendo futuras investigações.



# Apêndice A

## O Método de Newton-Raphson

Para expor a idéia básica por trás do método de Newton-Raphson, consideraremos o problema em uma única dimensão. Seja uma equação do tipo :

$$f(x) = 0,$$

no qual queremos achar o valor de  $x$  que a satisfaça. O método iterativo consiste em tentar uma solução  $x_0$ . Se  $f(x_0) \neq 0$ , **supomos** que a estimativa :

$$x_1 = x_0 + \delta x,$$

seja a solução procurada, onde  $\delta x$  deve ser determinado. Por consequência da nossa hipótese,  $x_1 = x$  e então devemos ter  $f(x_1) = f(x) = 0$ . Se expandimos  $f(x)$  em série de Taylor, teremos :

$$f(x) = f(x_1) = f(x_0 + \delta x) = f(x_0) + \delta x \left( \frac{df}{dx} \right)_{x=x_0} = 0.$$

Resolvendo esta equação para  $\delta x$ , teremos :

$$\delta x = -\frac{f(x_0)}{\left( \frac{df}{dx} \right)_{x=x_0}}$$

Pode acontecer que  $f(x_1) \neq 0$ , e neste caso, devemos utilizar o mesmo procedimento :

$$x_2 = x_1 + \delta x_1$$

onde  $\delta x_1$  deve ser determinado e assim por diante, até a convergência. Na n-ésima vez teremos a correção  $\delta x_n$  :

$$\delta x_n = -\frac{f(x_n)}{\left(\frac{df}{dx}\right)_{x=x_n}}$$

No caso do CMFGEN, as populações dos níveis atômicos são adotadas inicialmente e após a obtenção do campo de radiação, todas as variáveis são testadas nas equações de equilíbrio estatístico e radiativo. Se estas não forem satisfeitas, busca-se então as correções às populações :  $\{\delta n_i\}$ .

# Apêndice B

## Lista de estrelas [WR] conhecidas na Galáxia

Lista de estrelas [WR] conhecidas na Galáxia ordenada por ascensão reta. Dados reunidos de Jeffery et al. (1996), Morgan et al. (2001;2003), Parker & Morgan (2003) e Gorny et al. (2004). As classificações se seguem dessas referências e também desta tese e dos trabalhos de Crowther et al. (1998) e de Acker & Neiner (2003).

Estrela	PN G	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	Tipo
NGC 40	120.0+09.8	00 13 01.0	+72 31 20	[WC8]
IC 1747	130.2+01.3	01 57 35.7	+63 19 19	[WO4]
IC 2003	161.2-14.8	03 56 22.0	+33 52 30	[WC3]?
NGC 1501	144.5+06.5	04 07 00.0	+60 55 00	[WO4]
M 4-18	146.7+07.6	04 25 50.8	+60 07 12	[WC10]
Vo 1	291.3-26.2	06 59 27.4	-79 38 47	[WC10]
NGC 2371-2	189.1+19.8	07 25 35.3	+29 29 36	[WC3]
NGC 2452	243.3-01.0	07 47 26.1	-27 20 06	[WC3]
NGC 2867	278.1-05.9	09 21 25.6	-58 18 48	[WC3]

Continua na próxima página...

