



Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo
Programa de Pós-Graduação em Astronomia



Radiação ionizante de estrelas [WR]:
modelos de atmosferas e de fotoionização

Lucas Victor da Conceição

Rio de Janeiro
Julho de 2022

Radiação ionizante de estrelas [WR]:
modelos de atmosferas e de fotoionização

Lucas Victor da Conceição

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós Graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Astronomia).

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

Rio de Janeiro
Julho de 2022

CIP - Catalogação na Publicação

C744r Conceição, Lucas Victor da
 Radiação ionizante de estrelas [WR]: modelos de
 atmosferas e de fotoionização / Lucas Victor da
 Conceição. -- Rio de Janeiro, 2022.
 128 f.

 Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino.
 Dissertação (mestrado) - Universidade Federal do
 Rio de Janeiro, Observatório do Valongo, Programa de
 Pós-Graduação em Astronomia, 2022.

 1. Astrofísica Estelar. 2. Estrelas [WR]. 3.
 Atmosferas Estelares. 4. Ventos Estelares. 5.
 Nebulosas planetárias. I. Marcolino, Wagner Luiz
 Ferreira, orient. II. Título.

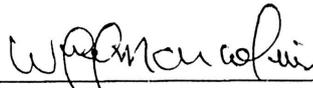
Radiação ionizante de estrelas [WR]:
modelos de atmosferas e de fotoionização

Lucas Victor da Conceição

Dr. Wagner Luiz Ferreira Marcolino (Orientador)

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências - Astronomia.

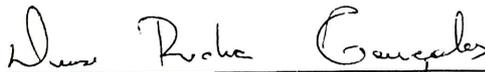
Aprovada por:



Presidente, Dr. Wagner Luiz Ferreira Marcolino (Orientador) - OV/UFRJ



Dr. Marcelo Borges Fernandes (Avaliador Externo) - ON/MCTIC



Dr.^a Denise Rocha Gonçalves (Avaliador Interno) - OV/UFRJ

Julho de 2022

O presente trabalho foi realizado com apoio da
Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de
Nível Superior – (Brasil) CAPES – Código de
Financiamento 001.

*Dedico este trabalho primeiramente à fonte de toda minha
inspiração e paixão, o universo. E também dedico, in memoriam, à
Helena Toledo Alves (minha avó) por ter sempre me apoiado e
incentivado.*

Agradecimentos

Agradeço primeiramente, In memoriam, à Lucimar da Conceição (minha mãe), Helena Toledo Alves (minha avó) e Georgina Toledo (Tia), por todo carinho e suporte. Agradeço ao meu orientador Wagner Marcolino, em primeiro lugar por toda paciência e consideração, por ter me auxiliado no desenvolvimento enquanto pesquisador e por ter me dado a oportunidade de trabalhar neste projeto de pesquisa. Aos membros da banca, Denise Gonçalves e Marcelo Borges, que tão prontamente aceitaram participar, apesar de terem o tempo de leitura da dissertação reduzido. Presto aqui também meus agradecimentos aos meus amigos e colegas de profissão, Raphaela Melo, Karyne Almeida, Fabiana Lima, Rayssa Guimarães e Mariana Rubet, pelo suporte dado em momentos de dúvidas na pesquisa e nas disciplinas da pós-graduação. Agradeço também aos meus amigos Wander Cabral, Lilian Schettini, Lícia Sales, Manuela Freitas, Gabriela Almeida, William Frazão, Felipe Aguiar, Louise Lalanne, William Campos, Renam Felipe, João Victor de Macedo e Marcelly Albuquerque por todas palavras de incentivo, suporte e momentos de descontração necessários nesse processo. Agradeço também à CAPES pela bolsa de pesquisa que possibilitou a realização deste trabalho e a toda equipe de professores e funcionários do Observatório do Valongo.

*“Acima, o adornado azul-celeste é
esplendor nu de Nuit...”*

— Liber Al Legis,
Cap I. 14

Resumo

Radiação ionizante de estrelas [WR]: modelos de atmosferas e de fotoionização

Lucas Victor da Conceição

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

RESUMO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO DO VALONGO, UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO, COMO REQUISITO NECESSÁRIO PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM CIÊNCIAS (ASTRONOMIA).

O fluxo ionizante das estrelas centrais de nebulosas planetárias (ECNP) possui um papel fundamental no surgimento e nas condições físicas das nebulosas planetárias (NP). Muitos trabalhos na literatura analisam as NP usando como fonte ionizante a aproximação de corpo negro, ou, ainda mais realisticamente, atmosferas plano-paralelas. No entanto, estes tratamentos são inconsistentes quando a estrela central é do tipo Wolf-Rayet [WR]. Estrelas [WR] são objetos deficientes em hidrogênio e apresentam intensos ventos estelares, como as estrelas Wolf-Rayet massivas clássicas (e.g., $\sim 10^{-7}$ - $10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$), além de serem objetos relativamente raros (cerca de 30% das ECNP) e sua origem e evolução ainda está sob discussão na literatura. No presente trabalho, selecionamos à partir de uma grade de modelos [WR], vários modelos em diferentes regimes de temperatura e perda de massa, e os analisamos diferencialmente comparando-os com modelos equivalentes nas aproximações de corpo negro e plano-paralelo. Com esta abordagem, investigamos as diferenças intrínsecas entre cada modelo de atmosfera e os efeitos do vento estelar no fluxo ionizante que emerge para as nebulosas. Para cada um deles também apresentamos os números de fótons ionizantes ($\log Q$'s) de H I, He I e He II e discutimos suas diferenças no contexto da presença ou ausência do vento estelar. Ademais, com o código de fotoionização Cloudy, exploramos o impacto do uso de diferentes tipos de fontes ionizantes, corpo negro, plano-paralelos (código TMAP) e de atmosferas [WR] em expansão (código CMFGEN) nas previsões das razões de linhas ($I_{\lambda}/I_{H\beta}$) para uma amostra de NP reais com estrelas centrais do tipo [WR] (NGC 5315, NGC 6905, NGC 2867, NGC 40 e BD +303639). Para avaliar a eficiência dos modelos, utilizamos a média quadrática (rms) entre as razões de linhas observadas e as previstas por nossos modelos, onde o melhor ajuste corresponde ao menor rms. Com os resultados que obtivemos com a análise diferencial, demonstramos que o vento estelar atua como uma fonte adicional de opacidade, retirando fótons ionizantes do campo de radiação que chega para as nebulosas, principalmente na região do EUV. Essa atenuação do número de fótons ionizantes mostrou-se mais significativa quando a temperatura dos modelos era

$\lesssim 100\text{kK}$, principalmente para os fótons ionizantes de He II. Com relação às previsões das linhas, os resultados indicam que, para as estrelas mais quentes da amostra ($T > 140000\text{ K}$), o tipo de fonte ionizante adotada parece não importar para as previsões das razões de linhas, enquanto que para as mais frias ($T < 80000\text{ K}$) o uso de modelos [WR] como fonte ionizante produziu um melhor ajuste às observações do que os demais.

palavras chave: *Astrofísica Estelar, Estrelas [WR, Atmosferas Estelares Ventos Estelares, Nebulosas planetárias*

Rio de Janeiro

Julho de 2022

Abstract

Ionizing radiation of [WR] stars: models of atmospheres and photoionization

Lucas Victor da Conceição

Advisor: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

MASTER DISSERTATION ABSTRACT SUBMITTED TO THE POSTGRADUATE ASTRONOMY PROGRAM OF THE VALONGO OBSERVATORY, FEDERAL UNIVERSITY OF RIO DE JANEIRO, IN FULFILLMENT OF THE REQUIREMENTS FOR THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE (ASTRONOMY). The ionizing flux

of the central stars of planetary nebulae (CSPN) has a fundamental role in the origin and physical conditions of the planetary nebulae (PN). Many works in the literature analyze the PN using as an ionizing source the blackbody approximation or, even more realistically, plane-parallel atmospheres. However, these treatments are inconsistent when the central star is a Wolf-Rayet type [WR]. [WR] stars are hydrogen deficient objects and display intense stellar winds, like the classical Wolf-Rayet massive stars (e.g, $\sim 10^{-7}$ - $10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$), besides being relatively rare objects (about 30% of the CSPN) and their origin and evolution still be under discussion in the literature. In the present work, we selected from a [WR] model grid, models in different ranges of temperatures and mass loss. We differentially analyzed them by comparing them with equivalent models in blackbody and plane-parallel approximations. With this approach, we investigated the intrinsic differences among each atmosphere model and the effect of the stellar wind on the ionizing flux that emerge towards the nebulae. Furthermore, for each of them, we also show the number of ionizing photons of H I, He I and He II obtained and discussed their distinctions in the context of the presence or absence of the stellar wind. Besides that, with the photoionization code Cloudy, we explored the impact of using different types of ionizing sources – blackbody, plane-parallel (TMAP), and [WR] atmospheres (CMFGEN) on the prediction of the line ratios ($I_{\lambda}/I_{H\beta}$) for a sample of real PN with [WR] type central stars (NGC 5315, NGC 6905, NGC 2867, NGC 40 e BD +303639). To evaluate the efficiency of the models, we used the mean root squared (rms) between the observed line ratios and the ones predicted by our models, where the best fit corresponds to the lowest value of the rms. With the results of the differential analysis, we demonstrated that the stellar wind acts as an additional source of opacity absorbing ionizing photons of the radiation field that reaches the nebulae, especially in the Far UV region. This attenuation of the number of ionizing photons was more significant when the temperature of the models was $\lesssim 100\text{kK}$, mainly for the number of ionizing photons of He II. Regarding the predicted line ratios, our results

indicate that for the hottest stars in our sample ($T > 140000$ K) the type of ionizing source adopted does not seem to be important to the predictions, while to the coolest ones ($T < 80000$ K) the use of [WR] models as ionizing source produced the best fit to the observation than the others.

keywords: *Stellar Astrophysics, [WR] stars, Stellar Atmospheres, Stellar Winds, Planetary Nebulae.*

Rio de Janeiro

July 2022

Lista de Figuras

1.1	Diagrama H-R (Hertzsprung-Russell)	24
1.2	Diagrama H-R mostrando a evolução de estrelas de $1 M_{\odot}$ e $5 M_{\odot}$	27
1.3	A nebulosa planetária NGC 5315	30
1.4	Caminhos de evolução pós-AGB no diagrama H-R para os quatro cenários possíveis para uma estrela de massa inicial de $2 M_{\odot}$	35
1.5	Razões das larguras equivalentes das linhas de emissões para os critérios primários e secundários de classificação estrelas WCL	38
1.6	Configurações das estrelas [WR] no diagrama $\log T_* \times \log g$	40
1.7	Modelos de atmosferas plano-paralelas	45
2.1	Espectro de corpo negro para três temperaturas diferentes	49
2.2	O fluxo ionizante de um corpo negro para diversos intervalos de temperatura	49
2.3	Ilustração da configuração geométrica da atmosfera p-p	51
2.4	Comparação entre fluxos de modelos de atmosferas não-ETL	52
2.5	Pontos da grade de modelos utilizadas no presente trabalho no plano $\log T_* \times \log g$	55
2.6	Comparação entre espectros teóricos na região do ultravioleta	58
2.7	Idem à Figura 2.6	59
2.8	Idem à Figura 2.6	60
2.9	Idem à Figura 2.6	61
2.10	Idem à Figura 2.6	61
2.11	Idem à Figura 2.6	62
2.12	Idem à Figura 2.6	62
2.13	Idem à Figura 2.6	63
2.14	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-A e demais com temperaturas de 80000 K	66
2.15	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-A e demais com temperaturas de 100000 K	67
2.16	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 80000 K	67
2.17	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 100000 K	68
2.18	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 150000 K	69
2.19	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 200000 K	70
2.20	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-C e demais com temperaturas de 100000 K	71

2.21	Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-C e demais com temperaturas de 200000 K	72
3.1	Exemplo de um arquivo de entrada para a modelagem de uma nebulosa planetária	81
3.2	Modelo de fotoionização com um corpo negro como fonte ionizante.	83
4.1	Nebulosa Planetária NGC 5315	87
4.2	Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 5315	89
4.3	Análise das razões de linha para a NP NGC 5315	92
4.4	Nebulosa Planetária NGC 6905	93
4.5	Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 6905	95
4.6	Análise das razões de linha para a NP NGC 6905	97
4.7	Nebulosa Planetária NGC 2867	98
4.8	Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 2867	100
4.9	Análise das razões de linha para a NP NGC 2867	102
4.10	Nebulosa Planetária NGC 40	103
4.11	Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 40	105
4.12	Análise das razões de linha para a NP NGC 40	107
4.13	Nebulosa Planetária BD +303639	108
4.14	Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP BD +303639	110
4.15	Análise das razões de linha para a NP BD +303639	112
4.16	Comparação entre as intensidades previstas e observadas para sete linhas importantes nebulares importantes	114

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros estelares para os modelos de atmosferas em expansão escolhidos do conjunto de cuja massa é de $0.5 M_{\odot}$ (Caminho A)	56
2.2	Parâmetros estelares para os modelos de atmosferas em expansão escolhidos do conjunto de cuja a massa é de $0.6 M_{\odot}$ (Caminho B).	56
2.3	Parâmetros estelares para os modelos de atmosferas em expansão escolhidos do conjunto de cuja a massa é de $0.9 M_{\odot}$ (Caminho C).	57
2.4	Número de fótons ionizantes calculados para os modelos selecionados da grade de Keller et al. (2011) e seus equivalentes nas aproximações de corpo negro e p-p	65
3.1	Razões de linhas preditas ($I_{\lambda}/I_{H_{\beta}}$) para o exemplo da metodologia	84
4.1	Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 5315 no Cloudy	88
4.2	Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 5315	88
4.3	Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 5315	90
4.4	Resultado dos modelos para NGC 5315: Parâmetros	90
4.5	Resultados dos modelos para NGC 5315: Razões de linhas	91
4.6	Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 6905 no Cloudy	94
4.7	Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 6905	94
4.8	Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 6905	95
4.9	Resultado dos modelos para NGC 6905: Parâmetros	96
4.10	Resultados dos modelos para NGC 6905: Razões de linhas	97
4.11	Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 2867 no Cloudy	99
4.12	Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 2867	99
4.13	Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 2867	100
4.14	Resultado dos modelos para NGC 2867: Parâmetros	101
4.15	Resultados dos modelos para NGC 2867: Razões de linhas	102
4.16	Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 40 no Cloudy	104
4.17	Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 40	104
4.18	Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 40	105
4.19	Resultado dos modelos para NGC 40: Parâmetros	106

4.20	Resultados dos modelos para NGC 40: Razões de linhas	107
4.21	Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária BD +303639 no Cloudy	109
4.22	Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa BD +303639 . . .	109
4.23	Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas uti- lizados para a NP BD +303639	110
4.24	Resultado dos modelos para BD +303639: Parâmetros	111
4.25	Resultados dos modelos para BD +303639: Razões de linhas	112

Abreviações

SGB	Ramo das Subgigantes (S ubgiant B ranch)
RGB	Ramo das Gigantes Vermelhas (R ed G iant B ranch)
AGB	Ramo Assintótico das gigantes (A symptotic G iant B ranch)
TP-AGB	AGB Termicamente Pulsantes (T hermal P ulse A symptotic G iant B ranch)
HST	H ubble S pace T elescope
WR	(estrela) W olf- R ayet
[WR]	(estrela) W olf- R ayet Central de Nebulosa Planetária
NP	Nebulosa P lanetária
ECNP	E strelas C entraais de N ebulosas P lanetárias
VLTP	Pulso Térmico Muito Tardio (V ery L ate T hermal P ulse)
AFTP	Pulso Térmico Final do AGB (A symptotic G iant B ranch F inal T hermal P ulse)
UV	Ultravioleta
EUV	E xtremo U ltravioleta

ESO	E uropean S pace O rganization
ISM	Meio Interestelar (I nterstellar M edium)
SP	Sequência P rincipal
SED	Distribuição Espectral de Energia (S pectral E nergy D istribution)
ZAMS	Sequência Principal de Idade Zero (Z ero A ge M ain S equen S ce)
CMFGEN	C o-moving F rame G eneral (Código de atmosferas estelares)
TMAP	T übingen N LTE M odel A tmosphere P ackage (Código de atmosferas estelares)

Nomenclatura

Símbolo	Grandeza	Unidade
$\log g$	Logaritmo da gravidade superficial	dex
M	Massa	M_{\odot}
\dot{M}	Taxa de Perda de Massa	$M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$
R	Raio estelar	R_{\odot}
L	Luminosidade estelar	L_{\odot}
T_{eff}	Temperatura efetiva	K
v_{∞}	Velocidade terminal	km s^{-1}
λ	Comprimento de onda	
F_{λ}	Densidade de Fluxo por λ	$\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$
Q	Número de fótons ionizantes	fótons s^{-1}
r_0	Raio nebular	pc
n_H	Densidade total de hidrogênio	cm^{-3}
d	Distância	pc
R_t	Raio transformado	R_{\odot}

Sumário

1	Introdução	22
1.1	Estrelas de baixa massa e massas intermediárias: Da Sequência Principal ao ramo das gigantes	22
1.2	Fases finais de evolução das estrelas nos regimes de massa baixa e massa intermediária	27
1.2.1	O ramo assintótico das gigantes (AGB) & pós-AGB	27
1.2.2	Nebulosas planetárias e anãs-brancas	29
1.3	Estrelas centrais de nebulosas planetárias: ricas em H e deficientes em H .	32
1.3.1	Estrelas centrais de nebulosas planetárias ricas em hidrogênio . . .	32
1.3.2	Estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em hidrogênio	33
1.4	Estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet [WR]	36
1.4.1	A classificação das estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet	37
1.4.2	Ventos das estrelas [WR]	39
1.5	Objetivos	43
1.5.1	Nebulosas planetárias com estrelas centrais [WR] - modelos de atmosferas e de fotoionização	43
2	O fluxo ionizante	47
2.1	O fluxo ionizante de um corpo negro	47
2.2	Modelos de atmosferas plano-paralelas (p-p)	50
2.2.1	A aproximação plano-paralela	50
2.2.2	A grade de modelos de atmosfera plano-paralelas	50
2.3	Modelos de atmosferas em expansão	52
2.3.1	O código CMFGEN e os modelos de atmosferas em expansão . . .	53
2.3.2	A grade de modelos de atmosferas para as estrelas [WR]	54
2.4	Análise diferencial dos fluxos ionizantes: corpo negro, plano-paralelo e [WR]	57
2.4.1	Fluxos no UV e EUV:	57
2.4.2	O número de fótons ionizantes	63
2.5	Conclusões	72
3	Análise nebulosa: metodologia	74
3.1	O código Cloudy	74
3.1.1	Equilíbrio de ionização: fotoionização e recombinação	75
3.1.2	Balço de energia e temperatura do gás	79
3.2	Parâmetros de entrada e saída	80
3.3	Análise das linhas nebulares	83
4	Nebulosas Planetárias observadas: comparação com as previsões	86
4.1	Apresentação e resultados das análises	86

4.1.1	NGC 5315	87
4.1.1.1	Análise do fluxo ionizante	89
4.1.1.2	Análise Nebular	90
4.1.2	NGC 6905	93
4.1.2.1	Análise do fluxo ionizante	94
4.1.2.2	Análise nebular	95
4.1.3	NGC 2867	98
4.1.3.1	Análise do fluxo ionizante	100
4.1.3.2	Análise nebular	101
4.1.4	NGC 40	103
4.1.4.1	Análise do fluxo ionizante	105
4.1.4.2	Análise nebular	106
4.1.5	BD +303639	108
4.1.5.1	Análise do fluxo ionizante	109
4.1.5.2	Análise nebular	111
4.2	Sumário dos resultados	113
5	Conclusão e Perspectivas	117
	Referências Bibliográficas	120
A	O espectro das Nebulosas Planetárias	125
A.0.1	Linhas de recombinação (RLs)	126
A.0.2	Linhas colisionalmente excitadas (CELs)	127

Capítulo 1

Introdução

Esta dissertação trata de estrelas centrais de nebulosas planetárias do tipo Wolf-Rayet - [WR]. Portanto, apresentaremos inicialmente uma breve introdução à evolução de estrelas de baixa massa e intermediária, discutindo então a origem e características desses objetos. Em seguida apresentaremos os nossos objetivos.

1.1 Estrelas de baixa massa e massas intermediárias: Da Sequência Principal ao ramo das gigantes

A evolução de uma estrela está vinculada com a massa com a qual ela é formada, sendo o objeto de estudo no presente trabalho o destino evolutivo de estrelas de baixa massa até intermediária. Podemos definir como estrelas de baixa as estrelas que desenvolvem um núcleo de hélio eletro-degenerado logo após saírem da sequência principal, encontrando-as no intervalo de massa de $0.8-1.0 M_{\odot}$ (limite inferior) até $2-2.3 M_{\odot}$ (limite superior). As estrelas de massa intermediária iniciam a fusão do hélio sem apresentar degenerescência, mas desenvolvem um núcleo de carbono-oxigênio eletro-degenerado após a exaustão do hélio no núcleo. Tais estrelas podem alcançar massas de até aproximadamente $8-9 M_{\odot}$ (Iben & Renzini 1983). As estrelas nascem em nuvens de gás formadas no meio interestelar, quando as condições físicas permitem o colapso gravitacional necessário para o surgimento destes objetos. Em astronomia é estabelecido que a vida de uma estrela começa quando os parâmetros de temperatura e pressão na região central destes objetos atingem as condições necessárias para iniciar a fusão do hidrogênio em

hélio (ver por exemplo Iben Jr 1967; Habing & Olofsson 2013), fase a qual recebe nome de Sequência Principal (SP).

A evolução estelar durante a Sequência Principal e pós-Sequência Principal é governada pela escala de tempo nuclear, a qual é da ordem de 10^{10} anos para o Sol, por exemplo. As fases evolutivas posteriores são bem mais breves, o que torna mais provável encontrar estrelas na Sequência Principal, do que em outros estágios evolutivos.

Existem diferenças significativas nos mecanismos de fusão e estrutura destas estrelas. Por exemplo, estrelas de idade zero da Sequência Principal (ZAMS) com massas intermediárias possuem núcleos convectivos devido a alta dependência de temperatura do ciclo CNO, enquanto que estrelas com massas abaixo desse valor são dominadas pela cadeia próton-próton, menos dependente da temperatura (para mais detalhes ver Iben Jr 1967). Como consequência, estrelas no intervalo de massa entre $0.3 M_{\odot}$ e $1.2 M_{\odot}$ possuem núcleos radiativos.