Estrela	PN G	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	Tipo
PMR 1		09 28 41.0	-49 36 47	[WC4]?
PB 6	278.8+04.9	10 13 16.2	-50 20 01	[WO1]
Pe 1-1	285.4+01.5	10 38 32.5	-56 46 33	[WC4-5]
HEN 2-55	286.3+02.8	10 48 43.0	-56 03.4	[WC3]
PMR 2		11 34 38.0	-52 43 33	[WC9]?
NGC 5189	307.2-03.4	13 33 42.0	-65 58.5	[WO1]
PM 6		13 36 23.05	-59 53 24.4	[WC4]?
HEN 2-99	309.0-04.2	13 52 31.0	-66 23 28	[WC9]
NGC 5315	309.1-04.3	13 53 57.9	-66 30 52	[WC4]
HEN 2-113	321.0+03.9	14 59 54.0	-54 18.1	[WC10]
PM 1-89	324.0+03.5	15 19 08.9	-53 09 50	[WC4]
HEN 2-142	327.1-02.2	15 59 58.2	-55 55 26	[WC9]
SAND 3		16 06 28.3	-35 45 13	[WO1]
PM 5		16 19 40.16	-49 13 59.7	[WN6]
PE 1-7	337.4+01.6	16 30 25.6	-46 02 51	[WC9]
PM 3		16 41 04.35	-53 02 24.6	[WC4]?
K 2-16	352.9+11.4	16 44 49.1	-28 04 05	[WC11]?
PC 14	336.2-06.9	17 06 14.7	-52 29 59	[WO4]
HEN 3-1333	332.9-09.9	17 09 01.5	-56 54 51	[WC10]
NGC 6369	002.4+05.8	17 29 20.8	-23 45 32	[WO3]
M 1-25	004.9+04.9	17 38 30.3	-22 08 38	[WC5]
HB 4	003.1+02.9	17 41 52.7	-24 42 08	[WO4]?
H 1-29	355.2-02.5	17 44 14.0	-34 17.5	[WC4]
M 2-20	000.4-01.9	17 54 25.3	-29 36 09	[WC5-6]
PM 1-188	012.2+04.9	17 54 20.8	-15 55 51	[WC10]
M 3-15	006.8+04.1	17 45 31.7	-20 58 02	[WC4-6]
M 1-32	011.9+04.2	17 56 19.5	-16 29 01	[WO4pec]

Continua na próxima página. . .



<b>Estrela</b>	<b>PN G</b>	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	<b>Tipo</b>
PM 4		18 02 38.28	-14 42 03.5	[WC8]
M 2-31	006.0-03.6	18 13 16.1	-25 30 06	[WC4]
SWST 1	001.5-06.7	18 16 12.2	-30 52 07	[WC9-10]
NGC 6578	010.8-01.8	18 16 17.3	-20 26 59	[WCE]
M 2-34	007.8-03.7	18 17 16.0	-23 58.9	[WC4-5]
M 2-43	027.6+04.2	18 26 40.0	-02 42 57	[WC8]
CN 1-5	002.2-09.4	18 29 11.7	-31 30 00	[WO4pec]
M 1-51	020.9-01.1	18 33 29.0	-11 07.4	[WO4pec]
M 3-30	017.9-04.8	18 41 15.1	-15 33 47	[WO1]
M 1-60	019.7-04.5	18 43 38.1	-13 44 48	[WC4]
PM 7		18 44 07.9	-12 26 54	[WC9]
IC 4776	002.0-13.4	18 45 51.1	-33 20 40	[WC6]?
NGC 6751	029.2-05.9	19 05 55.6	-05 59 28	[WC4]
HEN 2-429	048.7+01.9	19 13 38.0	+14 59 30	[WO4]?
IC 1297	358.3-21.6	19 17 23.0	-39 36.8	[WO3]
HEN 2-436	004.8-22.7	19 32 07.3	-34 12 33	[WC4]
BD+303639	064.7+05.0	19 34 45.2	+30 30 59	[WC9]
PM 1-310	060.4+01.5	19 38 52.3	+25 05 31	[WC11]
HEN 2-459	068.3-02.7	20 13 57.8	+29 33 56	[WC8]
NGC 6905	061.4-09.5	20 22 22.4	+20 06 18	[WO1]
NGC 7026	089.0+00.3	21 06 18.5	+47 51 07	[WO3]
K 3-61	096.3+02.3	21 30 00.6	+54 27 30	[WC4-6]
H 1-47	001.2-03.0			[WC11]?
M 1-37	002.6-03.4			[WC11]?
K 5-3	002.6+05.5			[WC4]
MaC 1-10	005.9-02.6			[WC8]
H 1-67	009.8-04.6			[WO2]?

Continua na próxima página. . .