Conforme a estrela segue sua evolução na Sequência Principal, inevitavelmente o hidrogênio no núcleo irá se esgotar completamente. Na Figura 1.1 o ponto de esgotamento está indicado no ponto 3 para uma estrela de $1 M_{\odot}$, ocorrendo 9.8 Giga-anos após a estrela atingir a idade zero da Sequência Principal. Uma vez que se atinge o ponto de esgotamento do hidrogênio no núcleo, a geração de energia via cadeia próton-próton torna-se insustentável. No entanto, neste estágio a temperatura no núcleo tem um aumento até um ponto em que a fusão nuclear continua a acontecer para gerar energia em um fina casca ao redor do pequeno núcleo, a essa altura predominantemente composto por hélio.

Como consequência da fusão do hidrogênio continuar ocorrendo ao redor do núcleo, o produto desse processo irá causar um aumento da massa do hélio na região do núcleo, enquanto a estrela se move para o lado vermelho do diagrama H-R. Isto acontece porque como luminosidade a gerada nesta camada excede a que era produzida quando o hidrogênio era consumido nas regiões centrais, uma parte da energia produzida não atinge a superfície, mas é transportada para um envoltório de expansão lenta. Como consequência a temperatura efetiva começa a diminuir rapidamente (ver por exemplo, Iben Jr 1967).

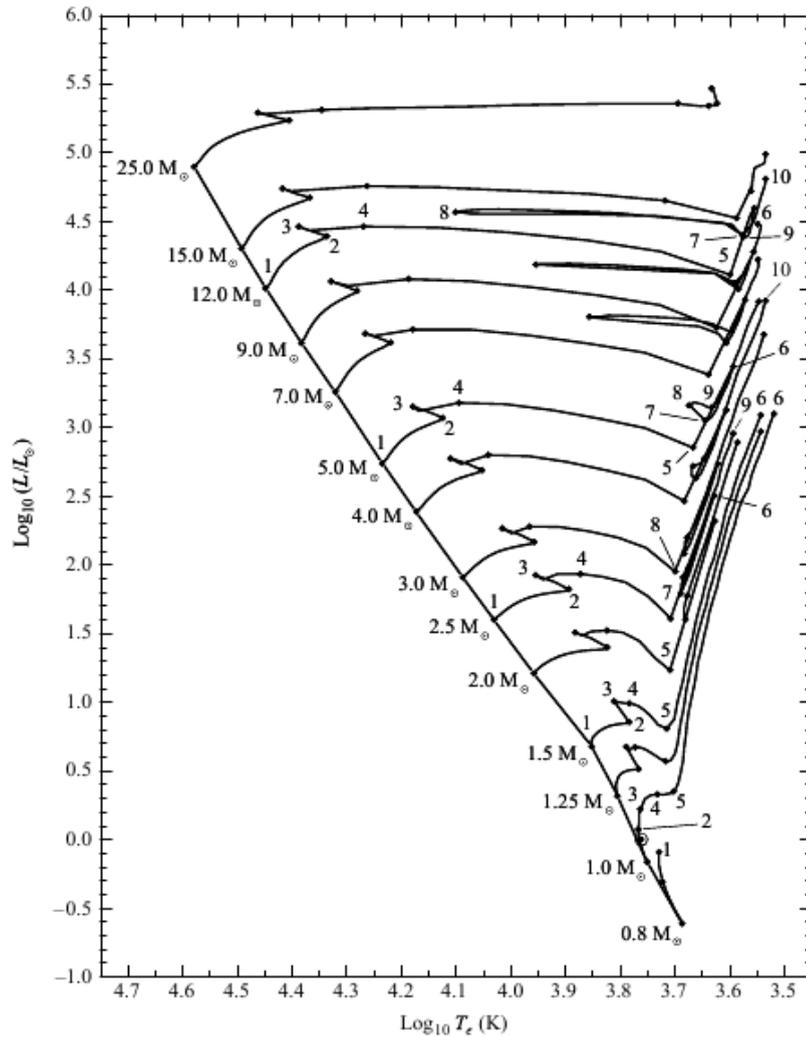


FIGURA 1.1. Diagrama H-R (Hertzsprung-Russell). Traços evolutivos da Sequência Principal e pós-Sequência Principal de estrelas com uma composição de $X = 0.68$ (porcentagem de hidrogênio), $Y = 0.30$ (porcentagem de hélio) e $Z = 0.02$ (metalicidade). A localização do Sol atual é representado pelo símbolo solar (\odot) entre os pontos 1 e 2 no gráfico de $1 M_{\odot}$. Figura extraída de Carroll & Ostlie (2017) e construída com os dados de Schaller et al. (1992).

Os modelos de evolução estabelecem que fração máxima de massa que uma estrela pode dispor em um núcleo isotérmico¹ e ainda preservar o equilíbrio hidrostático é uma função do peso molecular médio do núcleo e do envoltório, um assunto que foi revisitado recentemente por Ziółkowski & Zdziarski (2020). Desta forma, quando a massa do núcleo isotérmico de hélio ultrapassa esse limite, o núcleo colapsa na escala de tempo de Kelvin-Helmholtz² (ver Iben Jr 1967), e, conseqüentemente a estrela evolui mais rapidamente em

¹Nessa fase evolutiva a luminosidade no núcleo diminui, uma vez que não há mais fusão acontecendo nesta região, mas ele ainda pode produzir energia através do colapso gravitacional. Uma vez que o gradiente de temperatura em uma estrela é proporcional a luminosidade, isto significa que a região do núcleo se torna quase isotérmica (Para mais detalhes ver Iben Jr (1967)).

²Determina o tempo em que protoestrelas colapsam até atingirem a Sequência Principal e que as estrelas da Sequência Principal evoluem em gigantes.

relação a escala de tempo da evolução da Sequência Principal. Este estágio é ilustrado no ponto 4 da Figura 1.1. Para as estrelas com massas abaixo de $1.2 M_{\odot}$, isto caracteriza o fim da fase da Sequência Principal.

Como foi dito, o fim da fase da Sequência Principal na evolução das estrelas ocorre quando a fusão do hidrogênio do núcleo termina (na Figura 1.1 esse estágio é representado no ponto 3 para estrelas com $1 M_{\odot}$ e no ponto dois para estrelas de $5 M_{\odot}$, por exemplo). Para o caso de uma estrela de baixa massa, por exemplo $1 M_{\odot}$, nesta etapa o núcleo sofre uma contração, enquanto a fina casca de fusão de hidrogênio continua a consumir o combustível disponível. Conforme a temperatura na casca aumenta devido a contração do núcleo, a casca produz ainda mais energia do que o núcleo conseguia produzir na Sequência Principal, possibilitando que a sua luminosidade aumente, o envoltório se expanda rapidamente, e a temperatura efetiva inevitavelmente diminua (ver Iben Jr 1967).

No entanto, para estrelas de $5 M_{\odot}$ esta situação é um pouco diferente. Além de uma camada espessa de fusão do hidrogênio produzindo energia ao redor do núcleo, a estrela inteira participa em uma contração geral numa escala de tempo de Kelvin-Helmholtz. Tal fase de contração libera energia potencial gravitacional, consequentemente, causando um aumento rápido na luminosidade, uma diminuição do raio estelar e um aumento da temperatura efetiva (situação correspondente aos pontos entre 2 e 3 da Figura 1.1).

Após a estrela deixar a Sequência Principal ela seguirá sua evolução em direção a região conhecida como ramo das gigantes no diagrama H-R. Durante esta etapa evolutiva as estrelas experimentam complexos processos físicos que podem se diferenciar dependendo de suas massas. A primeira fase após a Sequência Principal é a fase de subgigante, no diagrama H-R chamada de ramo das subgigantes (“subgiant branch”, SGB).

Segundo Böhm-Vitense (1992), a fase de rápida expansão do envoltório não influencia as condições físicas na região onde se encontra o hélio, que mantém a temperatura alta o suficiente para repor, por reações nucleares, a energia perdida na superfície. A luminosidade se mantém essencialmente constante durante o processo de expansão do envoltório, o que ocasiona no incremento do raio estelar, mas com a luminosidade

constante, a temperatura da estrela diminui. A estrela então se move para direita no diagrama H-R, dando início a fase de subgigante.

À medida em que ocorre a contração do núcleo, um gradiente de temperatura diferente de zero logo é restabelecido devido a conversão de energia potencial gravitacional. Simultaneamente, a temperatura e a densidade da camada de fusão do hidrogênio aumentam, e, embora a camada comece a se afinar, a taxa com que a energia é produzida nela aumenta rapidamente. Para uma estrela de massa intermediária, por exemplo de $5 M_{\odot}$, o envoltório em expansão absorve energia suficiente por um tempo para fazer com que a luminosidade diminua rapidamente antes de voltar a aumentar (situação correspondente ao ponto 5 da Figura 1.1).

Sem a fusão do hidrogênio ocorrendo no núcleo, ele se contrai induzindo um aumento da temperatura na camada de fusão do hidrogênio. Isso leva a um incremento do gradiente de temperatura comparado ao da fase de anterior onde a fusão do hidrogênio ocorria no núcleo. Como resultado, o envoltório se expande e a estrela se torna uma gigante vermelha. Em uma estrela gigante vermelha não há fusão acontecendo na região central e o núcleo de hélio é aproximadamente isotérmico. Além disso, quando as estrelas entram no ramo das gigantes vermelhas, como consequência da mistura convectiva, acontece a primeira dragagem que leva para sua superfície os produtos da fusão do hidrogênio (de Boer & Seggewiss (2021)).

O próximo estágio da evolução estelar apresenta uma diferença importante na forma com que as estrelas de baixa massa e massas intermediárias dão início a fusão do hélio no núcleo.

Segundo Goswami & Reddy (2010), para estrelas de baixa massa, uma vez que o conteúdo de hélio no núcleo atinge as condições físicas adequadas, a fusão nuclear do hélio inicia produzindo carbono e oxigênio numa fase relativamente longa de evolução. Como consequência da energia produzida pelo núcleo de hélio, a temperatura na região aumenta, forçando sua expansão. Dessa forma, a camada de fusão do hidrogênio se torna mais fina e a luminosidade total da estrela diminui, resultando na contração da mesma. Neste estágio a estrela ocupa a região chamada de ramo horizontal no diagrama H-R (ver Figura 1.2, “He burning” para $M = 1 M_{\odot}$).

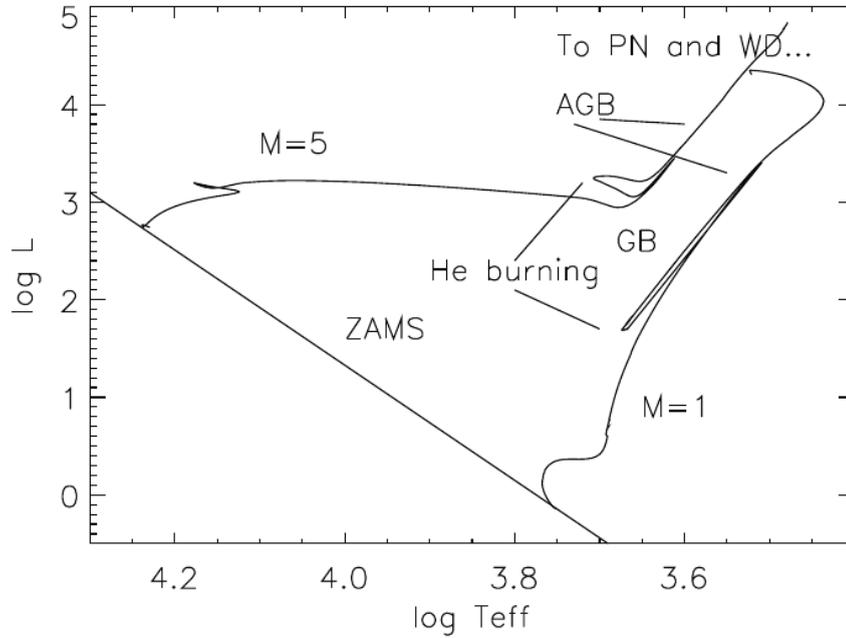


FIGURA 1.2. Diagrama H-R (Luminosidade x Temperatura efetiva) mostrando a evolução de estrelas de $1 M_{\odot}$ e $5 M_{\odot}$. Figura extraída de Goswami & Reddy (2010).

Em estrelas com massas intermediárias, as reações nucleares que levam a fusão do hélio começam antes do núcleo se tornar compacto e da camada de fusão do hidrogênio se tornar muito fina. A expansão da região central seguindo a fusão do hélio, é, portanto suave e a luminosidade total não diminui tanto. No entanto, o raio estelar se torna menor durante a fase de fusão do hélio (ver Figura 1.2, “He burning” para $M = 5 M_{\odot}$).

1.2 Fases finais de evolução das estrelas nos regimes de massa baixa e massa intermediária

1.2.1 O ramo assintótico das gigantes (AGB) & pós-AGB

A próxima fase da evolução das estrelas de baixa massa e massas intermediárias acontece na região do diagrama H-R chamada de ramo assintótico das gigantes (“asymptotic giant branch”, AGB), e é dividida em duas partes, o “Early-AGB” (E-AGB), que tem duração da ordem de 10^7 anos e o AGB termicamente pulsante (TP-AGB) com duração da ordem de 10^6 anos (Iben & Renzini 1983). Durante a fase E-AGB, a principal fonte de energia é a fusão de hélio em uma camada em torno de um núcleo que a essa altura é composto principalmente por carbono e oxigênio. Após o esgotamento do hélio

nas regiões centrais, o reajuste estrutural da camada de fusão do hélio resulta em uma forte expansão, e a camada de hidrogênio é extinta, conseqüentemente a estrela começa sua ascensão ao ramo assintótico das gigantes. Para estrelas com massas maiores que $4M_{\odot}$ (limite inferior) até aproximadamente $8-9M_{\odot}$ (limite superior) ocorre a segunda dragagem. Neste processo, a borda interna do envoltório convectivo penetra a camada dormente de hidrogênio, e o produto da fusão do hidrogênio é misturada à superfície da estrela. Após a segunda dragagem, a camada de fusão do hidrogênio é reativada, e a estrela continua a evoluir ao longo do ramo assintótico das gigantes (Habing & Olofsson 2013).

Segundo Stancliffe (2005), conforme a estrela ascende no AGB, a camada de fusão do hélio se desloca radialmente em direção a superfície da estrela e a região entre ela e a camada de fusão do hidrogênio se torna mais fina. Como consequência, a estrela adquire uma configuração onde a região entre essas camadas é muito estreita para permanecer estável, e, conseqüentemente, pulsos térmicos podem ocorrer. Quando uma estrela se aproxima da fim da fase AGB a camada de fusão do hélio já se tornou quase extinta. No entanto, a camada de fusão do hidrogênio adiciona hélio ao núcleo, o que conseqüentemente leva a um aumento da temperatura na região central e a fina camada do hélio reinicia a fusão de forma abrupta e intensa (“Flash” do hélio) com temperatura quase constante. A produção de energia aquece a camada e ocorre a convecção conduzida por radiação, a energia escapa e a camada então esfria abaixo da temperatura de fusão, como consequência a fusão do hélio é reduzida rapidamente. Este processo bastante rápido é chamado de pulso térmico (de Boer & Seggewiss 2021). Neste ponto, a estrela possui um núcleo inerte de carbono e oxigênio rodeado por uma fina camada de fusão do hélio.

A terceira dragagem ocorre quando as estrelas entram no ramo assintótico das gigantes, depois de um “flash” ocorrer na camada de fusão do hélio. A terceira dragagem é responsável por enriquecer a atmosfera dessas estrelas com hélio, carbono e elementos do processo-s, como o bário e lantânio (Habing & Olofsson 2013).

Para explicar um pouco melhor, na medida que a camada de hélio ao redor do núcleo se torna mais fina, a de hidrogênio se torna mais proeminente, resultando numa diminuição de luminosidade na camada de fusão do hélio. Eventualmente, esta luminosidade de fusão do hélio começa a oscilar, e o aumento da sua luminosidade conduz a um

declínio quase espontâneo da luminosidade produzida pela fusão do hidrogênio. Estas oscilações marcam o início da fase AGB termicamente pulsante, ou TP-AGB.

Uma característica fundamental neste estágio evolutivo das estrelas é a perda de massa, que é responsável pela formação da nuvem de gás circundante que vemos quando a estrela se torna uma nebulosa planetária. Enquanto para o Sol a perda de massa estimada é da ordem de $10^{-14} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$, para as estrelas do AGB é da ordem de $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ (Habing & Olofsson 2013). Quando a perda de massa e os processos de convecção e mistura reduzem o envoltório rico em hidrogênio para pequenos valores ($<10^{-3} M_{\odot}$), a estrela não é mais capaz de manter seu tamanho, e começa a encolher. Segundo Habing & Olofsson (2013), neste estágio, há sempre uma camada radiativa entre a camada de fusão de hidrogênio e a base do envoltório convectivo. Portanto, a estrela evolui basicamente com luminosidade constante para temperaturas mais altas no diagrama H-R, passando ao domínio das estrelas pós-AGB (post-AGB) e em seguida para o estágio de nebulosas planetárias.

1.2.2 Nebulosas planetárias e anãs-brancas

A fase AGB, a qual tem uma duração da ordem de 10^6 anos, muda totalmente o destino eventual das estrelas. A perda de massa na superfície inibe o ganho de massa pelo núcleo, necessário para a ignição do carbono, permitindo assim que as estrelas de baixa massa e massas intermediárias se tornem nebulosas planetárias enquanto se movem para esquerda no diagrama H-R (ver Figura 1.2), e em seguida em anãs brancas encerrando seus vidas (Habing & Olofsson 2013).

As nebulosas planetárias (p.e, Figura 1.3) são certamente um dos objetos mais interessantes em toda a astronomia, não apenas por sua importância na evolução química das galáxias, mas também por suas morfologias exibirem uma beleza que tem fascinado astrônomos e amantes da astronomia por décadas. A primeira nebulosa planetária foi observada por Charles Messier em 1764 e recebeu o número 27 em seu catálogo de objetos. No entanto, vale ressaltar que o termo nebulosa planetária foi resultado de uma conclusão equivocada de William Herschel, que achou que suas aparências lembravam discos esverdeados de um planeta. Conforme a tecnologia avançou, a resolução dos telescópios permitiu avanços significativos no entendimento da natureza destes objetos e sua importância como um todo.

A compreensão teórica das nebulosas planetárias começou a ganhar forma no final do século passado, quando as investigações feitas na época sugeriram que as nebulosas planetárias eram as progenitoras das anãs brancas e descendentes das gigantes vermelhas, ideia que foi suportada pelo estudo da velocidade de expansão das nebulosas planetárias e as velocidades de escape das gigantes vermelhas (Kwok 2000).

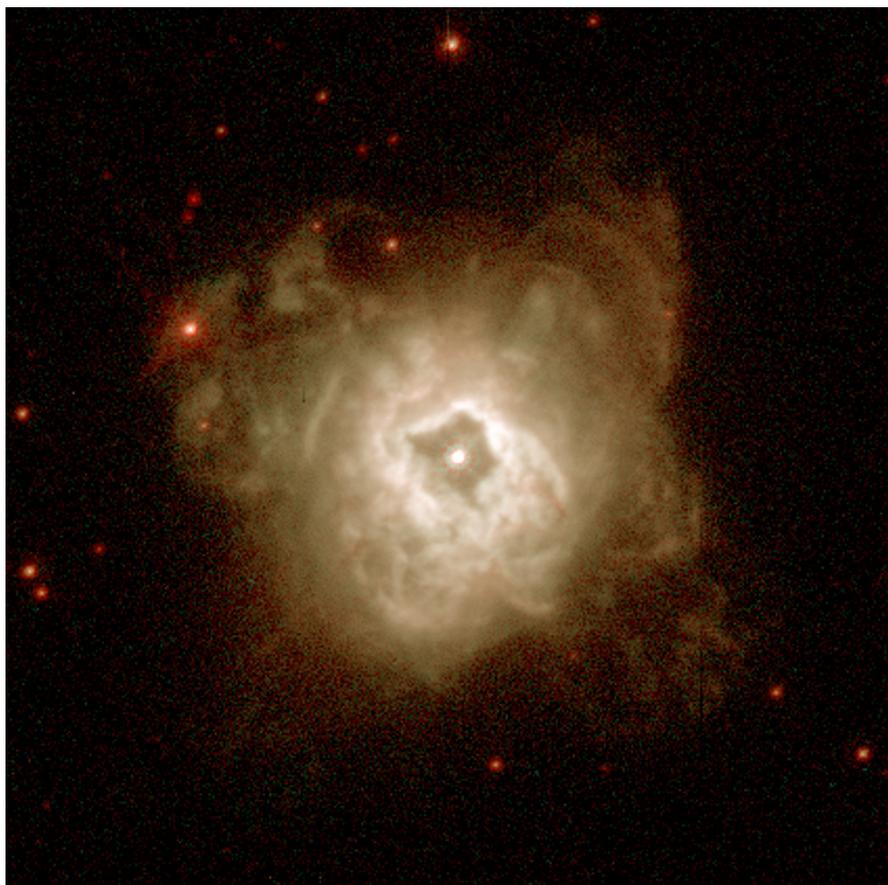


FIGURA 1.3. A nebulosa planetária NGC 5315. Esta nebulosa está localizada na constelação de Circinus, e sua estrela central possui temperatura efetiva de aproximadamente 75000 K (Marcolino et al. 2007). Fonte original da Figura: <https://esahubble.org/images/opo9738c14/>.

As nebulosas planetárias funcionam como verdadeiros laboratórios para estudar as interações entre a radiação e a matéria. Uma vez que toda a energia da nebulosa advém de sua estrela central, a radiação emitida pela estrela é absorvida e processada pela nuvem de gás circundante, produzindo assim uma miríade de linhas espectrais que possibilitam aos astrofísicos derivarem informações de interesse destes objetos. Um exemplo disto são as grandezas de densidade e temperatura nebular que podem ser estimadas por meio da comparação entre as intensidades das linhas nebulares. Além disso, as nebulosas planetárias podem ser utilizadas para entender os processos de nucleossíntese durante a fase TP-AGB.

A estrela central de uma nebulosa planetária, sobre a qual falaremos no próximo tópico, é sempre quente (temperatura típica de 50000 K; Osterbrock & Ferland 2006), às vezes com o máximo da sua distribuição de energia caindo na região do extremo ultravioleta do espectro eletromagnético. A forma da nebulosa depende dos parâmetros e da história de seu objeto central (e.g., rotação e perda de massa nas fases evolutivas anteriores), assim como o ambiente interestelar local.

Neste estágio, esses objetos estão evoluindo rapidamente em direção a fase de anã branca, e suas camadas estão expandindo com velocidades de muitas vezes a velocidade do som³ (25 km s⁻¹ é uma velocidade de expansão típica). No entanto, uma vez que eles estão diminuindo em densidade, suas emissões também estão diminuindo, e, em uma escala de tempo cósmica, elas se tornam rapidamente difíceis de serem observadas à medida que evoluem (Osterbrock & Ferland 2006).

Como já foi dito, as estrelas centrais de nebulosas planetárias (ECNP) apresentam temperaturas muito altas, e uma consequência interessante desta condição é que as nuvens de gás de suas nebulosas circundantes são muito mais ionizadas que as regiões de H II, frequentemente exibindo altas quantidades de He II. Seus espectros apresentam linhas de emissão características que variam em intensidade dependendo dos parâmetros nebulares e da temperatura do objeto central, como as linhas colisionalmente excitadas de [O III] e [Ne II] e linhas de recombinação de H I e He I (Osterbrock & Ferland 2006).

Ainda segundo Osterbrock & Ferland (2006), a configuração espacial e as características cinemáticas das nebulosas planetárias indicam que, em uma escala de tempo cósmica, elas são objetos bastante antigos, normalmente classificadas de populações velhas do disco galáctico ou objetos antigos de população I. Isso indica que a maior parte dos nebulosas planetárias que vemos agora, embora sejam relativamente jovens enquanto nebulosas planetárias, na verdade encontram-se bem próximas do fim de suas vidas enquanto estrelas. As densidades típicas das nebulosas planetárias são da ordem de 10² - 10⁴ cm⁻³, e suas massas típicas de 0.1 M_☉ até 1 M_☉.

Após a fase de nebulosa planetária a estrela chega ao seu último estágio evolutivo, isto é, uma anã branca. A esta altura as camadas externas da estrela já foram dispersas para o meio interestelar, enriquecendo-o com os produtos da nucleossíntese das fases anteriores de evolução. O objeto central, agora uma anã branca, já não realiza

³A velocidade do som é de aproximadamente 1235 km/h ou ainda 0.34 km s⁻¹.

fusão nuclear e o colapso gravitacional é evitado devido à pressão de degenerescência de elétrons.

1.3 Estrelas centrais de nebulosas planetárias: ricas em H e deficientes em H

Como já vimos, as estrelas centrais de nebulosas planetárias (ECNP) são estágios evoluídos das estrelas de baixa massa e massas intermediárias. Elas são extremamente quentes, com temperaturas na superfície que podem variar de 20000 K até 200000 K, e muitas delas apresentam sinais de intensos ventos estelares em seus espectros.

Méndez et al. (1991), sugeriram que a maioria das ECNP poderiam ser classificadas em dois grupos distintos: O primeiro seria formado por estrelas que exibem características de hidrogênio em seus espectros (ricas em hidrogênio) e segundo por aquelas que não apresentam (deficientes em hidrogênio). A origem do primeiro grupo de estrelas é explicada pelos modelos canônicos de evolução estelar discutidos até aqui, enquanto que os mecanismos que produzem ECPN deficientes em hidrogênio necessitam de outras abordagens para serem explicados (como veremos adiante). Algumas estimativas (ver por exemplo, Weidmann & Gamen 2011) sugerem que cerca de 30% da população conhecida das ECNP sejam deficientes em hidrogênio, que por sua vez são divididas em sub grupos dentro dos catálogos. O fenômeno mais aceito para explicar a deficiência de hidrogênio nas atmosferas desses objetos é assim chamado “Born-again”, sobre o qual falaremos mais adiante.

1.3.1 Estrelas centrais de nebulosas planetárias ricas em hidrogênio

Seguindo os modelos canônicos de evolução estelar, uma estrela na fase de dupla camada de fusão sobe o ramo assintótico das gigantes com a uma taxa crescente de perda de massa, até que o envoltório rico em hidrogênio seja reduzido a um limite inferior. Quando isto acontece, a estrela deixa a fase AGB e se move com luminosidade constante em direção a temperaturas superficiais mais altas. Quando o núcleo é exposto (a estrela central), o campo de radiação ioniza o material expelido anteriormente na fase AGB. É neste cenário que surge uma nebulosa planetária, que dura algumas dezenas de

milhares de anos. Por fim, quando a gravidade força todos os elementos mais pesados a se compactarem, a estrela se torna uma anã branca. Neste estágio, o colapso gravitacional é evitado pela pressão de degenerescência de elétrons. Este panorama parece adequado para a maioria das ECNP e anãs brancas.

Méndez et al. (1991) organizaram as ECNP ricas em hidrogênio em quatro grupos de acordo com suas características espectrais:

hgO(H): São estrelas caracterizadas por alta gravidade ($\log g \sim 7$, ver por exemplo Weidmann et al. 2020), com linhas de absorção de Balmer largas. Elas podem ser tanto pós-AGB, como estrelas no caminho de esfriamento das anãs brancas.

O(H): São estrelas que exibem espectros semelhantes aos das estrelas tipo O massivas jovens, com a linha He II $\lambda 4686$ em absorção. Os subtipos espectrais podem ser definidos pela comparação das linhas de absorção do He I e He II, mas isto requer excelentes espectrogramas.

Of(H): Neste tipo de estrela a linha do He II $\lambda 4686$ exibe um perfil estreito em emissão ($\text{FWHM}^4 \lesssim 4$), e, às vezes, um perfil P Cygni é identificado. As linhas do He II $\lambda 4200$, $\lambda 4541$ são identificadas em absorção, e não são desviadas para o azul mais do que 50 km s^{-1} relativo a velocidade nebular. A linha do hidrogênio, H_γ , é identificada em absorção.

Of-WR(H): Nestas estrelas a linha He II $\lambda 4686$ é intensa e possui um perfil de linha amplo em emissão ($\text{FWHM} \gtrsim 4$). A linha H_γ é caracterizada por um perfil P Cygni, e a linha He II $\lambda 4541$ aparece em absorção.

1.3.2 Estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em hidrogênio

Uma quantidade considerável das ECNP (e anãs brancas) conhecidas são altamente deficientes em hidrogênio (30%, ver Weidmann & Gamen 2011). Isto é um problema, porque as condições nas quais surgem esses objetos não são previstas pelos modelos canônicos de evolução estelar, os quais discutimos a primeira parte deste capítulo. Como já dissemos, a solução mais aceita para este problema envolve a remoção do envoltório rico de hidrogênio como uma consequência de uma ignição tardia da camada de fusão de hélio, a qual retorna a estrela para o ramo assintótico das gigantes (“Born again”), mas com uma perda de massa adicional característica da fase pós-AGB.

⁴Largura a meia altura.

Com seus modelos de evolução, Herwig (2001) identificou muitas possibilidades para a origem das estrelas pós-AGB deficientes em hidrogênio, os quais fazem previsões para os graus de esgotamento de hidrogênio e outros elementos. O progresso na modelagem desses objetos também estão relacionados com a mistura e fusão simultânea do envoltório de hidrogênio.

O primeiro cenário possível para explicar a deficiência de hidrogênio nessas estrelas é o assim chamado pulso térmico muito tardio (“very late thermal pulse”, VLTP, ver Figura 1.4) e foi sugerido primeiramente por Fujimoto (1977). Um segundo cenário possível, a deficiência de hidrogênio talvez aconteça depois do último pulso térmico (“thermal pulse, TP”) durante a fase evolutiva do AGB. Nesta configuração, quando o envoltório restante de massa é coincidentemente muito pequeno no último pulso térmico, uma última fase de dragagem pode reduzir de forma significativa a abundância de hidrogênio na estrela, e, Herwig (2001) nomeou este cenário como pulso térmico final do ramo assintótico das gigantes (“asymptotic giant branch final thermal pulse”, AFTP). No terceiro caso, a dragagem ocorre durante a evolução “Born-again”, a qual segue um pulso térmico pós-AGB. Se a estrela ainda tiver se tornado deficiente em hidrogênio devido a combinação da mistura e da fusão durante um pulso térmico muito tardio, então ela se tornará deficiente em hidrogênio devido à dragagem durante sua segunda evolução no AGB, depois do pulso térmico tardio (“a late thermal pulse”, LTP).

Segundo Herwig (2001), a evolução das estrelas TP-AGB é governada por um relógio interno e os pulsos térmicos que acontecem repetidamente depois, em intervalos quase equidistantes, definem o compasso no qual esse relógio de pulsos térmicos funciona. Se uma estrela AGB irá exibir deficiência de hidrogênio ou não, e em qual grau, depende da fase da configuração dos ciclos de pulsos térmicos com que a estrela deixa o AGB. Isto irá definir o tempo de um pulso térmico até que o próximo ocorra em um ciclo não perturbado. Neste instante outro relógio começa a funcionar, no compasso no qual o envoltório restante é reduzido pela fusão do hidrogênio e pela perda de massa. Além disso, quando a estrela deixa o AGB há também um relógio marcando a fusão do hélio, o qual medirá o tempo até que o objeto se torne uma anã branca e todos os processos de nucleossíntese tenham praticamente terminado. Este tempo é sempre maior que o tempo de fusão da camada do hidrogênio.

Podemos entender que destino pós-AGB de uma estrela depende da razão dessas

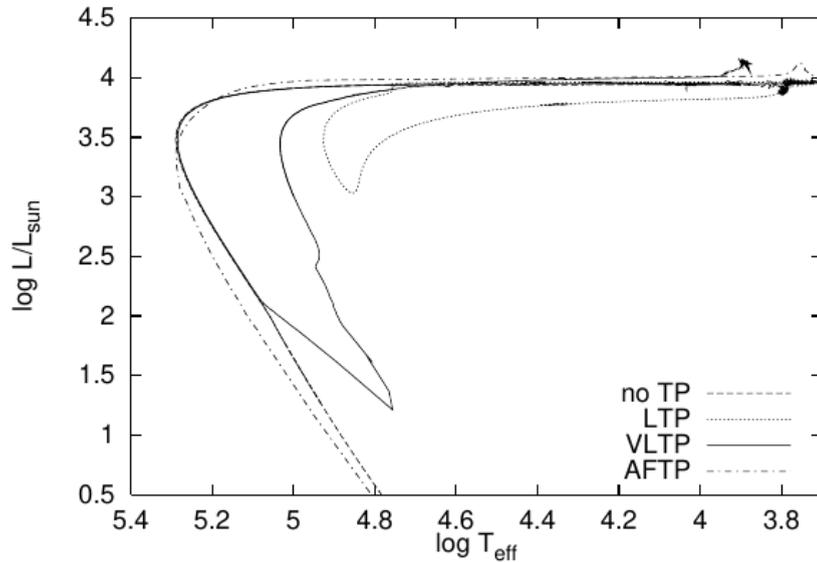


FIGURA 1.4. Caminhos de evolução pós-AGB no diagrama H-R para os quatro cenários discutidos neste tópico para uma estrela de massa inicial de $2 M_{\odot}$: A fase de evolução normal sem qualquer pulso térmico tardio (**no TP**, linha tracejada), evento “Born again” acionado por pulso térmico tardio (**LTP**, linha de pontilhada) e pulso térmico muito tardio (**VLTP**, linha sólida) e fase final de dragagem, e a chamada de fase pulso térmico final do AGB (**AFTP**, linha pontilhada). Figura extraída de Herwig (2001).

três escalas de tempo discutidas. Por exemplo, se a estrela deixar o AGB em uma fase inicial do ciclo de pulsos, então o tempo dos pulsos térmicos é muito maior do que o tempo de fusão da camada do hélio, e quando o próximo pulso acontecer, será devido a estrela já ter se tornado uma anã branca. Este caso sem pulso térmico é o mais comum. Em uma fase mais ampla, o tempo de pulsos térmicos é mais curto do que o tempo em que o combustível de hélio é consumido, mas, ainda assim, maior do que o tempo de fusão do hidrogênio. Neste caso, um pulso térmico muito tardio (VLTP) irá ocorrer quando o caminho evolutivo da estrela no diagrama H-R já está direcionado para a região de esfriamento das anãs brancas (“white dwarf cooling track”).

No regime no qual se estabelece o VLTP, a zona convectiva do flash do hélio engole o envoltório, e o hidrogênio nas camadas externas é misturado para baixo e então consumido completamente. Se a estrela deixa o AGB em uma fase ainda mais tardia, a escala de tempo dos pulsos térmicos é menor do que a de fusão do hidrogênio, sendo assim um pulso térmico (LTP) ocorrerá e a situação irá novamente ser similar à anterior. No entanto, desta vez a camada de fusão do hidrogênio ainda não parou e a mistura do envoltório para camadas mais profundas será possível.

Na estrela, a abundância química na superfície não sofre nenhuma alteração significativa até que ocorra o processo de dragagem durante a evolução do “Born-again”,

o que conseqüentemente a conduz a uma eficiente depleção de hidrogênio. Por último, há mais uma possibilidade para explicar a origem das estrelas centrais deficientes em hidrogênio. Quando a estrela deixa o ramo assintótico das gigantes imediatamente após um pulso térmico (AFTP), o envoltório de material restante já deve ser muito pequeno. Neste caso, a dragagem durante esta fase leva à deficiência de hidrogênio já durante a primeira (e neste caso apenas) evolução pós-AGB. Assim, o destino pós-AGB da estrela é determinado pela fase de interpulso na qual a evolução pós-AGB começa (Herwig 2001).

Méndez et al. (1991) dividiram as estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em hidrogênio em três grupos, baseando-se novamente em suas características espectrais.

O(He), O(C): As estrelas dessa categoria exibem um predominante espectro em absorção dominado pelos elementos químicos destacados nos parênteses.

Of(C), Of-WR(C): Estas estrelas são definidas de uma maneira similar às suas contrapartes ricas em hidrogênio, mas utilizando tão somente a linha do He II como critério. Seus espectros também são dominados por intensas emissões de carbono. No entanto, as estrelas **Of-WR(C)** são nomeadas atualmente como **[WC]-PG1159** (Hamann 1996).

WC: As estrelas desta categoria são definidas de forma similar as estrelas massivas, Wolf-Rayet de população I. Este grupo de ECNPs constitui a classe de objetos que foram estudados no presente trabalho e mais detalhes a seu respeito serão dados no tópico a seguir.

1.4 Estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet [WR]

Como já discutimos até aqui, a maior parte das estrelas centrais de nebulosas planetárias são ricas em hidrogênio, embora uma fração considerável delas (30%) possui atmosferas deficientes em hidrogênio caracterizadas por altas taxas de perda de massa (Acker & Neiner 2003). Destas ECNP, muitas foram classificadas como estrelas Wolf-Rayet carbonadas [WC], de forma semelhante ao que é feito com as estrelas Wolf-Rayet massivas clássicas, onde os colchetes servem para diferenciá-las de suas contrapartes massivas. Da amostra conhecida das ECNP do tipo Wolf-Rayet [WR], pelo menos metade possui temperaturas efetivas muito altas, no intervalo entre 80000 K até 150000 K (ou mais quentes), e são identificadas como earl-type [WCE]. As estrelas [WR] mais

frias, isto é, com temperaturas entre 20000 K até 80000 K, são classificadas como “late-type” [WCL] (Danekkar 2014).

O trabalho de Hamann (1996) sugere que as estrelas [WCE] são sucessoras evolutivas das [WCL] e evoluem em seguida para [WC]-PG 1159, e então para estrelas PG 1159 encontradas nas nebulosas planetárias mais antigas. Existe ainda uma separação evolutiva entre as estrelas [WC] que apresentam características de perda de massa, mas se assemelham às estrelas super quentes PG 1159, classificadas como [WC]-PG1159, como por exemplo os objetos conhecidos como Abell 30 e 78. Estrelas com tais características podem ser definidas com um estágio evolutivo intermediário entre as [WCE] e PG 1159. Além disso, números são usados após as letras para definir as subclasses, que por sua vez refletem uma indicação aproximada da ionização e temperatura no vento estelar.

O pulso térmico muito tardio, o qual discutimos na seção anterior, ocorre quando a estrela já está no caminho de esfriamento para se tornar uma anã branca. O conteúdo de hidrogênio na superfície estelar é completamente misturado nas camadas interiores mais quentes durante os pulsos térmicos, e a fusão convectiva do hidrogênio produz uma estrela deficiente em hidrogênio. A estrela então retorna ao AGB via cenário “Born again”, o qual é a explicação mais promissora para a formação das estrelas centrais de nebulosas planetárias do tipo [WR]. A diferença básica entre o LTP e VLTP é que o processo de dragagem e mistura no LTP diminui o conteúdo de hidrogênio no cenário “Born again”, enquanto que a fusão nuclear do hidrogênio e sua violenta ignição (“H-ingestio flash”) consome o seu conteúdo na superfície no cenário VLTP.

1.4.1 A classificação das estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet

Crowther et al. (1998) desenvolveram um esquema quantitativo de classificação para as estrelas Wolf-Rayet, dividindo-as inicialmente como oxigenadas ou carbonadas. Elas então foram organizadas em ordem de excitação crescente, com suas classes espectrais indo desde das estrelas WC11 até WC4, para estrelas Wolf-Rayet com linhas dominantes de carbono no espectro visível, e subsequentemente, para as estrelas com linhas predominantemente de oxigênio, de WO4 até WO1. Uma vantagem desse sistema de classificação é que, tanto as estrelas Wolf-Rayet massivas clássicas, quanto as ECNP podem ser classificadas neste sistema unificado.

No sistema de classificação citado, as estrelas da sequência WC são classificadas utilizando como diagnóstico a razão $C\ IV\ \lambda\lambda 5801, 5812 / C\ III\ \lambda 5696$. Um diagnóstico secundário para distinguir as subclasses WC8-11 foi estabelecido por meio das razões $C\ II\ \lambda\lambda 5801, 5812 / C\ II\ \lambda 4267$ e $He\ II\ \lambda 4686 / He\ I\ \lambda 5876$.

A Figura 1.5, a seguir, ilustra a classificação primária e secundária feita por Crowther et al. (1998) das razões de linhas para as estrelas WCL, incluindo as Wolf-Rayet massivas (símbolos abertos) e as estrelas centrais de nebulosas planetárias do tipo [WC].

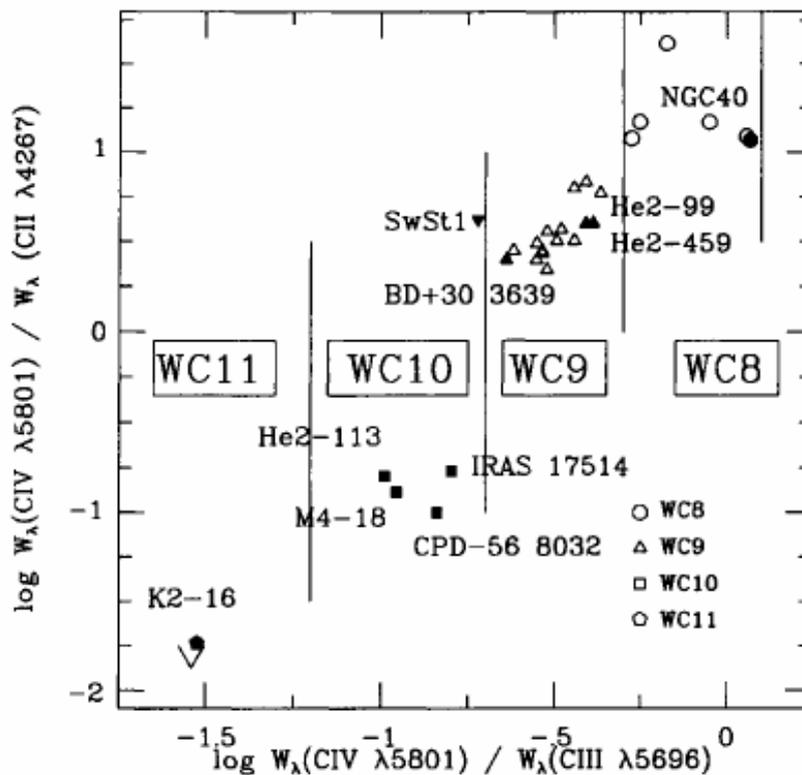


FIGURA 1.5. Razões das larguras equivalentes das linhas de emissões para os critérios primários e secundários de classificação estrelas WCL (ECNP com símbolos preenchidos, abertos para estrelas massivas de população I). A separação natural entre os subtipos é aparente, com as divisões marcadas pelas linhas sólidas. Figura extraída de Crowther et al. (1998).

A Figura 1.5 leva à conclusão de que não há uma diferença clara na intensidade das linhas entre as estrelas massivas WCL e as [WCL], algo discutido anteriormente por Méndez et al. (1991).

Para classificar as estrelas WCE e WC massivas e centrais de nebulosas planetárias de forma unificada, Crowther et al. (1998) propuseram um sistema que depende primariamente das razões de linhas de mesmos elementos. A distinção entre WC/WO nos

alicerces dessas nomenclaturas visa refletir claramente qual o elemento domina os espectros destas estrelas no óptico, assim como o nitrogênio domina o espectro das estrelas WN.

Aparentemente os espectros das estrelas WO são dominados por linhas de oxigênio, mas este é o resultado do alto índice de ionização dessas estrelas, e não uma consequência devida a abundância do elemento. Como já mencionamos, os números que seguem as classificações das subclasses são definidos baseando-se numa sequência suave de ionização indo das estrelas WC até as WO. Um outro critério adotado para separar as estrelas WO e WC é a ausência da linha C III $\lambda 5696$. Sem essa linha o diagnóstico das estrelas WC falha, levando-as a serem classificadas como WO, dependendo da abundância de oxigênio.