<b>Estrela</b>	<b>PN G</b>	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	<b>Tipo</b>
H 1-26	350.1-03.9			[WO4]
SB 34	351.5-06.5			[WO2]
M 2-8	352.1+05.1			[WO3]
M 1-27	356.5-02.3			[WC11]?
H 1-39	356.5-03.9			[WC11]?
H 1-43	357.1-04.7			[WC11]
M 2-12	359.8+05.6			[WC11]
M 3-44	359.3-01.8			[WC11]
M 3-17	359.3-03.1			[WC11]?

# Apêndice C

## Obtenção das leis de transformação em Hillier & Miller (1999)

Sabemos que a velocidade terminal  $v_\infty$  e a temperatura estelar  $T_*$  podem ser obtidos independentemente da distância. No entanto, o mesmo não é verdade para a luminosidade  $L$ , a perda de massa  $\dot{M}$  e o raio  $R_*$ . Se temos um bom acordo entre o espectro observado e o teórico, o fluxo em todos os comprimentos são equivalentes. Se porventura uma nova distância  $d'$ , digamos menor que o valor anterior, é determinada para o objeto em questão, podemos ter o exemplo ilustrado na fig. C.1.

Para termos um novo acordo entre espectro observado e teórico, devemos mudar a luminosidade  $L$ , pois o fluxo teórico no exemplo mostrado é maior que o observado porque diminuimos a distância. As luminosidades  $L$  e  $L'$  (na nova distância) podem ser escritas como :

$$L = 4\pi d^2 F(d)$$

$$L' = 4\pi d'^2 F(d').$$

Se queremos que o fluxo não mude com a nova distância, devemos ter  $F(d') = F(d)$ , o que implica em :

$$\frac{L'}{L} = \frac{4\pi d'^2 F(d)}{4\pi d^2 F(d)},$$

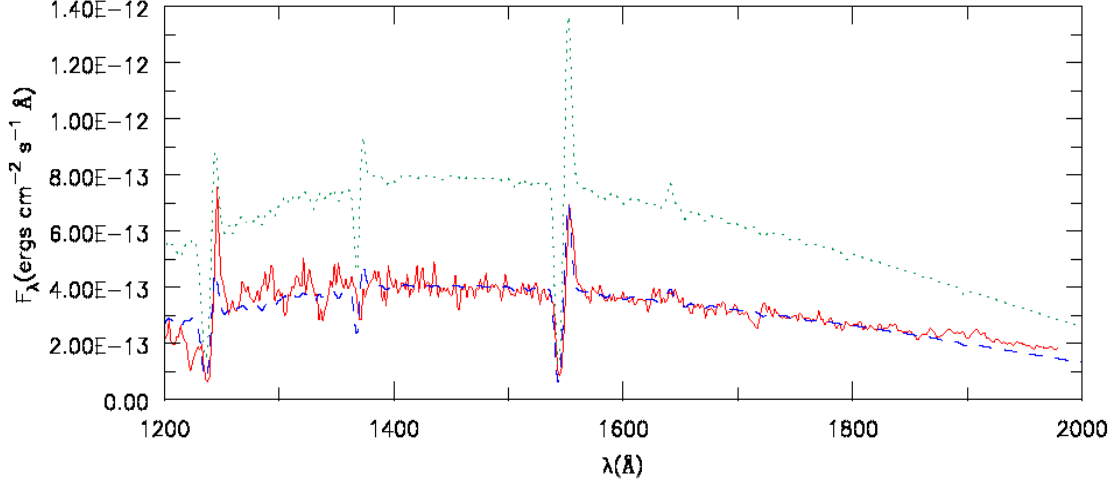


Figura C.1: Linha s3lida indica o espectro observado. A linha tracejada representa o espectro te3r3ico com os parâmetros  $L, R, \dot{M}, v_\infty, T_*$  e uma distância  $d$ . A linha pontilhada representa o espectro com os mesmos parâmetros e uma distância menor  $d'$ .