Os números que seguem esse sistema de classificação indicam a ordem de excitação das estrelas, ao invés da abundância. E, embora não tenha sido encontrado nenhum critério capaz de diferenciar as estrelas Wolf-Rayet centrais de nebulosas planetárias das massivas clássicas, as ECNP exibem uma maior diversidade de comprimento de linhas em comparação a suas contrapartes massivas (ver por exemplo, Hamann 1996; Crowther et al. 1998).

Além de um modelo de classificação, há também um caminho evolutivo estimado para as ECNP. De maneira a visualizar possíveis conexões evolutivas entre essas estrelas, Hamann (1996) elaborou um diagrama $\log T_*$ (temperatura efetiva) vs $\log g$ (ver Figura 1.6). Para a confecção deste diagrama, as gravidades superficiais foram obtidas diretamente das linhas fotosféricas para as estrelas [WC]-PG1159, e, para as [WCE] e [WCL] foram utilizados os raios conhecidos da literatura e adotadas massas de $0.6 M_{\odot}$. Este diagrama sugere uma sequência evolutiva que vai das mais frias estrelas [WCL] até as mais quentes [WCE]. Nesta configuração a sequência evolutiva seria [WCL] \rightarrow [WCE] \rightarrow [WC]-PG1159 \rightarrow PG1159, e, por último, anã branca.

1.4.2 Ventos das estrelas [WR]

Uma característica fundamental das ECNP do tipo Wolf-Rayet ([WR]) são seus intensos ventos estelares conduzidos por pressão de radiação. Uma vez que o processo de fotoionização das nebulosas depende do número de fótons ionizantes que emerge de seu

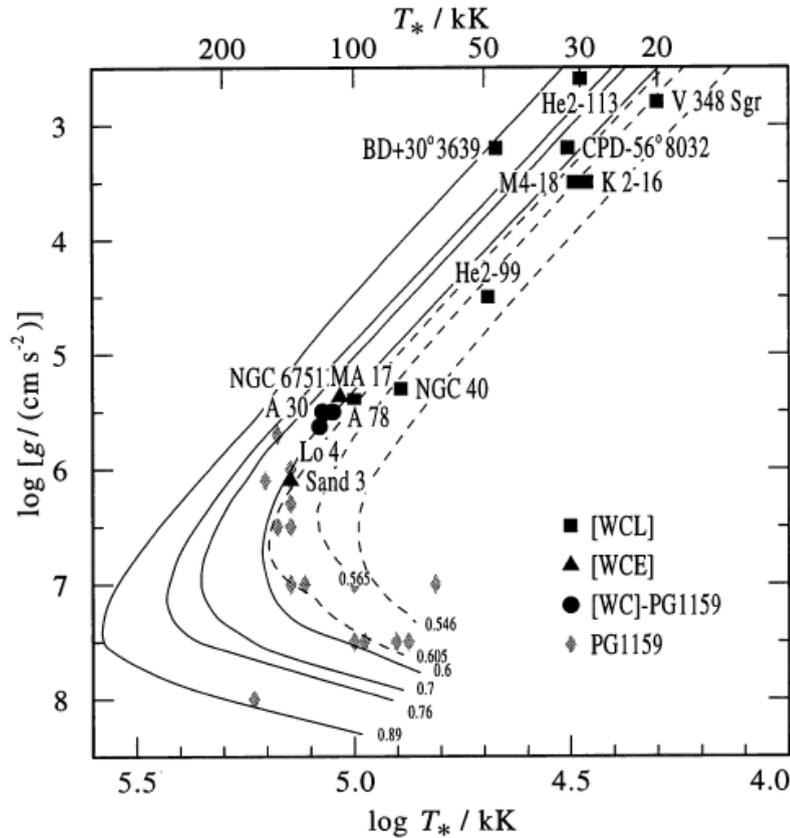


FIGURA 1.6. Configurações das estrelas [WR] no diagrama $\log T \times \log g$. E os subtipos [WCL], [WCE], [WC]-PG1159 estão representados por quadrados, triângulos e círculos, respectivamente. Os balões cinzas indicam as estrelas PG 1159 normais, isto é, sem perda de massa significativa. As trilhas são os caminhos evolutivos para as estrelas de acordo com as massas indicadas em M_{\odot} . Figura extraída de Hamann (1996).

objeto central, os intensos ventos estelares das estrelas [WR] desempenham um papel importante na retirada de fótons do campo de radiação que atinge a nuvem nebulosa, como veremos mais adiante. Devido a este fato, discutiremos brevemente o que é um vento e suas grandezas mais importantes.

Podemos definir o vento estelar como uma perda de gás contínua das partes mais externas de uma estrela. Muitas vezes o espectro observado de uma estrela é formado nesse ambiente. Nesses casos, os ventos também podem ser chamados de atmosferas em expansão (não é o caso do Sol, mas é o caso das estrelas tipo O, WR, [WR], entre outras). Os dois parâmetros mais importantes que carregam informação a respeito dos ventos estelares são a taxa de perda de massa \dot{M} , medida da quantidade de matéria perdida pela estrela por intervalo de tempo, e a velocidade terminal v_{∞} , definida com a velocidade do vento estelar a uma distância muito maior que o raio da estrela.

Adota-se por convenção que a taxa de perda de massa \dot{M} é sempre positiva e

expressa em unidades de massas solares por ano ($M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Por exemplo, uma estrela com uma perda de massa da ordem de $10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ perderia uma quantidade de matéria equivalente a massa total da Terra no intervalo de 3 anos (Lamers et al. 1999). A velocidade terminal pode variar bastante dependendo da temperatura da estrela, indo de 10 km s^{-1} para estrelas frias supergigantes, até 3000 km s^{-1} para estrelas quentes luminosas.

Segundo Lamers et al. (1999), essas grandezas do vento estelar são importantes porque:

1. A taxa de perda de massa \dot{M} nos possibilita descobrir o quanto de matéria a estrela perde por unidade de tempo. A importância desta informação é fundamentalmente evolutiva, pois estrelas com diferentes taxas de perda de massa evoluem de formas diferentes.
2. No que concerne ao estudo do vento estelar, modelos teóricos diferentes resultam em diferentes previsões para a taxa de perda de massa e a velocidade terminal das estrelas. Desta forma, a comparação entre os valores observados e as predições possibilita restringir qual mecanismo é responsável pela perda de massa nestes objetos.
3. Uma vez que o vento estelar carrega energia e momentum para o meio interestelar, para estudar o impacto dos ventos estelares nas suas vizinhanças, os valores de \dot{M} e v_{∞} precisam ser conhecidos. No caso do nosso estudo, o vento age como uma fonte extra de opacidade para o campo de radiação que ioniza a nebulosa, isto é, retirando fótons do continuum.

A perda de massa é obtida assumindo que o vento possui geometria esférica e é estacionário, e, que por sua vez está relacionada com a velocidade e densidade em qualquer ponto do vento pela equação de continuidade de massa:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (1.1)$$

Sendo r à estrela, ρ a densidade e v a velocidade do vento.

Quando a distância à estrela r é suficientemente grande, a velocidade do vento se aproxima assintoticamente da velocidade terminal, $v_\infty = v(r \rightarrow \infty)$. Chama-se lei da velocidade, a distribuição radial da velocidade no vento da estrela, a qual basicamente descreve o crescimento da velocidade do vento a partir da fotosfera da estrela v_0 , tornando-se v_∞ quando $r \gg r_0$. Esta lei pode ser expressa de forma simplificada pela equação:

$$v(r) \cong v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta \quad (1.2)$$

Onde β define o quão comportada é esta relação e r_0 , é dado por:

$$r_0 = R_* \left[1 - \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^{1/\beta}\right] \quad (1.3)$$

Uma das características dos espectros das ECNP é exibir na região do ultravioleta perfis P Cygni (assinaturas espectrais características do vento estelar) de linhas de C IV, N V e Si IV e as vezes linhas de níveis excitados como O IV e O V, e, para o tipo [WR] o espectro é praticamente todo dominado por linhas em emissão. As massas típicas destes objetos são muito pequenas, geralmente no intervalo entre 0.5 e 0.9 M_\odot , enquanto seus raios são costumeiramente estimados entre 0.3 até 3 R_\odot (Keller et al. 2011).

As taxas de perda de massa das ECNP são geralmente derivadas dos perfis P Cygni das linhas espectrais no ultravioleta e a partir de linhas de emissão no visível (Lamers et al. 1999). Para um ECNP típica a taxa de perda de massa é pequena, da ordem de 10^{-9} até $10^{-7} M_\odot \text{ ano}^{-1}$, enquanto que para uma estrela [WR] as taxas de perda de massa são maiores, tipicamente de 10^{-7} até $10^{-5} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ (ver por exemplo, Crowther et al. 2006; Leuenhagen & Hamann 1998).

As análises dos espectros destas estrelas feitas através dos perfis P Cygni das linhas ultravioleta mostram que as velocidades terminais dos ventos destas estrelas podem chegar a 4000 km s^{-1} , o que é aproximadamente 5 vezes a velocidade de escape. Este fato sugere que os ventos das ECNP são conduzidos por pressão de radiação nas linhas espectrais, como havíamos mencionado anteriormente, similarmente ao que acontece com as estrelas tipos O e B (Lamers et al. 1999).

1.5 Objetivos

Até aqui, descrevemos aspectos básicos da evolução estelar desde a Sequência Principal até a fase das nebulosas planetárias. Apresentamos ainda os tipos de ECNP encontrados, dando ênfase às ECNP deficientes em hidrogênio. Agora, iremos apresentar os principais objetivos do presente trabalho.

1.5.1 Nebulosas planetárias com estrelas centrais [WR] - modelos de atmosferas e de fotoionização

Uma das maneiras mais tradicionais de obtermos informações acerca da estrutura e condições físico-químicas das NPs é através de modelos de fotoionização. Nebulosas planetárias basicamente transformam o fluxo ionizante das suas estrelas centrais – através de diversos processos físicos – em um fluxo com contínuo baixo e linhas intensas em emissão. Sendo assim, os modelos de fotoionização tem como ingrediente principal o fluxo ionizante da ECNP (veja por exemplo o review de Morisset 2016).

No que diz respeito a construção dos modelos de fotoionização, alguns autores argumentam que não há diferença significativa na qualidade dos modelos ao se usar como fluxo ionizante modelos de atmosferas mais sofisticados que o corpo negro. Kaler (1983), por exemplo, argumenta que dado o fato que as nebulosas planetárias são encontradas em uma ampla variedade de tipos espectrais e abundâncias, a aproximação de corpo negro não é pior que qualquer outro conjunto de modelos de atmosferas. Também encontramos exemplos de autores que, após testarem diversos modelos de atmosferas na construção de modelos de fotoionização, chegaram a conclusão de que não havia melhora nos modelos quando usavam modelos mais sofisticados de atmosferas, optando no final por utilizar a aproximação de corpo negro (ver por exemplo, Howard et al. 1997).

Em outras ocasiões, modelos mais realísticos de atmosfera são utilizados, i.e., modelos plano-paralelos (p-p; ver por exemplo Bohigas 2008; Miller et al. 2016). Tais estratégias são razoáveis quando os objetos centrais possuem espectros praticamente fotosféricos (em absorção). No entanto, no caso das estrelas centrais [WR] tais aproximações são no mínimo inconsistentes. Como apresentamos anteriormente, estrelas

[WR] possuem ventos intensos. As atmosferas destes objetos não estão em equilíbrio hidrostático, mas em expansão. Seus espectros são inteiramente formados nessas regiões, possuindo praticamente todas as linhas em emissão.

De maneira geral, o objetivo principal do trabalho é verificar como os ventos das estrelas [WR] influenciam o fluxo ionizante que emerge para a nebulosa, comparado aos casos de estrela central aproximada como sendo uma atmosfera tipo Corpo Negro e atmosfera p-p. Além disso, através de modelos de fotoionização, temos como objetivo verificar como diversas linhas nebulares respondem aos diferentes fluxos ionizantes. Para tanto, consideraremos tanto uma análise teórica, como também consideraremos como os resultados performam com dados reais de PNs observadas.

De certa maneira, nosso trabalho é uma extensão natural do trabalho de Rauch (2003). Esse autor apresentou uma grade extensa de modelos não-ETL de atmosferas, apropriados para o estudo de NPs. Rauch (2003) mostra claramente que modelos sofisticados apresentam fluxos ionizantes bastante distintos do caso de um Corpo Negro, ou de quando consideramos modelos de atmosferas p-p simples contendo apenas H e He. Isso está ilustrado na Figura 1.7.

Podemos observar na Figura 1.7 que há diferenças significativas entre os fluxos ionizantes, e, que esta diferença se torna cada vez mais acentuada em direção a pequenos comprimentos de onda. Uma consequência direta desta configuração será no número de fótons ionizantes que atingem a nuvem. Quando levamos essas considerações para o campo das estrelas [WR], nas quais o vento estelar é muito mais intenso do que nas ECNP clássicas, e extremamente importante para uma descrição realista do fluxo ionizante, essas aproximações soam ainda mais inconsistentes.

O objetivo do nosso trabalho é portanto adicionar um ingrediente fundamental, complementar, ao trabalho de Rauch (2003), estendendo o estudo do fluxo ionizante para o caso particular das estrelas centrais de nebulosas planetárias deficientes em hidrogênio, especificamente as estrelas [WR]. Em suma, as perguntas que queremos responder são: Qual o impacto do vento estelar no fluxo ionizante? Existe diferença nas razões de linhas modeladas, em relação às observadas, ao se escolher modelos mais realistas para o fluxo ionizante? Isto é, o vento influencia o fluxo que chega para a nebulosa? Uma vez que as nebulosas planetárias desempenham um papel fundamental na evolução química da

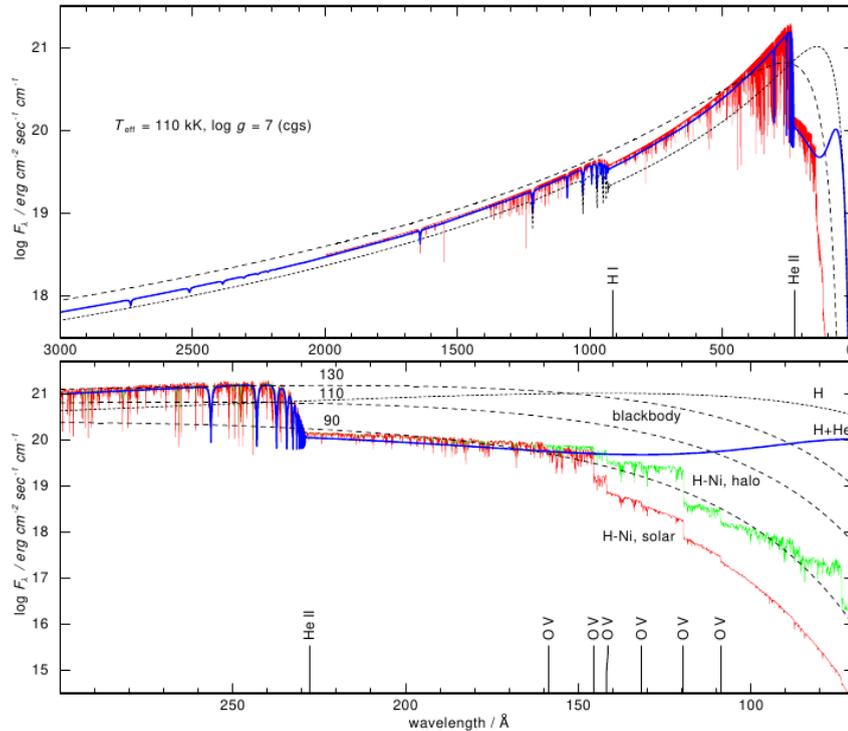


FIGURA 1.7. Modelos de atmosferas plano-paralelas. Gráfico superior: Comparação entre os fluxos calculados para os modelos de atmosfera não-ETL com diferentes composições químicas. Traço curto: modelo de hidrogênio puro, linha espessa: H+He, linha fina: H-Ni. Note que os desvios principais do Corpo Negro (traços longos, 110kK) para o espectro sintético ocorre aquém do indicado para os “thresholds” do H e He I. Gráfico inferior: Detalhes do gráfico superior, mas com a adição de um modelo H-Ni com metalicidade do halo [$Z = -1$], três fluxos de Corpo Negro (traços longos, 90, 110, 130kK). Note a diminuição drástica do nível do fluxo para comprimentos de onda curtos. Figura extraída de Rauch (2003).

galáxia, enriquecendo-a com os produtos da nucleossíntese das etapas evolutivas anteriores, a resposta dessa pergunta pode fornecer uma nova perspectiva para a construção de modelos de fotoionização para as nebulosas planetárias hospedeiras de estrelas [WR].

No Capítulo 2, nós definimos o fluxo ionizante apresentando as diferenças principais no campo de radiação para cada aproximação que é utilizada no presente trabalho. Começamos com a definição de Corpo Negro, e definimos brevemente seu fluxo. Seguimos então para a aproximação p-p, e, também apresentamos brevemente o código TMAP, utilizado por Rauch (2003) para calcular seus modelos p-p de atmosferas de anãs brancas e estrelas [WR]-PG1159. Em seguida, apresentamos os modelos de atmosferas [WR] calculados por Keller et al. (2011) utilizando o código CMFGEN (Hillier & Miller 1998). Após esta etapa introdutória, seguimos para as análises com a comparação dos fluxos, obtenção do número de fótons ionizantes e uma avaliação do impacto do vento estelar no fluxo que chega para a nebulosa.

O Capítulo 3 é dedicado à metodologia da análise nebulosa. Após termos estudado

os diferentes tipo de modelos de atmosferas e o impacto de vento estelar no fluxo ionizante no Capítulo 2, seguimos para o avaliar as previsões das razões de linhas nebulares $F_\lambda/F_{H\beta}$ para cada tipo de modelo utilizado. Neste Capítulo, apresentamos e descrevemos brevemente o código Cloudy (Ferland 2003), provemos um exemplo de arquivo de entrada utilizado no código e descrevemos a metodologia utilizada em nossa análise.

No Capítulo 4, analisamos dados observacionais de uma amostra de nebulosas planetárias com estrelas centrais do tipo [WR] (NGC 5315, NGC 6905, NGC 2867, NGC 40 e BD +303639) explorando o impacto do uso de diferentes aproximações para os fluxos ionizantes: Corpo Negro, atmosfera p-p (do código TMAP) e de modelos [WR] de atmosferas em expansão (do código CMFGEN). Primeiro introduziremos nossa amostra apresentando os parâmetros astrofísicos interessantes para o trabalho utilizando dados presentes na literatura. Aplicamos então uma análise diferencial nos modelos comparando os fluxos e o número de fótons ionizantes produzidos por cada um deles. E, por último, fazemos uma análise nebular para cada estrela da amostra que estão em diferentes regimes de temperaturas e gravidade superficial, de maneira a investigar qual aproximação para o fluxo ionizante produz um melhor ajuste para as razões de linhas observadas (F_λ/F_β). Por último, no Capítulo 5 fazemos as discussões dos resultados e a conclusão do trabalho.

Capítulo 2

O fluxo ionizante

2.1 O fluxo ionizante de um corpo negro

Podemos definir um corpo negro como um corpo ideal, cuja superfície absorve toda a radiação incidente sobre ele, e toda a radiação emitida por ele depende unicamente de sua temperatura. A radiação emitida por um corpo devido a sua temperatura recebe o nome de radiação térmica, e todo corpo quente e opaco emitirá um espectro contínuo de radiação (Eisberg & Resnick 1979).

A intensidade da radiação de um corpo negro é descrita pela função de Planck, chamada assim em homenagem a Max Planck (1858-1947), que primeiro derivou teoricamente a forma da radiação de equilíbrio termodinâmico. Normalmente a intensidade da radiação de corpo negro é representada por $B_\lambda(T)$, onde T indica que esta é uma função da temperatura. As intensidades monocromáticas emitidas pelos corpos negros são dadas pelas seguintes expressões:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad B_\lambda(T) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (2.1)$$

Nas equações acima, h é a constante de Planck (6.63×10^{-27} erg s), c é a velocidade da luz no vácuo (3×10^{10} cm s⁻¹), e K é a constante de Boltzmann (1.38×10^{-16} erg K⁻¹). As unidades de $B_\lambda(T)$ são erg cm⁻² s⁻¹ ster⁻¹.

Uma das propriedades mais relevantes do equilíbrio termodinâmico é que o campo de radiação é exatamente o mesmo em todos os pontos e em todas as direções. Como consequência a intensidade média J também é igual à função de Planck, e o fluxo em qualquer direção é zero, pois não há transferência líquida de energia. Podemos definir o fluxo pela quantidade de energia radiativa que atravessa uma área, por intervalo de tempo e frequência, sendo o fluxo ionizante a parte do espectro que corresponde aos fótons com energias capazes de desacoplar elétrons dos átomos, nas assim chamadas transições ligado-livre, ou ainda fotoionização (Swihart 1968).

Quando falamos que uma determinada estrela irradia como corpo negro, não significa que seu fluxo será nulo. Nesses casos, considera-se o fluxo parcial, integrado em um hemisfério, emergente de sua atmosfera. Definido F^+ como esse fluxo parcial, e se θ for medido a partir da normal, sua expressão fica na forma:

$$F_{\lambda}^+ = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} I_{\lambda} \cos\theta \sin\theta d\theta \quad (2.2)$$

Em equilíbrio termodinâmico a intensidade é igual a função de Planck, a qual é independente da direção. Isto equivale a assumir que a estrela emite radiação como um corpo negro, e, portanto podemos obter uma expressão para o fluxo fazendo:

$$F_{\lambda} = B_{\lambda}(T) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta = \pi B_{\lambda}(T) \quad (2.3)$$

Por completeza, mostramos na Figura 2.1 algumas curvas de corpo negro, para diferentes temperaturas. Como é bem conhecido, quanto maior a temperatura, mais fluxo na parte azul do espectro é emitido.

Na Figura 2.2, mostramos o espectro de corpo negro para três temperaturas diferentes. Esse formato será utilizado em várias partes desta dissertação. O fluxo se encontra nas unidades $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ e o comprimento de onda em angstrom (\AA). Note que quanto maior a temperatura, mais intenso é o fluxo na parte extrema do ultravioleta temos (lei de Wien).