e então a nova luminosidade  $L'$  deve obedecer :

$$L' = L \left( \frac{d'}{d} \right)^2 .$$

Se a temperatura estelar é a mesma, temos :

$$L' = 4\pi R_*'^2 \sigma T_*^4$$

$$L = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4 ,$$

e usando a relação de transformação para a luminosidade, temos que o novo raio  $R_*'$  deve ser :

$$R_*' = R_* \frac{d'}{d} .$$

Para descobrir a lei de transformação para a perda de massa, devemos utilizar a invariância dos perfis espectrais pela conservação do raio transformado  $R_T$ , descoberta por Schmutz et al. (1989). A idéia é que se deixarmos  $R_T$  constante em dois modelos de

parâmetros físicos diferentes, eles apresentarão linhas com praticamente as mesmas larguras equivalentes. A razão teórica de tal fato é um tanto complexa e não será discutida aqui. Por agora limitamo-nos a dizer que isso é devido ao fato das linhas espectrais nas estrelas Wolf-Rayet serem produzidas principalmente por recombinação. Uma discussão interessante pode ser achada em Hamann & Koesterke (1998). A expressão para o raio transformado é :

$$R_T = R_* \left( \frac{v_\infty / (2500 \text{ km/s})}{\dot{M} / (10^{-4} M_\odot / \text{ano})} \right)^{2/3},$$

igualando o raio transformado dos parâmetros na distância anterior e nova, teremos :

$$R'_* \left( \frac{v_\infty}{\dot{M}'} \right)^{2/3} = R_* \left( \frac{v_\infty}{\dot{M}} \right)^{2/3},$$

e usando a lei de transformação do raio, temos :

$$\dot{M}' = \dot{M} \left( \frac{d'}{d} \right)^{3/2}.$$

Desta forma, os novos parâmetros  $L'$ ,  $R'_*$ ,  $\dot{M}'$ ,  $v_\infty$ ,  $T_*$  na nova distância  $d'$  também reproduzirão o espectro observado.



# Bibliografia

- [1] Acker, A., Gorny, S. K., Cuisinier, F., 1996, *A&A*, 305, 944
- [2] Acker, A., Grosdidier, Y., Durand, S., 1997, *A&A*, 317, L51
- [3] Acker, A., Neiner, C., 2003, *A&A*, 403, 659
- [4] Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Panei, J. A., Córscico, A. H., García-Berro, E., Scóccola, C. G., 2005, *A&A*, 435, 631
- [5] Anderson, L. S., 1989, *ApJ*, 339, 558
- [6] Araújo, F. X. de , Marcolino, W. L. F., Pereira, C. B., Cuisinier, F., 2002, *AJ*, 124, 464
- [7] Arnaud, K., Borkowski, K. J., Harrington, J. P., 1996, *ApJ*, 462, L75
- [8] Asplund, M., 2005, *Science*, 308, 210
- [9] Bachiller, R., Forveille, T., Huggins, P. J., Cox, P., Maillard, J. P., 2000, *A&A*, 353, L5
- [10] Beck, S. R., Butler, K., 1992, *A&A*, 265, 647
- [11] Beck, S. R., Butler, K., 1995a, *A&A*, 294, 215
- [12] Beck, S. R., Butler, K., 1995b, *A&A*, 301, 187
- [13] Bernard-Salas, J., Pottasch, S. R., Wesselius, P. R., Feibelman, W. A., 2003, *A&A*, 406, 165
- [14] Bianchi, L., Grewing, M., 1987, *A&A*, 181, 85