No que diz respeito ao fluxo ionizante, se consideramos que uma estrela irradia como corpo negro à uma temperatura T , pode-se derivar que o número de fótons Q capazes de ionizar um certo elemento, com frequência de ionização ν_0 , como sendo:

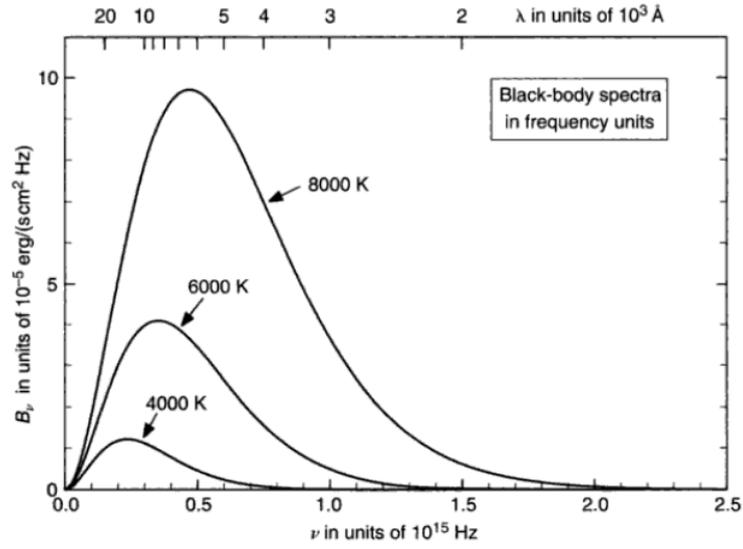


FIGURA 2.1. Espectro de corpo negro para três temperaturas diferentes. A lei de Wien pode ser facilmente percebida através dos máximos das curvas. Figura extraída de Gray (2021).

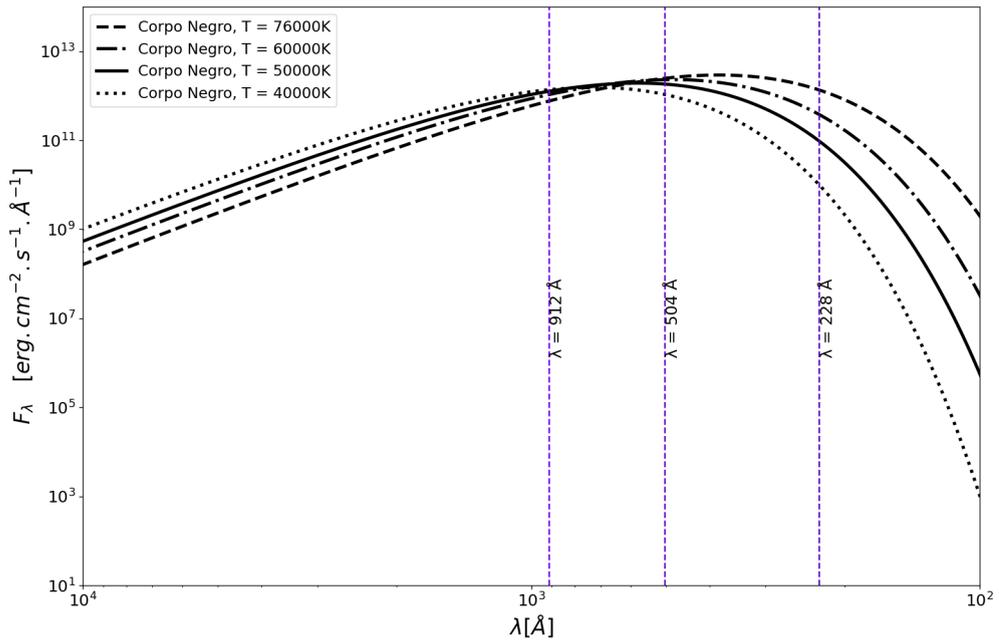


FIGURA 2.2. O fluxo ionizante de um corpo negro para diversos intervalos de temperatura. As linhas roxas representam os comprimentos de onda relativos aos potenciais de ionização do H I (λ 912), He I (λ 504) e He II (λ 228).

$$Q = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx \quad (2.4)$$

Onde R é o raio da estrela, $x = h\nu/kT$, e $x_0 = h\nu_0/kT$. Por outro lado, se a

atmosfera da estrela é descrita de maneira mais realística, por modelos, a expressão a ser utilizada é dada por:

$$Q = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi R^2 F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu \quad (2.5)$$

onde $F_{\nu}(R)$ é o fluxo dado pelo modelo, no raio R . Essas duas últimas expressões serão usadas mais adiante.

2.2 Modelos de atmosferas plano-paralelas (p-p)

2.2.1 A aproximação plano-paralela

A aproximação plano-paralela (p-p) é uma abordagem clássica na construção de modelos de atmosferas estelares. Assumindo que a espessura da fotosfera de uma estrela é muito pequena se comparada com seu raio (ver Figura 2.3), podemos caracterizar uma atmosfera p-p como uma configuração na qual admite-se que a atmosfera é horizontalmente homogênea em equilíbrio hidrostático e radiativo (ou radiativo + convectivo). Esta aproximação permite uma simplificação considerável da equação de transporte radiativo (ver os Capítulos 11,12 e 18 de Hubeny & Mihalas 2014).

Um exemplo que ajuda a ilustrar em que tipo de situação esta aproximação pode ser usada é o caso do nosso Sol. A espessura da fotosfera solar é de aproximadamente 700 km, ou aproximadamente 0.1 % do raio solar. Nestas condições, a esfericidade pode ser desprezada e a aproximação p-p pode ser considerada como satisfatória (Gray 2021).

2.2.2 A grade de modelos de atmosfera plano-paralelas

Em nosso trabalho, utilizaremos uma grade de modelos não-ETL, p-p, calculada por Rauch (2003). Estes modelos p-p assumem equilíbrio hidrostático e radiativo, e, portanto, desconsideram o vento estelar. O nome do código utilizado por Rauch (2003) é TMAP - “Tübingen NLTE Model-Atmosphere Package”¹. Escolhemos modelos representando atmosferas compostas somente por He e CNO (i.e., deficientes em H). Além

¹Disponível em <https://uni-tuebingen.de/de/41621>

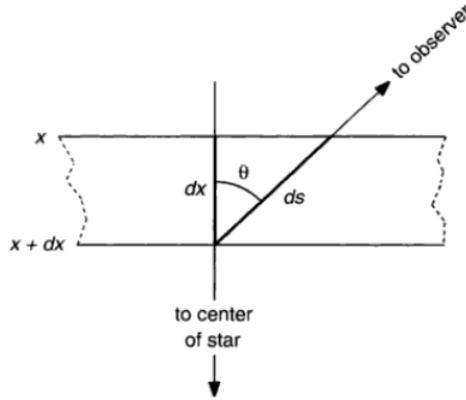


FIGURA 2.3. Ilustração da configuração geométrica da atmosfera p-p. A coordenada x representa a profundidade atmosférica, a coordenada s a direção do feixe de radiação, que faz um ângulo θ com o eixo x . Muitas vezes a variável z é usada ao invés de x . Figura extraída de Gray (2021).

disso, nesta grade é possível selecionar modelos no intervalo de temperatura efetiva (T_{eff}) de 40000 K até 190000 K, e gravidade superficial ($\log g$) de 5 até 9.

Werner et al. (2002) discutem as motivações para a construção de modelos mais sofisticados para a descrição de atmosferas estelares, em particular, modelos não-ETL. Eles argumentam que o problema clássico das atmosferas estelares considera a transferência de radiação através das camadas mais externas de uma estrela para o espaço livre sob três suposições. A primeira condição é a de que a atmosfera esteja em equilíbrio hidrostático, e, portanto, a matéria que interage com fótons está em repouso. A segunda é que o transporte de energia através da atmosfera é feito unicamente por fótons, desconsiderando convecção (equilíbrio radiativo).

Um dos problemas de se aproximar a atmosfera de uma estrela como um corpo negro é que ela irradia para o espaço circumstelar, e, portanto, é um sistema termodinâmico aberto, desta forma não pode estar em equilíbrio termodinâmico (ET), e não pode ser caracterizada por uma única temperatura. O conceito de equilíbrio termodinâmico local (ETL) trata-se de uma abordagem que assume que embora o ET não se aplique para toda uma atmosfera, ele pode ser aplicado em pequenos elementos de volume. Neste caso, os números de ocupação atômicos dependem somente da temperatura local dos elétrons e sua densidade via equação de Saha-Boltzmann. Mas para que estas aproximações sejam válidas, deve haver um limiar em que as taxas de colisões devem dominar sobre as taxas radiativas e o livre caminho médio dos fótons seja pequeno. Chamam-se de modelos não-ETL, os modelos nos quais a equação de Saha-Boltzmann é substituída por equações fisicamente mais precisas (por exemplo, a equação de equilíbrio cinético). Geralmente,

o efeito não-ETL é maior para regimes de altas temperaturas e baixas densidades, o que implica em campos intensos de radiação, isto é, processos radiativos constantes, e menos colisões de partículas livres (Werner et al. 2002). Essas condições são as presentes nos objetos de estudo da presente dissertação.

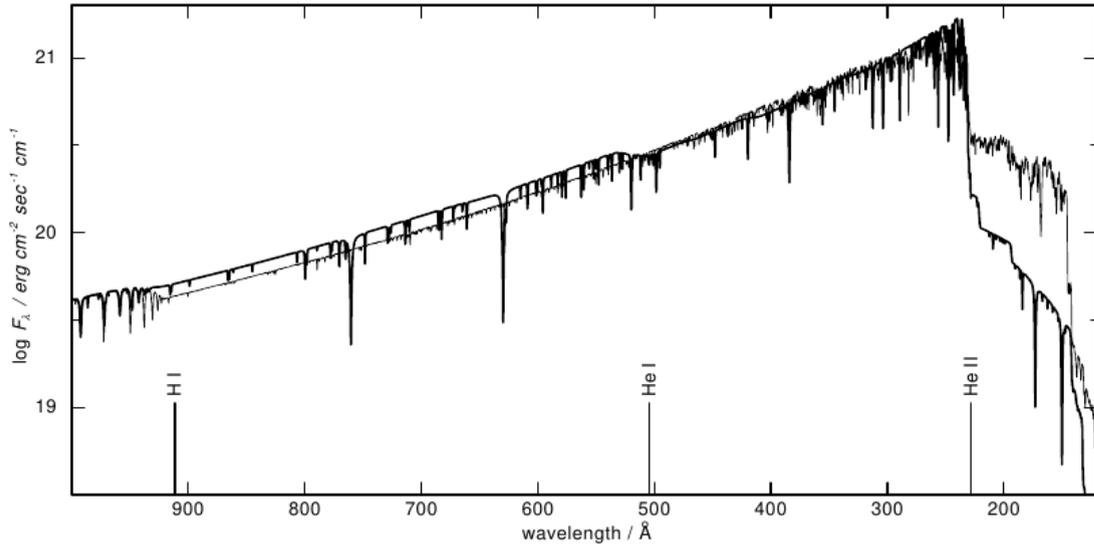


FIGURA 2.4. Comparação entre fluxos de modelos de atmosferas não-ETL ($T_{eff} = 110000$ K, $\log g = 6$) calculados com composição solar (H-Ni, linhas fina) e deficiente em hidrogênio (He + CNO, linha espessa). Podemos notar uma diferença significativa entre os fluxos, especialmente para comprimentos de onda menores que o indicado por He I (fótons capazes de ionizar He I). Figura extraída de Rauch (2003).

A figura 2.4 ilustra a diferença entre os fluxos ionizantes para os modelos de atmosferas de anã brancas calculados por Rauch (2003), tanto para as estrelas ricas em hidrogênio, como para aquelas deficientes em hidrogênio. Como já discutimos, as estrelas [WR] são deficientes em hidrogênio. Portanto, nos nossos modelos de fotoionização utilizamos os modelos p-p que levam este fato em consideração (modelos PG 1159²). Na próxima seção, falaremos brevemente sobre modelos de atmosferas em expansão e o código CMFGEN (Hillier & Miller 1998). Tais modelos são apropriados para as ECNP do tipo [WR].

2.3 Modelos de atmosferas em expansão

Como discutimos no Capítulo 1, as estrelas [WR] são objetos deficientes em hidrogênio, extremamente quentes e com altas taxas de perda de massa. Desta forma, um modelo eficaz para a descrição das atmosferas destes objetos deve levar em consideração

²Disponíveis em <https://trac.nublado.org/wiki/StellarAtmospheres>

estas e outras características peculiares destes objetos. Um dos códigos utilizado para este fim é o CMFGEN, o qual apresentaremos de forma breve no tópico a seguir.

2.3.1 O código CMFGEN e os modelos de atmosferas em expansão

O código CMFGEN, desenvolvido por Hillier & Miller (1998), gera modelos de atmosferas não-ETL em expansão. Ou seja, ele trata atmosferas que não se encontram em equilíbrio hidrostático (ventos). A simetria esférica é considerada e um campo de velocidades é adotado (lei beta; ver Hillier & Miller 1998).

As equações de transporte radiativo, equilíbrio estatístico e radiativo são resolvidas simultaneamente no referencial co-móvel com o fluido em expansão. Efeitos de “clumping” e raios-X, presentes nas atmosferas de estrelas com vento, são levados em conta (ver por exemplo, Bouret et al. 2012).

Espectros teóricos desde o ultravioleta distante até o infravermelho médio podem ser gerados, podendo então ser comparados às observações feitas por diferentes telescópios e satélites, após convoluções com os respectivos perfis instrumentais (e.g., Marcolino et al. 2007). Com um bom ajuste dos modelos às observações, pode-se obter os parâmetros fotosféricos (e.g., temperatura efetiva, gravidade e rotação) e de vento de um objeto (perda de massa e velocidade terminal). Devido a complexidade do problema, o código CMFGEN exige um alto custo computacional. Um modelo típico pode levar desde algumas horas até mesmo a mais de um dia para convergir para a solução.

O código CMFGEN tem sido aplicado com sucesso em uma grande variedade de objetos com vento (p.e., estrelas do tipo O, B, Wolf-Rayets e LBVs). Ele é ideal também para descrever a atmosfera das estrelas centrais de nebulosas planetárias do tipo [WR]. De fato, não existe nenhuma possibilidade desses objetos serem modelados por atmosferas p-p, uma vez que seus espectros se encontram praticamente todos em emissão, formados em seus ventos. Aqui, nós iremos utilizar modelos CMFGEN calculados por Keller et al. (2011) e, mais tarde, também por Marcolino et al. (2007).

2.3.2 A grade de modelos de atmosferas para as estrelas [WR]

Keller et al. (2011) apresentam uma grade de modelos de atmosferas estelares sintéticos adequados para a análise de espectros de alta resolução de objetos pós-AGB deficientes em hidrogênio, com temperaturas acima de 50000 K. Como já havíamos mencionado, a grade foi calculada utilizando o código CMFGEN e encontra-se disponível no endereço : <http://dolomiti.pha.jhu.edu/planetarynebulae.html>.

Esta grade de modelos foi elaborada de maneira a cobrir um intervalo razoável de parâmetros para as estrelas centrais do tipo [WR]. A combinação de parâmetros adotada para cada modelo da grade segue aproximadamente os cálculos evolutivos de Bertolami & Althaus (2006) para ECNP com massas finais de 0.5, 0.6 e 0.9 M_{\odot} (correspondendo as massas iniciais de 1.0, 3.1 e 5.5 M_{\odot}).

No que diz respeito aos parâmetros atmosféricos L , R_* , T_* , $\log g$ e M_* dos modelos calculados, todos estão contidos dentro dos valores preditos para estes objetos. Dentro deste conjunto, um modelo com uma certa temperatura corresponde a um modelo com raio diferente para cada caminho evolutivo usado. Além disso, de maneira a manter a luminosidade quase constante, optou-se pela abordagem onde para os modelos dentro um caminho, cada temperatura corresponde a um raio diferente (Keller et al. 2011).

A grade completa consiste de oito valores de temperaturas variando de 50000 até 200000 K. Os intervalos de gravidade superficial também foram divididos em oito, indo de 4.0 a 7.0. Para cada combinação de $\log g$ e T_* , modelos com diferentes taxas de perda de massa (\dot{M}) e velocidades terminais de vento (v_{∞}) foram calculados. A Figura 2.5 ilustra a escolha de modelos, e evidencia que ao se escolher diferentes pares de $\log g$ e T_* , equivale a escolher objetos em diferentes estágios evolutivos, independentemente da massa inicial do objeto. Os caminhos evolutivos A, B e C representam objetos centrais com massas de 0.5, 0.6 e 0.9 M_{\odot} , respectivamente, como indicado na legenda da Figura 2.5.

Originalmente, os espectros da grade de Keller et al. (2011) são calculados na distância de 1 kpc. Portanto, para usá-los em nossas investigações, foi preciso escalonar cada fluxo por:

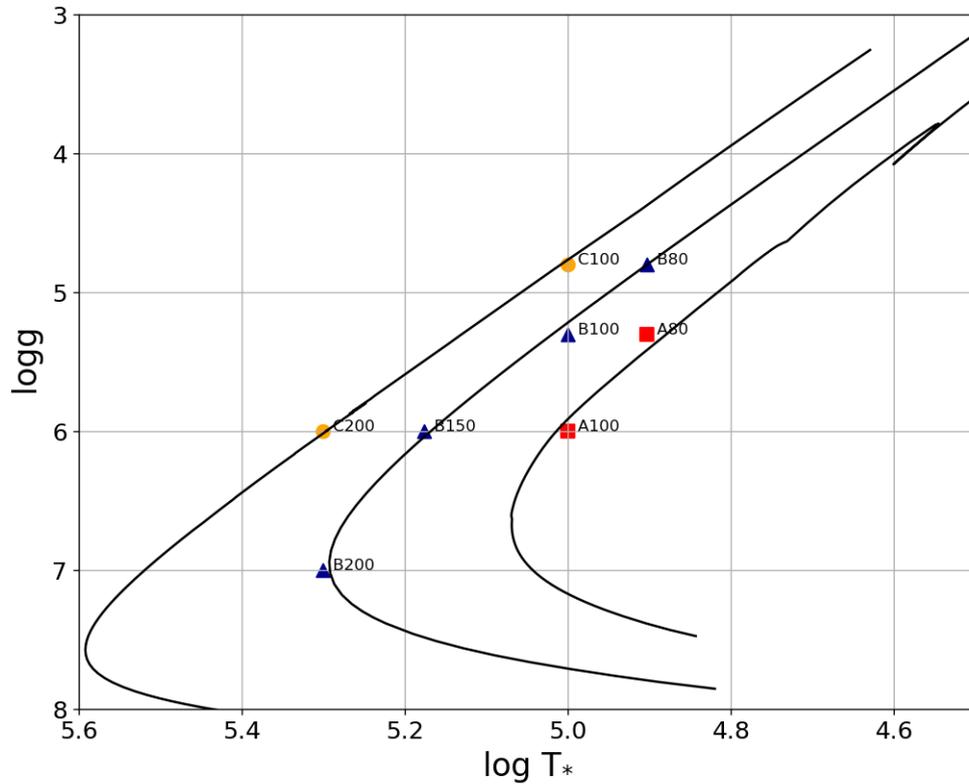


FIGURA 2.5. Pontos da grade de modelos utilizadas no presente trabalho no plano $\log T_* \times \log g$. As linhas contínuas são os caminhos evolutivos calculados por Bertolami & Althaus (2006) e os pontos são relativos aos modelos utilizados da grade de Keller et al. (2011). As letras A, B e C representam modelos para os objetos centrais com massas respectivamente de 0.5, 0.6 e 0.9 M_\odot . Os números após as letras representam as temperaturas destes objetos em 10^3 K. A figura consiste de uma adaptação do gráfico presente no trabalho Keller et al. (2011).

$$F(R) = \frac{d^2}{R_*^2} F(d) \quad (2.6)$$

Onde d corresponde a distância de 1 kpc, R_* é o raio da estrela, $F(R)$ é o fluxo na superfície da estrela e $F(d)$ é o fluxo a 1 kpc de distância do objeto.

Quanto aos parâmetros utilizados nos cálculos dos modelos destacamos: A temperatura dos modelos T_* , definida a partir da relação $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$, a gravidade superficial $\log g$, o raio da estrela R_* , a luminosidade L_* , a perda de massa \dot{M} , a velocidade terminal v_∞ e o raio transformado R_t , que é definido como:

$$R_t = R_* \left(\frac{v_\infty / 2500 \text{ km s}^{-1}}{\dot{M} / 10^{-4} M_\odot \text{ ano}^{-1}} \right)^{2/3} \quad (2.7)$$

O raio transformado mede quão denso é o vento do objeto, sendo pequenos valores de R_t traduzidos como indicativos de ventos intensos, o que neste trabalho nos ajuda a perceber as diferenças entre os modelos [WR] avaliados neste capítulo. Keller et al. (2011) destacam que modelos com mesma temperatura, diferindo apenas em termos de perda de massa e do raio estelar, mas com o mesmo raio transformado e a mesma velocidade terminal do vento são conhecidos por produzirem características similares na região UV.

Sabendo que a grade de modelos é dividida em três grupos de massa (A, B e C), escolhemos alguns modelos dentro de cada grupo para fazer nossa análise do fluxo ionizante. Os modelos e parâmetros que os representam estão ilustrados nas tabelas abaixo e na Figura 2.5.

TABELA 2.1. Parâmetros estelares para os modelos de atmosferas em expansão escolhidos do conjunto de cuja a massa é de $0.5 M_{\odot}$ Caminho A.

Modelo	T [10^3K]	log (g)	R (R_{\odot})	L(10^3L_{\odot})	log (\dot{M})	v_{∞} (km s^{-1})	$R_t(R_{\odot})$
A80.M63.V1000	80	5.3	0.27	2.50	-6.3	1000	4.90
A80.M73.V1000	80	5.3	0.27	2.50	-7.3	1000	22.80
A100.M67.V2500	100	6.0	0.12	1.20	-6.7	2500	7.40
A100.M73.V2500	100	6.0	0.12	1.20	-7.3	2500	18.70

Na Tabela, como relação ao nome dos modelos, a letra **A** representa a massa adotada ($0.5 M_{\odot}$), a letra **M** representa o logaritmo da perda de massa e **V** a velocidade terminal do vento. Tabela parcialmente extraída de Keller et al. (2011).

TABELA 2.2. Parâmetros estelares para os modelos de atmosferas em expansão escolhidos do conjunto de cuja a massa é de $0.6 M_{\odot}$ (Caminho B).

Modelo	T [10^3K]	log (g)	R (R_{\odot})	L(10^3L_{\odot})	log (\dot{M})	v_{∞} (km s^{-1})	$R_t(R_{\odot})$
B80.M60.V1000	80	4.8	0.52	9.6	-6.0	1000	6.0
B80.M70.V1000	80	4.8	0.52	9.6	-7.0	1000	27.90
B100.M65.V2000	100	5.3	0.29	7.4	-6.5	2000	12.0
B100.M70.V2000	100	5.3	0.29	7.4	-7.0	2000	24.90
B150.M65.V2000	150	6.0	0.12	7.0	-6.5	2000	3.90
B150.M70.V2000	150	6.0	0.12	7.0	-7.0	2000	10.70
B200.M65.V2000	200	7.0	0.04	2.4	-6.5	2000	1.70
B200.M73.V2000	200	7.0	0.04	2.4	-7.3	2000	5.60

Na Tabela, como relação ao nome dos modelos, a letra **B** representa a massa adotada ($0.6 M_{\odot}$), a letra **M** representa o logaritmo da perda de massa e **V** a velocidade terminal do vento. Tabela parcialmente extraída de Keller et al. (2011).

Agora que apresentamos os diferentes tipos de modelos de atmosferas estelares que foram utilizados no presente trabalho, podemos seguir para a próxima sessão deste capítulo, onde é feita uma análise diferencial dos fluxos ionizantes produzidos pelos modelos discutidos até aqui (corpo negro, p-p e [WR]).

TABELA 2.3. Parâmetros estelares para os modelos de atmosferas em expansão escolhidos do conjunto de cuja a massa é de $0.9 M_{\odot}$ (Caminho C).

Modelo	T [10^3K]	log (g)	R (R_{\odot})	L(10^3L_{\odot})	log (\dot{M})	v_{∞} (km s^{-1})	$R_t(R_{\odot})$
C100.M64.V2000	100	4.8	0.62	33.50	-6.4	2000	21.10
C100.M67.V2000	100	4.8	0.62	33.50	-6.7	2000	33.40
C200.M64.V2000	200	6.0	0.15	33.80	-6.4	2000	5.30
C200.M67.V2000	200	6.0	0.15	33.80	-6.7	2000	8.40

Na Tabela, como relação ao nome dos modelos, a letra **C** representa a massa adotada ($0.9 M_{\odot}$), a letra **M** representa o logaritmo da perda de massa e **V** a velocidade terminal do vento. Tabela parcialmente extraída de Keller et al. (2011).

2.4 Análise diferencial dos fluxos ionizantes: corpo negro, plano-paralelo e [WR]

Como vimos nos tópicos anteriores deste Capítulo, existem diferenças significativas no nível de sofisticação dos tipos de modelos de atmosferas discutidos até aqui. Indo da maneira mais simples de se descrever o campo de radiação emitido pela estrela, isto é, a aproximação de corpo negro, até os modelos de atmosfera em expansão com alto nível de sofisticação do CMFGEN. Como mencionado na seção 1.5 do Capítulo 1, Howard et al. (1997) por exemplo, argumentam não ter visto diferenças significativas entre o uso de modelos mais realistas e a aproximação de corpo negro. Mais adiante voltaremos à esta discussão e veremos se nossa análise corrobora essas conclusões ou não.

2.4.1 Fluxos no UV e EUV:

Nossa primeira abordagem consiste em uma comparação direta dos fluxos ionizantes produzidos por cada modelo. Para cada modelo de atmosfera para as estrelas [WR] escolhido à partir da grade de modelos de Keller et al. (2011), um modelo equivalente é selecionado da grade de modelos p-p de Rauch (2003) e também uma curva de corpo negro. Todos os modelos possuem a mesma temperatura, luminosidade e gravidade superficial.

Começamos a nossa análise partindo dos modelos selecionados do conjunto de menor massa (A) da grade de Keller et al. (2011), e depois selecionamos modelos dos conjuntos maiores massas, B e C respectivamente. E dentro de cada subconjunto, começamos sempre com os modelos escolhidos de menor temperatura. Os modelos escolhidos são os listados nas Tabelas 2.1, 2.2 e 2.3, e também são representados na Figura 2.5.

Na Figura 2.6³ mostramos os espectros modelados de atmosferas aproximadas como corpo negro, de um modelo p-p (TMAP) e com vento (CMFGEN). No caso do modelo com vento, dois valores de perda de massa ($\log \dot{M}$) são considerados, para verificar a influência desse parâmetro. Ao compararmos estes espectros, podemos avaliar simultaneamente duas coisas: a diferença entre os fluxos ionizantes dos modelos, o que mais tarde poderemos usar para diagnosticar o impacto de se usar cada modelo na construção dos modelos de fotoionização. Em segundo, podemos avaliar o efeito do vento estelar no fluxo ionizante que atinge a nebulosa, uma vez que os modelos de atmosfera [WR] são idênticos, exceto pela perda de massa.

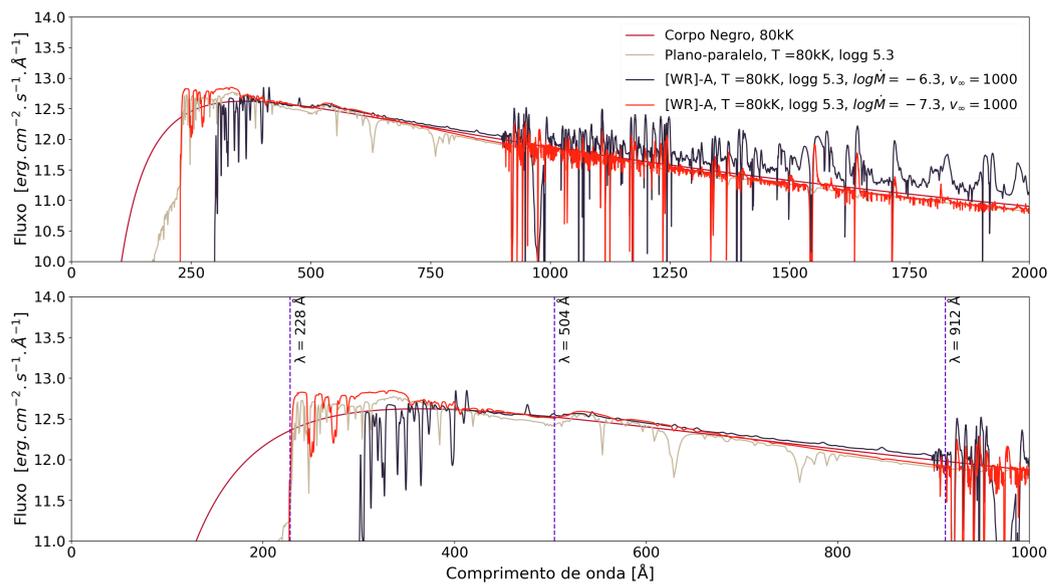


FIGURA 2.6. Comparação entre espectros teóricos na região do ultravioleta. No caso dos espectros calculados pelo CMFGEN, dois valores de perda de massa são apresentados. Todos os modelos possuem a mesma temperatura, como indicado, e mesma luminosidade (ver Tabela 2.1). No eixo vertical temos o fluxo em escala logarítmica e no horizontal os comprimentos de onda. No painel inferior, destacamos a região do extremo ultravioleta e marcamos com as linhas roxas verticais os comprimentos de onda associados à fotoionização H I (λ 912), He I (λ 504), e He II (λ 228).

Ao olharmos para a Figura 2.6, podemos ver uma clara diferença entre as curvas dos fluxos ionizantes produzidas pelos modelos de corpo negro, p-p e [WR]. Esta diferença fica ainda mais evidente quando direcionamos nossa atenção para o gráfico inferior, que destaca a região do extremo UV.

Em primeiro lugar, podemos notar que o modelo [WR] cuja perda de massa é mais baixa ($\log \dot{M} = -7.3$) se aproxima bastante do modelo p-p. Também é possível notar que o fluxo de corpo negro vai muito além do limite referente a ionização do He II, o que pode ter consequência na hora de se construir os modelos de fotoionização. Vemos ainda

³Nos espectros CMFGEN deste capítulo, temos linhas e contínuo acima de 1000Å, mas apenas o contínuo é mostrado abaixo desse comprimento de onda.

que o modelo [WR] cuja perda de massa é mais alta ($\log \dot{M} = -6.3$) tem uma redução significativa do fluxo na região entre λ 504 Å e λ 228 Å, o que consequentemente será refletido no número de fótons que atingirá a nebulosa.

Vejamos como fica essa configuração ao examinarmos outros regimes de temperatura e massa.

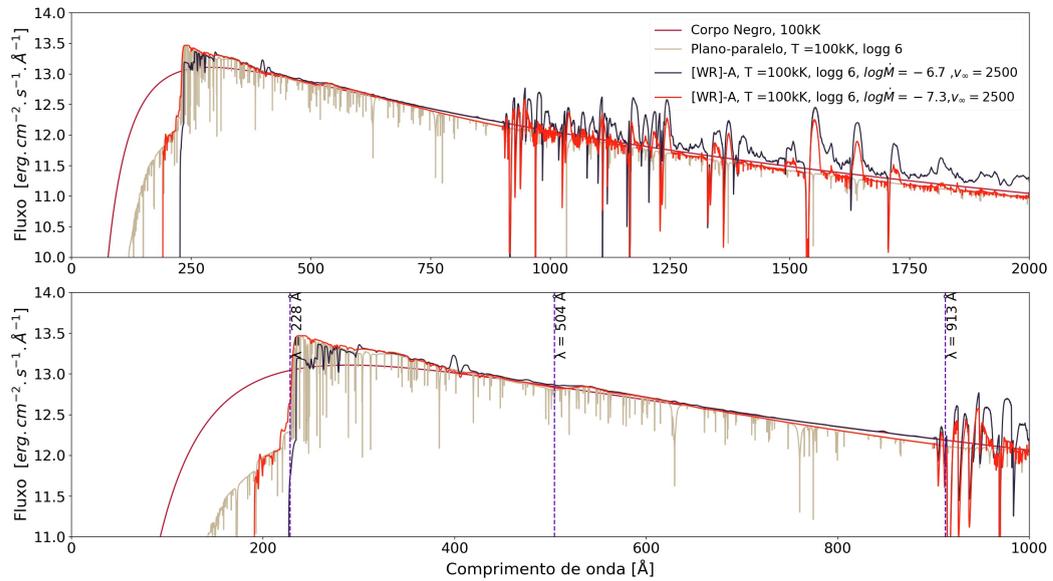


FIGURA 2.7. Idem à Figura 2.6.

Na Figura 2.7 podemos avaliar o efeito do incremento da temperatura nos nossos modelos. Uma vez que a diferença fundamental entre estes modelos e os anteriores é justamente a temperatura. Ao olharmos para o gráfico superior podemos ver novamente uma clara diferença entre os fluxos produzidos por cada modelo. No entanto, ao olharmos para o gráfico inferior, podemos notar uma diferença interessante entre este conjunto de modelos e o anterior que era mais frio. Embora o modelo de corpo negro continue indo mais longe na região do extremo UV e os modelos p-p e [WR] com menor perda de massa continuem sendo similares, não há mais uma redução tão significativa do fluxo relativo ao modelo [WR] na região entre λ 504 e λ 228 Å. Este fator pode ter implicações interessantes no número de fótons ionizantes que irão acender a nebulosa dentro dos modelos de fotoionização. Quanto ao número de fótons ionizantes capazes de ionizar o He I, isto é, $\lambda \leq 228$ Å, vemos claramente que o modelo de corpo negro terá a maior contribuição e que o modelo [WR] com a maior perda de massa, a menor.

Seguindo para a análise dos modelos representados na Figura 2.8, em primeiro lugar destacamos que para este intervalo de gravidade superficial não havia um modelo

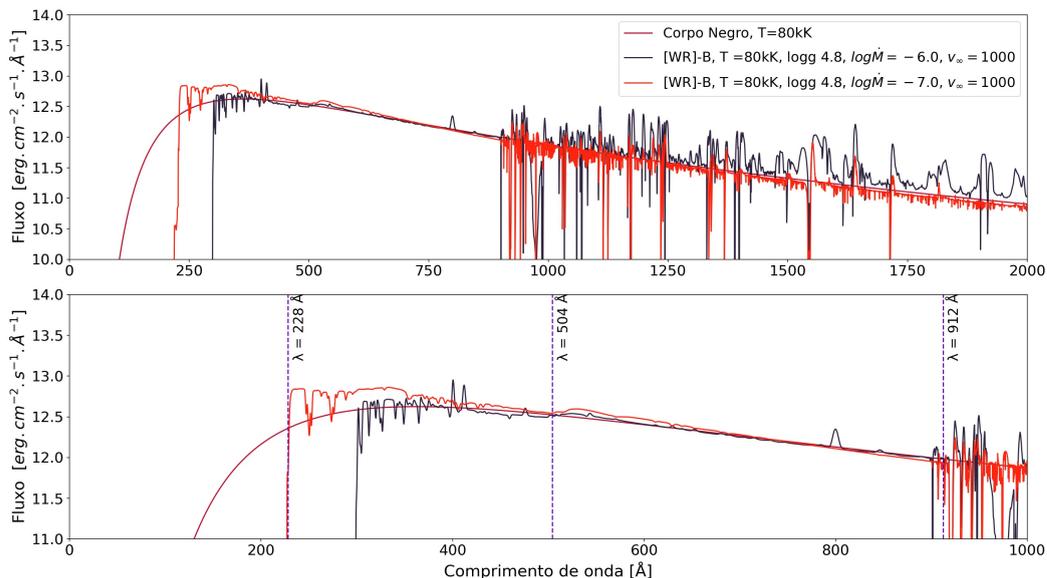


FIGURA 2.8. Idem à Figura 2.6.

correspondente disponível a grade de modelos p-p de Rauch (2003), e, portanto, comparamos apenas um modelo de corpo negro com dois modelos [WR] com diferentes taxas de perda de massa.

Nesse conjunto de modelos, nós adentramos em outro regime de massa para os objetos centrais, isto é, $0.6 M_{\odot}$, enquanto os dois anteriores eram de $0.5 M_{\odot}$. A diferença entre os fluxos nesta comparação é evidente como nos casos anteriores, mas no extremo ultravioleta, podemos notar que o modelo [WR] com a maior perda de massa ($\log \dot{M} = -6.0$) apresenta uma redução significativa do fluxo já entre $\lambda 504 \text{ \AA}$ e $\lambda 228 \text{ \AA}$, como o modelo de mesma temperatura do conjunto anterior (Ver Figura 2.6).

Na Figura 2.9, seguimos para os modelos de massa $0.6 M_{\odot}$ com temperatura de 100000 K. Podemos notar que neste caso que o fluxo produzido pelos modelos [WR] e p-p é maior que o produzido pelo corpo negro na região entre $\lambda 400 \text{ \AA}$ e $\lambda 228 \text{ \AA}$. Também não notamos nenhuma diferença significativa entre os modelos [WR] na região entre $\lambda 504 \text{ \AA}$ e $\lambda 228 \text{ \AA}$ como nos casos anteriores. Quando olhamos para regiões além de $\lambda 228 \text{ \AA}$, notamos que o modelo [WR] de menor perda de massa ($\log \dot{M} = -7.0$) é bem similar ao p-p e que o de corpo negro novamente segue para comprimentos de onda menores. Veremos na próxima seção outras implicações destas diferenças.

A Figura 2.10 ilustra a análise diferencial entre os modelos [WR] de massa $0.6 M_{\odot}$ (caminho B), corpo negro e p-p com temperaturas de 150000 K. No gráfico podemos ver uma situação parecida com o caso anterior, isto é, embora existam diferenças entre os

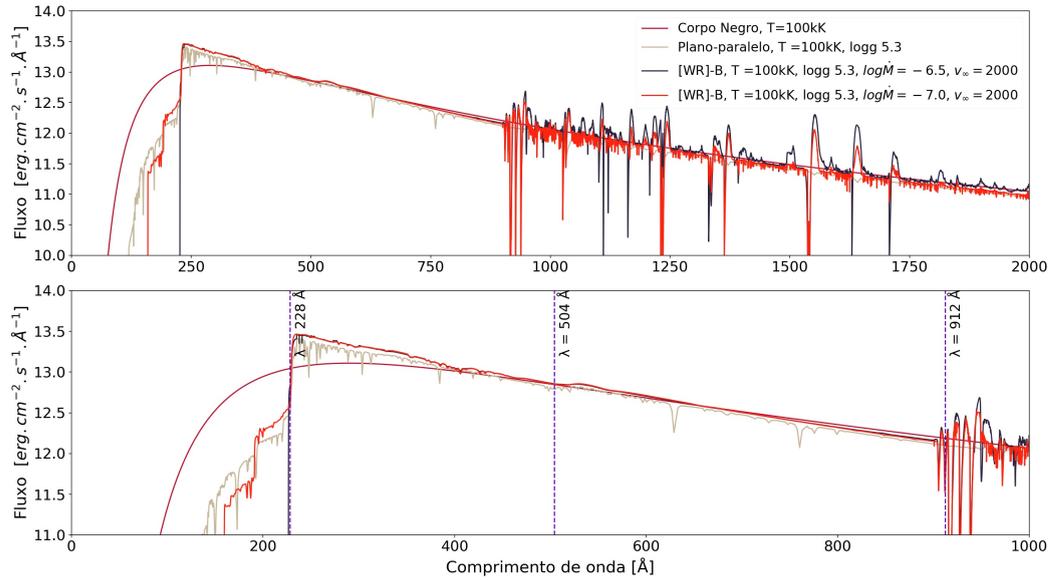


FIGURA 2.9. Idem à Figura 2.6.

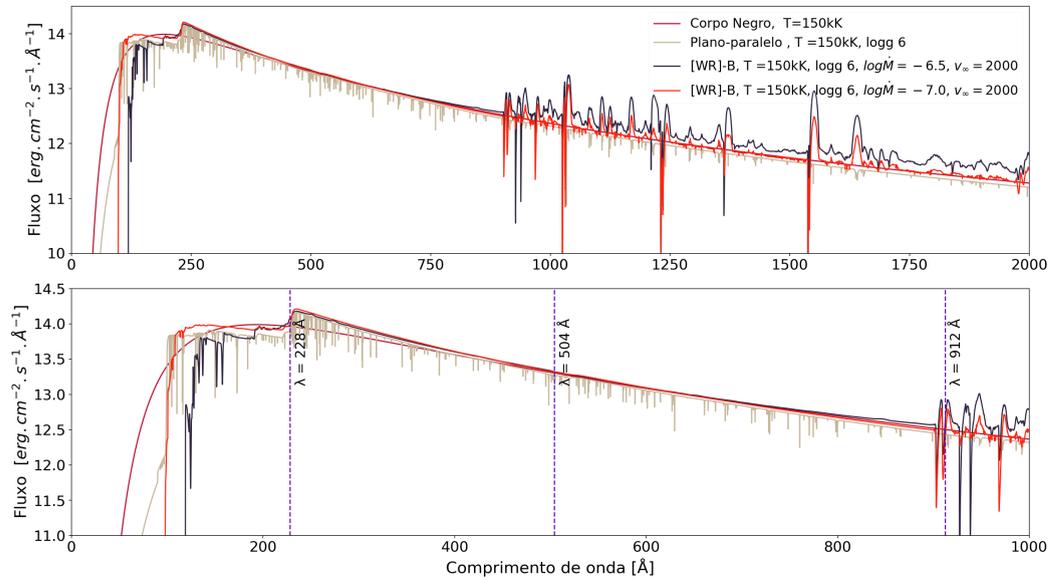


FIGURA 2.10. Idem à Figura 2.6.

fluxos ionizantes na região além de λ 228 Å, não é tão expressiva como nos modelos de temperatura mais baixa.

O último par de modelos escolhidos, de massa igual a $0.6 M_{\odot}$, possuem temperaturas de 200000 K (ver Figura 2.11). No entanto, não havia um modelo similar disponível na grade de modelos p-p de Rauch (2003), então os comparamos apenas com o fluxo de um corpo negro com a mesma temperatura. Aqui vemos uma diferença bem acentuada entre os modelos, porém isso acontece de forma muito mais expressiva para os fótons com energia mais baixa do que a necessária para ionizar o H I. Embora o modelo [WR]

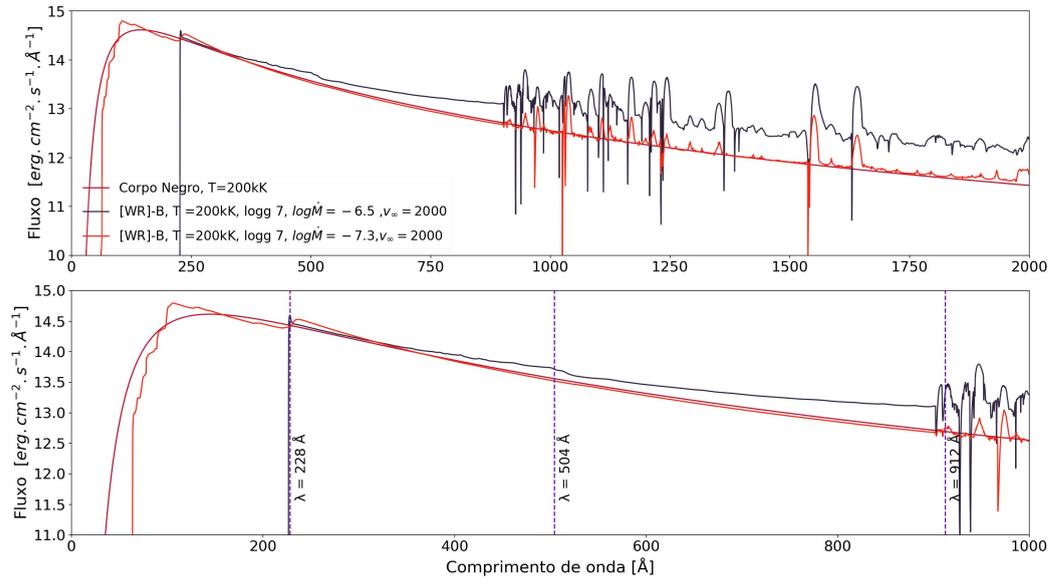


FIGURA 2.11. Idem à Figura 2.6.

de maior perda de massa tenha um fluxo mais intenso acima 400 Å, para os demais modelos, na região do extremo UV ($\lambda \leq 1000$ Å) só vemos uma diferença importante para comprimentos de onda menores que λ 228 Å. No entanto, vemos claramente o efeito do vento estelar no fluxo ionizante que chega para a nuvem. O modelo [WR] com a maior perda de massa ($\log \dot{M} = -6.5$) tem seu fluxo drasticamente atenuado como nos casos anteriores (o fluxo desaparece abaixo de 228 Å), porém isso acontece de forma mais significativa numa região com menores comprimentos de onda.