- [15] Blöcker, T., 2001, *ApSS*, 275, 1
- [16] Bouret, J. -C., Lanz, T., Hillier, D. J., 2005, *A&A*, 438, 301
- [17] Busche, J. R., Hillier, D. J., 2005, *AJ*, 129, 454
- [18] Campbell, W. W., 1894, *A&A*, 13, 448
- [19] Castor, J. I., 1972, *ApJ*, 178, 779
- [20] Crowther, P. A., 2002, *Proceedings IAU Symp. 212*, (eds. van der Hucht, K. A., Herrero, A., Esteban, C.)
- [21] Crowther, P. A., De Marco, O., Barlow, M. J., 1998, *MNRAS*, 296, 367
- [22] Crowther, P. A., Dessart, L., Hillier, D. J., Abbot, J. B., Fullerton, A. W., 2002, *A&A*, 392, 653
- [23] Crowther, P. A., Hillier, D. J., Evans, C. J., Fullerton, A. W., De Marco, O., Willis, A. J., 2002b, *ApJ*, 579, 774
- [24] Crowther, P. A., Lennon, D., Walborn, N., 2006, *ApJ*, 636, 1033
- [25] Crowther, P. A., Morris, P. W., Smith, J. D., 2005, [astro-ph/0509343](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509343)
- [26] de Freitas Pacheco, J. A., Codina, S. J., Viadana, L., 1986, *MNRAS*, 220, 107
- [27] de Freitas Pacheco, J. A., Costa, R. D. D., Araújo, F. X. de, Petrini, D., 1993, *MNRAS*, 260, 401
- [28] De Marco, O., 2002, *ApSS*, 279, 157
- [29] De Marco, O., Barlow, M. J., 2001, *ApSS*, 275, 53
- [30] De Marco, O., Crowther, P. A., 1998, *MNRAS*, 296, 419
- [31] De Marco, O., Crowther, P. A., 1999, *MNRAS*, 306, 931
- [32] De Marco, O., Soker, N., 2002, *ASP*, 114, 602



- [33] Dessart, L., Crowther, P. A., Hillier, D. J., Willis, A. J., Morris, P. W., van der Hucht, K. A., 2000, MNRAS, 315, 407
- [34] Dessart, L., Hillier, D. J., 2005a, A&A, 437, 667
- [35] Dessart, L., Hillier, D. J., 2005b, A&A, 439, 671
- [36] Deutsch, A. J., 1956, ApJ, 123, 210
- [37] Dreizler, S., Heber, U., 1998, A&A, 334, 618
- [38] Evans, C. J., Crowther, P. A., Fullerton, A. W., Hillier, D. J., 2004, ApJ, 610, 1021
- [39] Feibelman, W. A., 1996, ApJ, 472, 294
- [40] Feibelman, W. A., 1998, ApJ, 506, 773
- [41] Feibelman, W. A., 1999, ApJ, 519, 726
- [42] Feibelman, W. A., 1999b, ApJ, 514, 296
- [43] Freytag, B., Ludwig, H. -G., Steffen, M., 1996, A&A, 313, 497
- [44] Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M., Lugaro, M., Travaglio, C., Straniero, O., Chieffi, A., Limongi, M., 1998, ApJ, 497, 338
- [45] Gorny, S. K., Stasinska, G., Escudero, A. V., Costa, R. D. D., 2004, A&A, 427, 231
- [46] Gorny, S. K., Stasinska, G., Szczerba, R., Tylanda, R., 2001, A&A, 377, 1007
- [47] Gorny, S. K., Tylanda, R., 2000, A&A, 362, 1008
- [48] Gräfener, G., Hamann, W. -R., 2005, A&A, 432, 633
- [49] Gräfener, G., Koesterke, L., Hamann, W. -R., 2002, A&A, 387, 244
- [50] Groh, J. H., Hillier, D. J., Daminieli, A., 2005, astro-ph/0512372
- [51] Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A. F. J., 2000, A&A, 364, 597
- [52] Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A. F. J., 2001, A&A, 370, 513