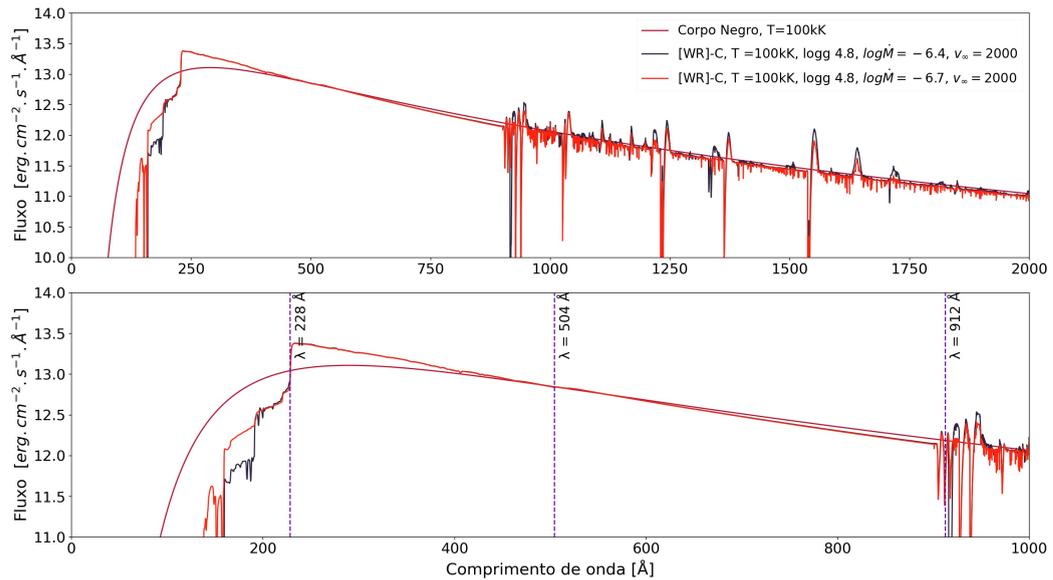


FIGURA 2.12. Idem à Figura 2.6.

A Figura 2.12 ilustra a análise diferencial do primeiro par de modelos escolhidos

da grade de Keller et al. (2011) com massa $0.9 M_{\odot}$ para os modelos [WR]. Como não havia um modelo p-p equivalente disponível, os comparamos apenas com o fluxo de corpo negro de mesma temperatura. Para este caso, embora existam diferenças entre os fluxos, no caso dos modelos [WR], não vemos diferenças tão significativas como nos casos anteriores. No entanto, o modelo de corpo negro certamente irá produzir mais fótons capazes de ionizar os He II do que os modelos [WR], mas avaliaremos isto de forma quantitativa no próximo tópico.

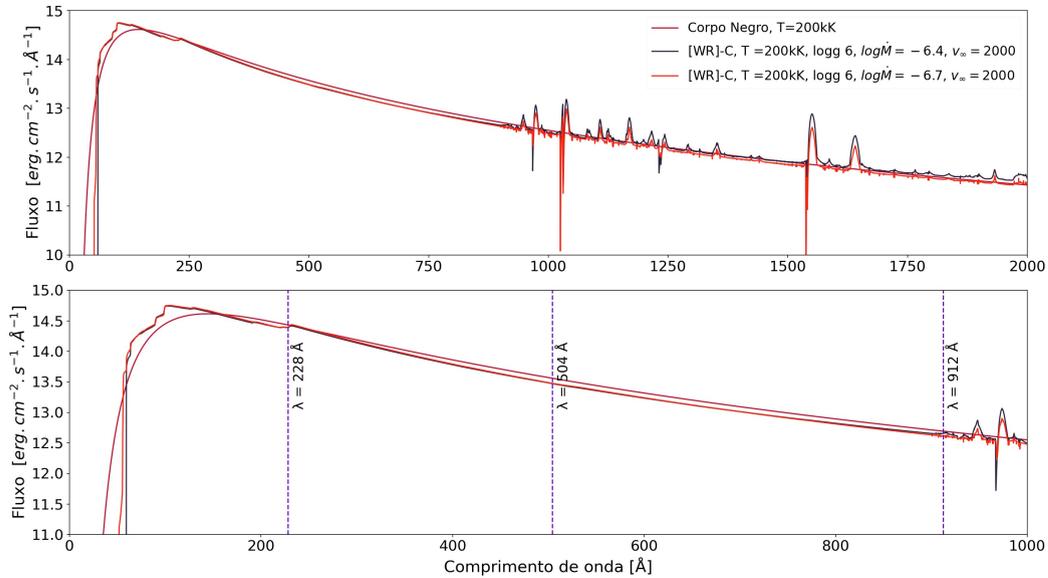


FIGURA 2.13. Idem à Figura 2.6.

Por último, na Figura 2.13 comparamos os modelos [WR] com massa $0.9 M_{\odot}$ com um modelo de corpo negro de mesma temperatura. Novamente não havia modelo p-p equivalente disponível na grade de Rauch (2003). Para esse conjunto de modelos, praticamente não vemos diferenças significativas para nenhum comprimento de onda.

Na próxima seção, seguiremos para uma análise quantitativa desses mesmos conjuntos de modelos. Investigamos o número de fótons ionizantes produzidos e poderemos estabelecer as diferenças quantitativamente, tanto entre os modelos propriamente ditos, quanto a influência do vento estelar nos modelos [WR].

2.4.2 O número de fótons ionizantes

Conforme apresentamos no Capítulo 1, uma nebulosa planetária é composta de dois componentes principais: a estrela central e o gás da nebulosa circundante. Como aqui lidamos com objetos muito quentes, muita da energia emitida pela estrela será

emitida em forma de radiação ultravioleta. Essa radiação UV é justamente a responsável por *acender* a nebulosa, isto é, pela ionização dos átomos na nebulosa. Por sua vez, é interessante notar que os elétrons ejetados durante as sucessivas ionizações irão fornecer energia cinética para a excitação colisional dos átomos mais pesados, como por exemplo: carbono, nitrogênio, oxigênio, etc (Kwok 2000).

Uma grandeza fundamental que pode ser inserida diretamente nos modelos de fotoionização para as NP é o número de fótons ionizantes produzido pela estrela central por segundo (Q), que pode ser obtido pela equação abaixo:

$$Q = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu, \quad (2.8)$$

onde h é a constante de Planck, ν_0 é a frequência de corte (“threshold”) a partir do qual o átomo ou íon pode ser ionizado e L_{ν} é a luminosidade por frequência. Esta equação é equivalente à equação 2.5, com $L_{\nu} = 4\pi R^2 F_{\nu}(R)$.

Nós calculamos o número de fótons ionizantes de H I, He I e He II para cada um dos modelos (corpo negro, p-p e [WR]) discutidos no tópico anterior desta seção e os agrupamos na Tabela 2.4 a seguir. Para facilitar a análise, o resultado é apresentado em logaritmo.

Quando calculamos o número de fótons ionizantes o que fazemos na verdade é obter a área sob a curva do gráfico $\nu \times L_{\nu}/h\nu$. Portanto, antes de partirmos para a interpretação desses valores, vejamos como ficam as curvas dos conjuntos de modelos estudados quando traçamos este gráfico para cada um deles.

Na figura 2.14 vemos a área a ser calculada para se obter o número de fótons ionizantes capazes de ionizar o H I, He I e He II para cada um dos modelos utilizados na nossa análise diferencial. Podemos ver que, assim como na comparação feita entre os fluxos na sessão anterior, aqui também vemos uma diferença clara entre os modelos⁴. Vemos que os modelos apresentam diferenças de maior significância a partir de ν igual à 5.95×10^{15} Hz e seguindo para maiores energias, isto é, maiores valores de ν .

Direcionando nossa atenção para a Tabela 2.4 e comparando os valores de $\log Q$ com o gráfico da Figura 2.14, vemos que os valores obtidos concordam e acompanham

⁴Note que o intervalo mostrado no eixo vertical ($L_{\nu}/h\nu$) engloba várias ordens de magnitude. Isso deve ser levado em conta ao pensarmos em termos de área sob a curva.

TABELA 2.4. Número de fótons ionizantes calculados para os modelos selecionados da grade de Keller et al. (2011) e seus equivalentes nas aproximações de corpo negro e p-p.

Modelos	$\log Q_0(\lambda 912)$	$\log Q_1(\lambda 504)$	$\log Q_2(\lambda 228)$
A80.M63.V1000	47.29	46.81	33.57
A80.M73.V1000	47.36	47.02	43.15
corpo negro	47.37	47.03	45.71
plano-paralelo	47.02	46.95	44.26
A100.M67.V2500	47.01	46.76	42.56
A100.M73.V2500	47.02	46.79	44.67
corpo negro	47.02	46.78	45.82
plano-paralelo	46.98	46.75	44.72
B80.M60.V1000	47.85	47.42	34.37
B80.M70.V1000	47.95	47.63	44.26
corpo negro	47.94	47.60	46.28
B100.M65.V2000	47.79	47.57	44.57
B100.M70.V2000	47.79	47.58	45.72
corpo negro	47.79	47.55	46.58
plano-paralelo	47.74	47.51	45.66
B150.M65.V2000	47.61	47.48	46.75
B150.M70.V2000	47.64	47.53	46.90
corpo negro	47.61	47.50	46.97
plano-paralelo	47.58	47.46	46.80
B200.M65.V2000	46.94	46.75	44.62
B200.M73.V2000	47.04	46.97	46.60
corpo negro	47.05	46.99	46.66
C100.M64.V2000	48.43	48.21	46.66
C100.M67.V2000	48.43	48.21	46.72
corpo negro	48.45	48.21	47.24
C200.M64.V2000	48.15	48.08	47.76
C200.M67.V2000	48.16	48.09	47.78
corpo negro	48.20	48.14	47.81

Na Tabela, como relação ao nome dos modelos, a letra **A** representa a massa adotada $0.5 M_{\odot}$, **B** modelos com massas iguais a $0.6 M_{\odot}$ e **C** modelos com massas iguais a $0.9 M_{\odot}$. A letra **M** representa o logaritmo da perda de massa, **V** a velocidade terminal do vento e **Q** o número de fótons ionizantes.

o que explicitado pelo gráfico. O modelo cuja perda de massa é maior ($\log \dot{M} = -6.3$) tem uma redução drástica no número de fótons ionizantes de He II e também tem bem menos fótons capazes de ionizar o He I do que os demais modelos. O modelo [WR] cuja perda de massa é menor ($\log \dot{M} = -7.3$) também tem uma redução no número de fótons ionizantes capazes de ionizar o He II, mas não tão significativa quanto o anterior. Vemos que no que diz respeito ao número de fótons ionizantes de H I e He I, este modelo produz uma quantidade similar de fótons aos modelos de corpo negro e p-p.

Os modelos que usam aproximação corpo negro e p-p produzem praticamente o mesmo número de fótons ionizantes para a nebulosa, com exceção do número de fótons

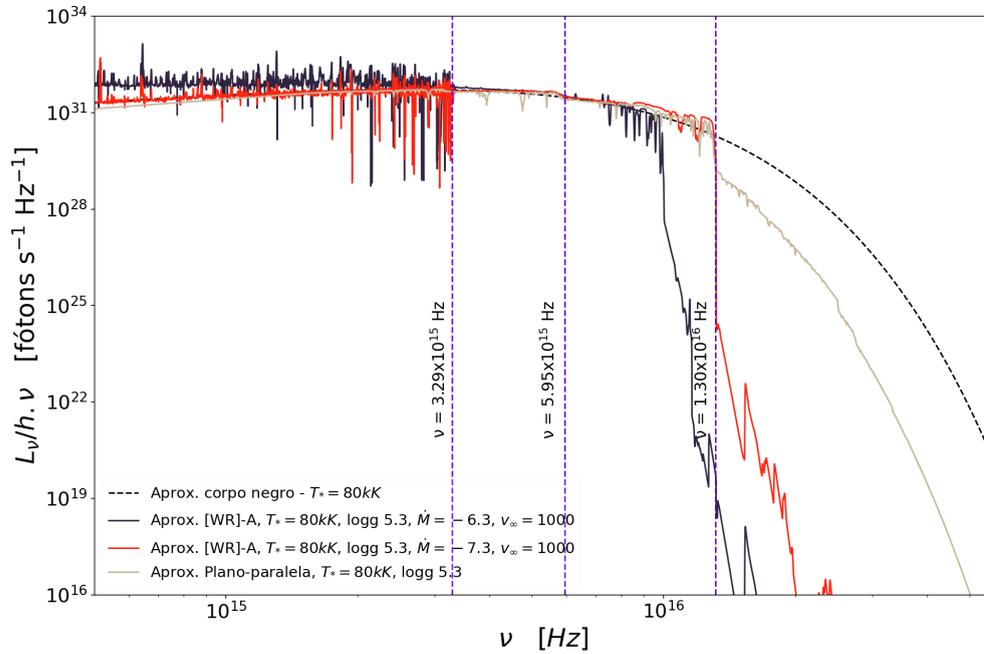


FIGURA 2.14. Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-A e demais com temperaturas de 80000 K. A figura ilustra a área a ser calculada quando queremos obter o número de fótons ionizantes por segundo para cada modelo (com ambos os eixos em escala logarítmica). Comparamos os modelos [WR] de $0.5 M_{\odot}$ e temperaturas de 80000 K com diferentes perdas de massa com seus equivalentes nas aproximações de corpo negro e p-p. As linhas roxas verticais indicam as frequências (ν) associadas aos potenciais de ionização do hidrogênio e hélio neutro (H I e He I), e do hélio uma vez ionizado (He II), respectivamente 3.29×10^{15} , 5.95×10^{15} e 1.30×10^{16} Hz.

ionizantes de He II produzidos pelo modelo p-p que é menor.

Na figura 2.15 temos o mesmo gráfico anterior aplicado aos modelos [WR] de massa $0.5 M_{\odot}$ e seus equivalentes, mas agora com uma temperatura maior, isto é, 100000 K. Analisando este gráfico junto com a Tabela 2.4 vemos que o modelo cujo vento estelar é mais intenso ($\log \dot{M} = -6.7$) novamente produz muito menos fótons ionizantes de He II do que os demais, embora não haja diferença tão grande entre eles e outros modelos no que diz respeito a número de fótons ionizantes de H I e He I.

Em termos de número de fótons ionizantes de He II, o modelo [WR] com o vento menos intenso ($\log \dot{M} = -7.3$) produz praticamente o mesmo número que o p-p. Já o corpo negro irá produzir o maior número de fótons ionizantes, tanto de He II, como de He I. O número de fótons ionizantes de H I é praticamente o mesmo para todos os modelos.

A Figura 2.16 combinada com a Tabela 2.4 nos ajuda analisar as diferenças entre

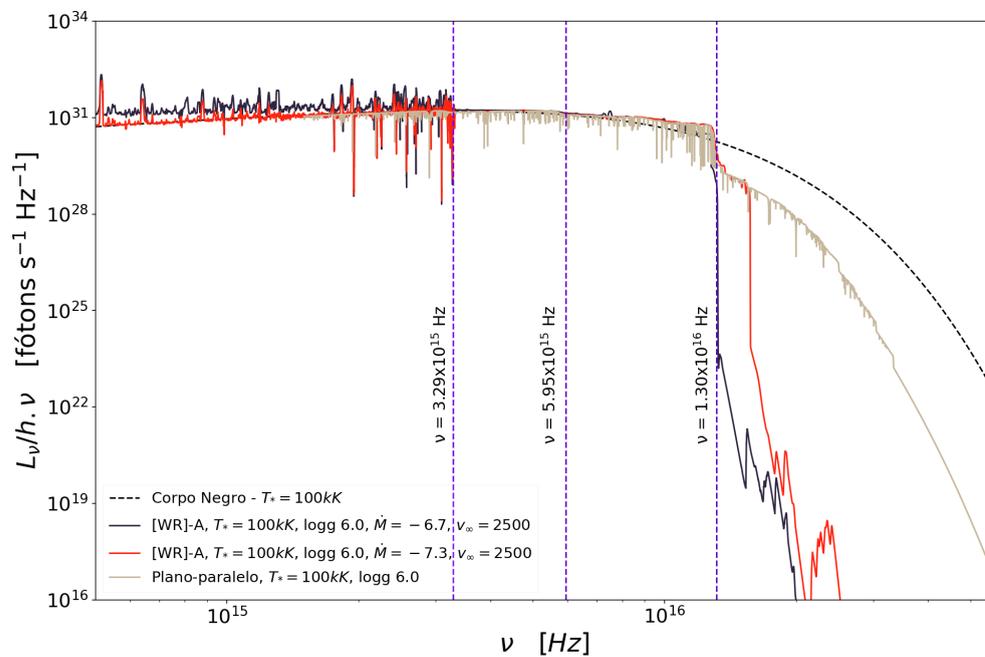


FIGURA 2.15. Gráfico L_ν/h_ν para modelos [WR]-A e demais com temperaturas de 100000 K. Idem à Figura 2.14.

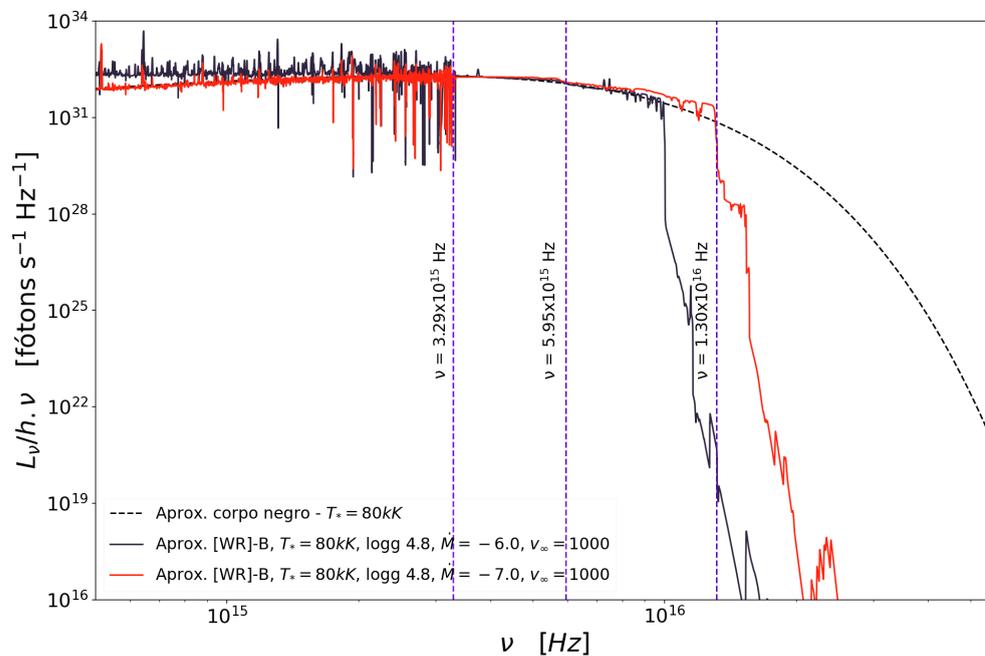


FIGURA 2.16. Gráfico L_ν/h_ν para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 80000 K. Idem à Figura 2.14.

os fluxos ionizantes produzidos por cada modelo em termos dos números de fótons ionizantes. Analisamos aqui o primeiro par de modelos [WR] com massas iguais a $0.6 M_{\odot}$ e seu equivalente na aproximação de corpo negro.

Assim como no modelo de 80000 K para as estrelas [WR] (caminho A), vemos que as diferenças entre as curvas se tornam significativas à partir do limite ν igual à 5.95×10^{15} Hz e em direção a maiores frequências. Ao olharmos para os números de fótons ionizantes produzidos por cada modelo para H I, He I e He II, vemos que o modelo [WR] cujo vento é mais intenso ($\log \dot{M} = -6.0$) reduz drasticamente o número de fótons ionizantes de He II, em comparação ao outro modelo [WR] e corpo negro. Também podemos notar uma redução do número de fótons ionizantes de He I neste modelo em relação aos outros dois, mas o número de fótons ionizantes de H I não apresenta diferenças significativas entre os modelos [WR], somente o modelo de corpo negro produz um pouco mais de fótons.