- [53] Grosdidier, Y., Moffat, A. F. J., Joncas, G., Acker, A., 1998, *ApJL*, 506, 127
- [54] Hajduk, M., Zijlstra, A. A., Herwig, F., van Hoof, P. A. M., Kerber, F., Kimeswenger, S., Pollacco, D. L., Evans, A., Lopéz, J. A., Bryce, M., Eyres, S. P. S., Matsuura, M., 2005, *Science*, 308, 231
- [55] Hamann, W. -R., 1981, *A&A*, 93, 353
- [56] Hamann, W. -R., 1997, *IAU*, 180, 91
- [57] Hamann, W. -R., Koesterke, L., 1998, *A&A*, 335, 1003
- [58] Hamann, W. -R., Peña, M., Gräfener, G., Ruiz, M. T., 2003, *A&A*, 409, 969
- [59] Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., Phillips, M. M., 1994, *PASP*, 106, 566
- [60] Hansen, C. J., Kawaler, S. D., 1994, *Stellar Interiors : Physical Principles, Structure, and Evolution*, *A&A Library*, Springer-Verlag.
- [61] Heap, S. R., 1982, em “Wolf-Rayet Stars : Observations, Physics, Evolution”, *IAU*, 423
- [62] Herald, J. E., Hillier, D. J., Schulte-Ladbeck, R. E., 2001, *ApJ*, 548, 932
- [63] Herald, J. E., Bianchi, L., 2004a, *ApJ*, 609, 378
- [64] Herald, J. E., Bianchi, L., 2004b, *ApJ*, 611, 294
- [65] Herwig, F., 2000, *A&A*, 360, 952
- [66] Herwig, F., 2001, *ApSS*, 275, 15
- [67] Herwig, F., 2005, *ARA&A*, 43, 435
- [68] Herwig, F., Blöcker, T., Langer, N., Driebe, T., 1999, *A&A*, 349, L5-L8
- [69] Herwig, F., Lugaro, M., Werner, K., 2003 in: *Planetary Nebulae, Proc. of IAU Symp.* 209, Kwok, S., Dopita, M., Sutherland, R. (eds.)
- [70] Hillier, D. J., 1989, *ApJ*, 347, 392

- [71] Hillier, D. J., 1991, *A&A*, 247, 455
- [72] Hillier, D. J., Miller, D. L., 1998, *ApJ*, 496, 407
- [73] Hillier, D. J., Miller, D. L., 1999, *ApJ*, 519, 354.
- [74] Hillier, D. J., Davidson, K., Ishibashi, K., Gull, T., 2001 *ApJ*, 553, 837
- [75] Hillier, D. J., Lanz, T., Heap, S. R., Hubeny, I., Smith, L. J., Evans, C. J., Lennon, D. J., Bouret, J. C., 2003, *ApJ*, 588, 1039
- [76] Hügelmeyer, S. D., Dreizler, S., Werner, K., Krzesinski, J., Nitta, A., Kleinman, S. J., 2005, *astro-ph/0508101*
- [77] Hummer, D. G., Berrington, K. A., Eissner, W., et al., 1993, *A&A*, 279, 298
- [78] Iben, I., Kaler, J. B., Truran, J. W., Renzini, A., 1983, *ApJ* 264, 605
- [79] Iben, I., Renzini, A., 1983, *ARAA*, 21, 271
- [80] Jeffery, C. S., Heber, U., Hill, P. W., Dreizler, S., Drilling, J. S., Lawson, W. A., Leuenhagen, U., Werner, K., 1996, *ASP conf. series*, 96, 471
- [81] Kastner, J. H., Soker, N., Vrtilik, S. D., Dgani, R., 2000, *ApJL*, 545, L57
- [82] Koesterke, L., 2001, *ApSS*, 275, 41
- [83] Koesterke, L., Dreizler, S., Rauch, T., 1998, *A&A*, 330, 1041
- [84] Koesterke, L., Hamann, W.-R., 1997a, *A&A*, 320, 91
- [85] Koesterke, L., Hamann, W.-R., 1997b, *IAU*, 180, 114
- [86] Kramer, R. H., Cohen, D. H., Owocki, S. P., 2003, *A&A*, 592, 532
- [87] Kruk, J. W., Werner, K., 1998, *ApJ*, 502, 858
- [88] Kurucz, R. L., 1991, *Stellar Atmospheres: Beyond Classical Models*, ed. L. Crivellari, I. Hubeny, & D. G. Hummer, *NATO ASI Ser. C*, Vol. 341 (Dordrecht: Kluwer), 441

- [89] Kwok, S., Purton, C. R., Fitzgerald, P. M., 1978, *ApJL*, 219, 125
- [90] Lamers, H. J. G. L. M., Cassinelli, J. P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press.
- [91] Lamers, H. J. G. L. M., Cerruti-Sola, M., Perinotto, M., 1987, *ApJ*, 314, 726
- [92] Leuenhagen, U., Hamann, W.-R., Jeffery, C. S., 1996, *A&A*, 312, 167
- [93] Leuenhagen, U., Hamann, W.-R., 1998, *A&A*, 330, 265
- [94] Li, J., Harrington, J. P., Borkowski, K. J., 2002, *AJ*, 123, 2676
- [95] Lucy, L. B., Abbott, D. C., 1993, *ApJ*, 405, 738
- [96] Lugaro, M., Herwig, F., Lattanzio, J. C., Gallino, R., Straniero, O., 2003, *ApJ*, 586, 1305
- [97] Maness, H. L., Vrtilik, S. D., Kastner, J. H., Soker, N., 2003, *ApJ*, 589, 439
- [98] Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., St-Louis, N., Fullerton, A. W., 2006, *astro-ph/0602173*
- [99] Marcolino, W. L. F., Araújo, F. X. de, 2003, *AJ*, 126, 887
- [100] Marigo, P., Girardi, L., Groenewegen, M. A. T., Weiss, A., 2001, *A&A*, 378, 958
- [101] Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., 2005, *A&A*, 436, 1049
- [102] Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., 2002, *A&A*, 382, 999
- [103] Mendez, R. H., Niemela, V. S., 1982, em “Wolf-Rayet Stars : Observations, Physics, Evolution”, IAU, 457
- [104] Meynet, G., Maeder, A., 2005, *A&A*, 429, 581
- [105] Mihalas, D., Kunasz, P. B., Hummer, D. G., 1975, *ApJ*, 202, 465
- [106] Mihalas, D., Kunasz, P. B., Hummer, D. G., 1976, *ApJ*, 210, 419

- [107] Mihalas, D., 1978, *Stellar Atmospheres* (San Francisco:Freeman)
- [108] Miksa, S., Deetjen, J. L., Dreizler, S., Kruk, J. W., Rauch, T., Werner, K., 2002, *A&A*, 389, 953
- [109] Morgan, D. H., Parker, Q. A., Cohen, M., 2003, *MNRAS*, 346, 719
- [110] Morgan, D. H., Parker, Q. A., Russeil, D., 2001, *MNRAS*, 322, 877
- [111] Nussbaumer, H., Storey, P. J., 1983, *A&A*, 126, 75
- [112] Nussbaumer, H., Storey, P. J., 1984, *A&AS*, 56, 293
- [113] Oskinova, L. M., Feldmeier, A., Hamann, W. -R., 2004, *A&A*, 422, 675
- [114] Oskinova, L. M., Feldmeier, A., Hamann, W. -R., 2005, "The X-ray Universe 2005", ESA, El Escorial, Madrid, Spain, 26 - 30 September 2005 (astro-ph/0511019)
- [115] Osterbrock, D. E., *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 1987, University Science Books.
- [116] Owocki, S. P., 1994, *Ap&SS*, 221, 3
- [117] Parker, Q. A., Morgan, D. H., 2003, *MNRAS*, 341, 961
- [118] Parthasarathy, M., Acker, A., Stenholm, B., 1998, *A&A*, 329, L9-L12
- [119] Pauldrach, A. W. A., Kudritzki, R. P., Puls, J., Butler, K., Hunsinger, J., 1994, *A&A*, 283, 525
- [120] Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., Esteban, C., 2004, *ApJSS*, 150, 431
- [121] Peña, M., Stasinska, G., Esteban, C., Koesterke, L., Medina, S., Kingsburgh, R., 1998, *A&A*, 337, 866
- [122] Peña, M., Stasinska, G., Medina, S., 2001, *A&A*, 367, 983
- [123] Peña, M., Medina, S., Stasinska, G., 2003, *RevMexAA*, 18, 84

- [124] Pottasch, S. R., Beintema, D. A., Bernard-Salas, J., Koornneef, J., Feibelman, W. A., 2002, *A&A*, 393, 285
- [125] Pottasch, S. R., Bernard-Salas, J., Beintema, D. A., Feibelman, W. A., 2003, *A&A*, 409, 599
- [126] Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., Pauldrach, A. W. A., Haser, S. M., Lennon, D. J., Gabler, R., Voels, S. A., Vilchez, J. M., Wachter, S., Feldmeier, A., 1996, *A&A*, 305, 171
- [127] Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., Mokiem, M. R., 2005, *A&A*, 435, 669
- [128] Reiff, E., Rauch, T., Werner, K., Kruk, J. W., 2004, 14th European Workshop on White Dwarfs, ASP Conference Series, Vol. 334, 225
- [129] Reimers, D., 1975, in *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*, Baschek, Kegel, Traving (editores), Springer, Berlin, 229
- [130] Runacres, M. C., Owocki, S. P., 2005, *A&A*, 429, 323
- [131] Seaton, M. J., 1987, *J. Phys. B*, 20, 6363
- [132] Seaton, M. J., 1995, *The Opacity Project*, vol. 1, Institute of Physics Publishing, Bristol.
- [133] Sion, E. M., Liebert, J., Starrfield, S. G., 1985, *ApJ*, 292, 471
- [134] Schmutz, W., Hamann, W.-R., Wessolowski, U., 1989, *A&A*, 210, 236
- [135] Shklovski, I. S., 1956, *Astron. Zh.*, 33, 315
- [136] Schwarzschild, M., Härm, R., 1965, *ApJ*, 142, 855
- [137] Smith, L. F., 1968, *MNRAS*, 138, 109
- [138] Smith, L. F., Aller, L. H., 1969, *ApJ*, 157, 1245
- [139] Sobolev, V., 1960, *Moving Envelope of Stars*, Harvard University Press.

- [140] Springmann, U., 1994, *A&A*, 289, 505
- [141] Stasińska, G., , Gräfener, G., Peña, M., Hamann, W. -R., Koesterke, L., Szczerba, R., 2004, *A&A*, 413, 329
- [142] Tylenda, R., Acker, A., Stenholm, B., 1993, *A&AS*, 102, 595
- [143] van der Hucht, K. A., Conti, P. S., Lundstrom, I., Stenholm, B., 1981, *SSRev*, 28, 227
- [144] Waters, L. B. F. M., Beintema, D. A., Zijlstra, A. A., de Koter, A., Molster, F. J., Bouwman, J., de Jong, T., Pottasch, S. R., de Graauw, 1998, *A&A*, 331, L61-L64
- [145] Werner, K., Dreizler, S., Heber, U., Kappelman, N., Kruk, J., Rauch, T., Wolff, B., 1997, *RvMA*, 10, 219
- [146] Werner, K., Hamann, W. -R., Heber, U., Napiwotzki, R., Rauch, T., Wessolowski, U., 1992, *A&A*, 259, L69-L72
- [147] Werner, K., Heber, U., Hunger, K., 1991, *A&A*, 244, 437
- [148] Werner, K., Herwig, F., 2005, [astro-ph/0512320](#)
- [149] Yoon, S. -C., Langer, N., van der Sluys, M., 2004, *A&A*, 425, 207
- [150] Zijlstra, A. A., van Hoof, P. A. M., Chapman, J. M., Loup, C., 1994, *A&A*, 290, 228
- [151] Zsargo, J., Hillier, D. J., Georgiev, L. N., 2005, *ASP Conference Series*, Vol. 337, *Proceedings of a meeting held 7-9 July 2004 in Johnson City, Tennessee, USA*. Edited by Richard Ignace and Kenneth G. Gayley., p.347