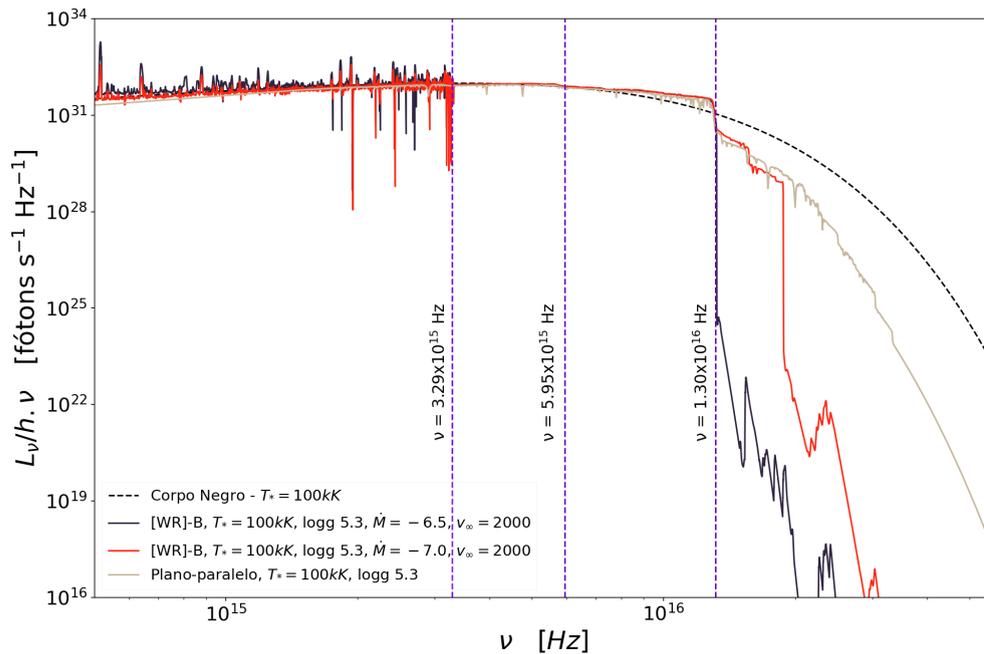


FIGURA 2.17. Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-A e demais com temperaturas de 100000 K. Idem à Figura 2.14.

Quando seguimos para o próximo conjunto de modelos (Figura 2.17, cuja a temperatura é maior que do anterior, só vemos diferenças significativas nas áreas a serem integradas para valores à partir do limite ν igual à 1.30×10^{16} Hz e seguindo para maiores frequências. Vemos que a curva de corpo negro é a mais intensa, seguida da p-p, [WR]

com a menor perda de massa ($\log \dot{M} = -7.0$) e a menos intensa sendo aquela cuja perda de massa é a mais alta ($\log \dot{M} = -6.5$).

Em termos de fótons ionizantes (ver Tabela 2.4), vemos que o número de fótons ionizantes de He II segue uma tendência similar a das curvas no gráfico da Figura 2.17, isto é, o modelo de corpo negro produz o maior número de fótons, seguido do modelo [WR] com a menor perda de massa, p-p e por último, produzindo menos fótons, o modelo [WR] com a maior perda de massa. No entanto, não observamos uma redução tão drástica como nos modelos de menor temperatura.

O número de fótons ionizantes de He I é praticamente o mesmo para os dois modelos [WR] e p-p é ligeiramente menor para os modelo de corpo negro. Já o número de fótons ionizantes de H I é exatamente o mesmo para os dois modelos [WR] e ligeiramente menor no caso p-p e corpo negro.

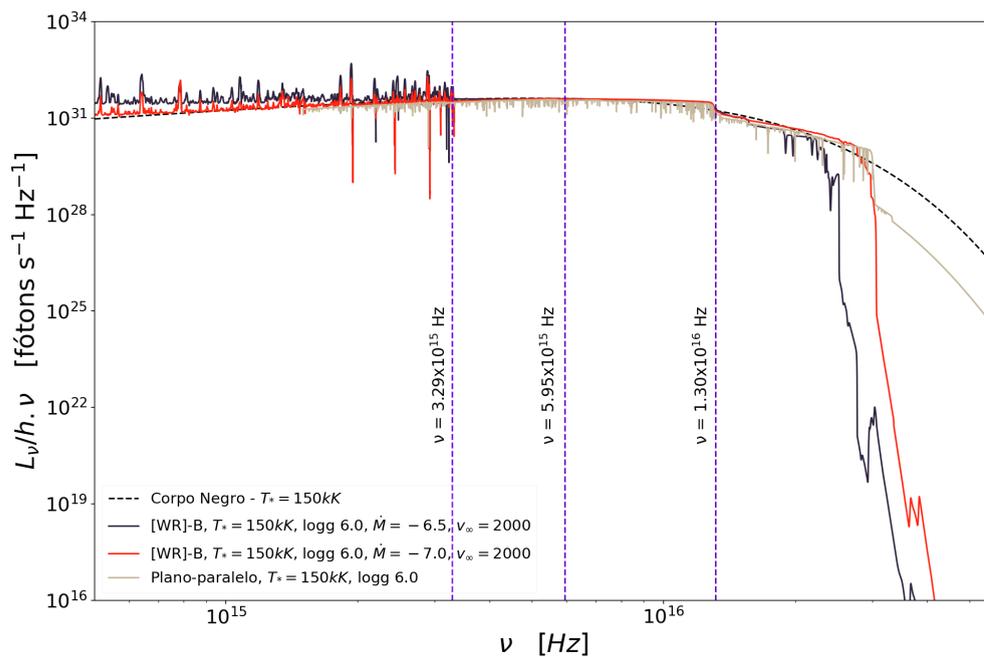


FIGURA 2.18. Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 150000 K. Idem à Figura 2.14.

Na Figura 2.18 vemos que o aumento da temperatura em mais 50000 K faz com que as curvas se aproximem ainda mais umas das outras, isto é, diminuindo as diferenças entre as áreas a serem integradas para a obtenção dos números de fótons ionizantes.

Quanto ao número de fótons ionizantes para estes modelos (ver Tabela 2.4), podemos ver que quase não há diferença entre o número de fótons ionizantes de He II, como no caso dos modelos mais frios. Os dois modelos [WR] e o modelo p-p produzem quase o mesmo número de fótons ionizantes de He I, enquanto o corpo negro produz um número ligeiramente menor. O mesmo acontece para os números de fótons ionizantes de H I.

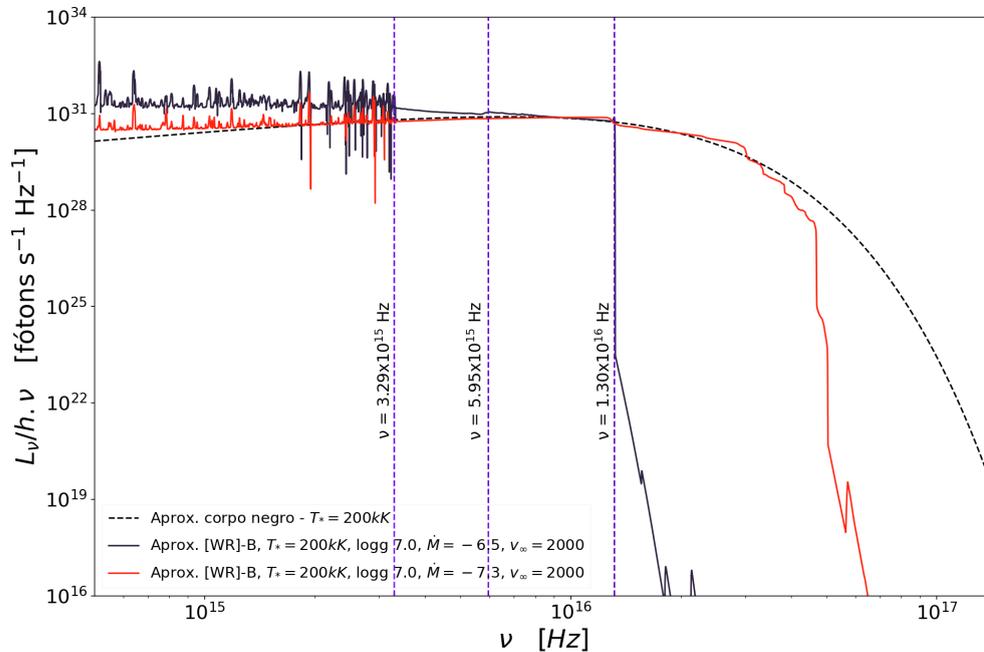


FIGURA 2.19. Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-B e demais com temperaturas de 200000 K. Idem à Figura 2.14.

Na figura 2.19 temos os últimos modelos [WR] com massas de $0.6 M_{\odot}$ e exploramos a temperatura de 200000 K. Podemos ver que, assim como na comparação entre os fluxos, o modelo [WR] com a maior perda de massa ($\log \dot{M} = -6.5$) é mais intenso que os demais para frequência menores que ν igual à 3.29×10^{15} Hz e muito menos intenso para frequências maiores que ν igual à 1.30×10^{16} Hz.

Na Tabela 2.4 podemos ver que essa diferença é refletida no número de fótons ionizantes de He II, uma vez que este modelo produz o menor número de fótons ionizantes neste conjunto de modelos. No entanto, a diferença não é tão significativa como nos modelos mais frios. O número de fótons ionizantes de He I é basicamente o mesmo para os três modelos. Já o número de fótons ionizantes de H I é muito próximo nos dois modelos [WR] e ligeiramente menor para o modelo corpo negro.

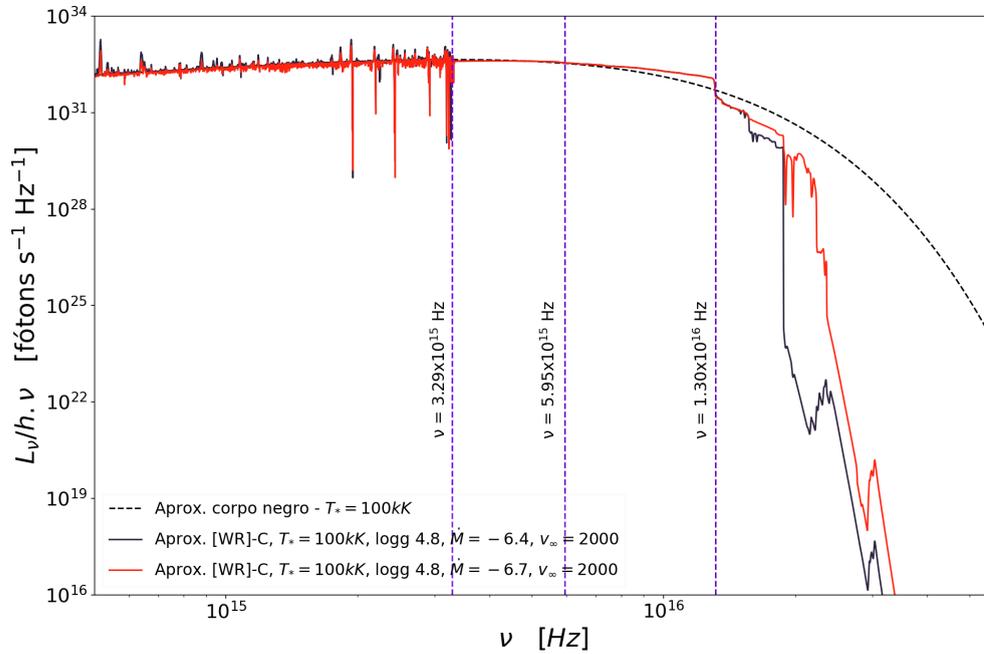


FIGURA 2.20. Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-C e demais com temperaturas de 100000 K. Idem à Figura 2.14.

Por último, analisamos dois pares de modelos [WR] com massas $0.9 M_{\odot}$ (caminho C), um par com temperaturas de 100000 K e outro com 200000 K. Na Figura 2.20 vemos uma comparação entre as curvas a serem integradas para a obtenção do número de fótons ionizantes de dois modelos [WR] e um modelo de corpo negro para os modelos de temperatura igual a 100000 K. Vemos que há diferenças entre os modelos, embora eles só se tornem expressivas para frequências maiores que ν igual à 1.30×10^{16} Hz.

O número de fótons ionizantes de He II produzidos por estes modelos é bem similar, embora o modelo de corpo negro seja um pouco maior. Já o número de fótons ionizantes de He I e H I é exatamente o mesmo para os modelos [WR] e praticamente o mesmo para o caso corpo negro.

Na Figura 2.21 temos último par de modelos [WR] utilizado na nossa análise sendo comparado em termos das curvas a serem integradas para o cálculo do número de fótons ionizantes com um modelo de corpo negro. Contudo, este conjunto de modelos é o que apresenta menos diferenças entre todos até aqui. Visualmente, é possível observar uma diferença entre as curvas, porém elas ocorrem muito além do limite de ionização do He

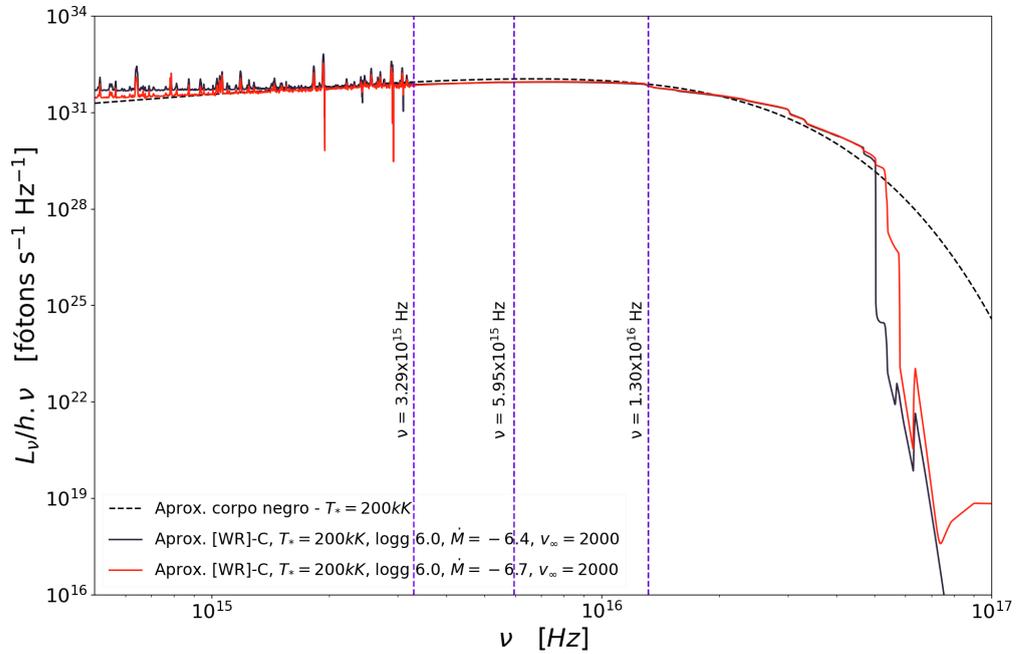


FIGURA 2.21. Gráfico $L\nu/h\nu$ para modelos [WR]-C e demais com temperaturas de 200000 K. Idem à Figura 2.14.

II ($\nu = 1.30 \times 10^{16}$ Hz), quando o número de fótons já é bem menor, contribuindo pouco para $\log Q$.

Em termos dos números de fótons ionizantes propriamente ditos (ver Tabela 2.4), vemos que o número de fótons ionizantes produzido pelos modelos [WR] é praticamente o mesmo, enquanto o modelo de corpo negro é bem menor, se consideramos que estamos lidando com escala logarítmica.

Uma vez que finalizamos a análise diferencial do fluxo ionizante dos modelos, qualitativamente e quantitativamente, podemos seguir para as interpretações e conclusões da nossa análise.

2.5 Conclusões

Ao compararmos o fluxo ionizante produzido por cada tipo de modelo de atmosfera discutido neste capítulo, podemos chegar a algumas conclusões interessantes. Em alguns casos, vemos uma diferença significativa entre os modelos, não só em termos das formas

dos campos de radiação, mas também com respeito aos números de fótons ionizantes produzidos.

Nos modelos mais frios testados – $T \lesssim 100\text{kK}$ – (ver p.e., figuras 2.6 e 2.8), as diferenças no fluxo ionizante começam a ser significativas à partir de 504 \AA e seguindo para menores comprimentos de onda, sendo estas diferenças ainda mais importantes nos modelos com temperatura de 80 kK . Nestes modelos, vemos que o campo de radiação é bastante atenuado na região do EUV para modelos [WR] com maiores taxas de perda de massa. Como consequência, o número de fótons ionizantes de He II produzido por eles é bem menor que o dos demais modelos (ver Tabela 2.4).

Para os modelos com $T \gtrsim 150\text{kK}$ (p.e., figuras 2.10, 2.11 e 2.13), os espectros são similares no extremo UV, isto é, não apresentam curvas abaixo de 504 \AA tão distintas como nos modelos mais frios (p.e., de 80kK , Figura 2.6). No entanto, o valor da perda de massa pode ter uma influência significativa em alguns casos (p.e., em $\sim 200\text{kK}$; ver Figura 2.11).

De maneira geral, podemos constatar que a perda de massa pode ter uma influência fundamental no extremo ultravioleta. Quanto maior seu valor, mais fótons são absorvidos nessa região espectral pelo vento estelar. É interessante notar que esses fótons são redistribuídos para maiores comprimentos de onda, uma vez que a luminosidade foi mantida constante nos modelos (ver por exemplo, Figura 2.6). Podemos notar também que modelos com as menores perdas de massa tendem a se aproximar dos modelos p-p, como esperado (por exemplo, Figura 2.10).

Em suma, as formas das curvas e o respectivos $\log Q$ calculados indicam a priori que a nebulosa planetária poderá ser mais afetada em alguns casos do que em outros. Retornaremos à essa questão mais adiante.

No próximo capítulo, apresentaremos a metodologia a ser usada no restante do trabalho. Discutiremos o código de fotoionização Cloudy (Ferland et al. 2017) e suas principais características. Mostraremos como os modelos de fotoionização são construídos e como a análise dos resultados em termos das razões de linhas é feita.

Capítulo 3

Análise nebular: metodologia

Assim como suas estrelas centrais, as nebulosas planetárias também possuem seus próprios espectros característicos. Este espectro nebular por sua vez é composto basicamente de linhas colisionalmente excitadas de metais¹ e linhas de recombinação de hidrogênio e hélio. Uma vez que queremos avaliar quais dos tipos de modelos de atmosferas discutidos até aqui reproduzem melhor o que recebemos em termos de informação vindo destes objetos, recorreremos à análise nebular das razões de linhas observadas para alcançar este objetivo.

Para esta abordagem, precisamos de dois ingredientes fundamentais: o primeiro deles é um modelo de atmosfera para o objeto central que será responsável por fotoionizar a nuvem de gás circundante e o segundo é um código de fotoionização. Como os modelos de atmosferas já foram devidamente apresentados, dedicamos este capítulo à apresentação das principais características e o funcionamento do código de fotoionização escolhido para o nosso trabalho: o Cloudy. Em seguida, seguimos para a apresentação da metodologia utilizada no presente capítulo.

3.1 O código Cloudy

O código Cloudy (Ferland et al. 2017) resolve as equações de fotoionização e balanço de energia para o gás e partículas de poeira nele presentes, e também calcula o transporte radiativo. Isso permite a determinação de, entre outras coisas, dos parâmetros

¹Em astrofísica, qualquer elemento diferente de hidrogênio e hélio.

nebulares como a temperatura eletrônica, composição química da nuvem, sua densidade, do espectro nebular teórico e das razões de linhas nebulares. Vejamos a seguir um pouco mais a respeito desses conceitos.

3.1.1 Equilíbrio de ionização: fotoionização e recombinação

Para se obter o espectro de uma nuvem fotoionizada previsto pelo Cloudy, antes alguns parâmetros precisam ser definidos. O primeiro deles é o campo de radiação emitido pelo objeto central, que consiste em se adotar um dos modelos de atmosferas discutidos no Capítulo 2. Os demais parâmetros importantes são a distância da nebulosa, o fluxo de fótons que atingem a face iluminada da nuvem, a densidade da nuvem (normalmente expressa em termos da densidade total de hidrogênio), o raio nebular e a composição química do gás. Em retorno, o espectro completo, com o continuum sobre uma ampla faixa de comprimentos de onda e as intensidades de uma miríade de linhas de emissão são previstas (Ferland 2003).

Antes de seguirmos para uma breve discussão sobre o equilíbrio de ionização, precisamos estabelecer um panorama sobre os dois parâmetros fundamentais a esse respeito, isto é, os conceitos de fotoionização e de recombinação.

Fotoionização

Sabemos que o átomo de hidrogênio é constituído de uma carga positiva (um próton) e um elétron. Neste sistema, podemos encontrar o elétron no estado fundamental ou em qualquer outro estado excitado. A descrição do estado quântico de um átomo por sua vez é dada pelo número quântico principal (n , de 1 até ∞), pelo número do momentum angular orbital (l ; n) e pelo número quântico do spin do elétron ($s = \pm 1/2$). As letras minúsculas dos diagramas de Pauli, s, p, d, d e assim por diante, são usadas para representar momentum angular orbital ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$). Por exemplo, o estado fundamental do hidrogênio é 1s, os primeiros estados excitados são 2s e 2p (ver Capítulo 2 de Kwok 2000). A energia de ligação de um elétron, isto é, aquela que o mantém acoplado ao núcleo, é uma função somente de n e é dada pela fórmula de Bohr:

$$E_n = hR_H \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3.1)$$

Onde h e R_H são respectivamente as constantes de Planck e Rydberg, e n é o número quântico principal.

Ainda de acordo com Kwok (2000), se um elétron estiver inicialmente no nível nl e um fóton é absorvido pelo átomo durante uma interação, o elétron então pode sofrer dois tipos de transição: pode ser excitado para um nível mais alta energia $n'l'$ (transição ligado-ligado), ou para um estado livre. O segundo caso é conhecido como fotoionização (ou transição ligado-livre). Uma fotoionização irá ocorrer se a frequência ν do fóton incidente for maior que limite de Lyman (ν_n):

$$\nu_n = \frac{R_H}{n^2} \quad (3.2)$$

O limite de Lyman ($\nu_1 = 3.3 \times 10^{15}$ Hz) é definido como a frequência necessária para que seja possível retirar um elétron do estado fundamental do hidrogênio para o estado livre. O excesso de energia do fóton após superar o potencial de ionização será transferido para o elétron livre na forma de energia cinética:

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h\nu - h\nu_n, \quad (3.3)$$

onde m_e é a massa do elétron e v sua velocidade.

Recombinação

A energia dos elétrons livres no gás nebuloso criada pela fotoionização é dependente da energia dos fótons estelares, isto é, da radiação emitida pelo objeto central que chega até a nebulosa. No entanto, a energia cinética desses elétrons é convertida em energia térmica muito rapidamente devido à altíssima seção de choque da colisão elétron-elétron. Embora elétrons de baixa energia possuam maiores chances de recombinar com prótons, e, portanto, diminuindo temporariamente a presença de elétrons livres no gás, as taxas de recombinação são muito lentas em comparação com as interações entre os próprios elétrons (Osterbrock & Ferland 2006; Kwok 2000).

Uma coisa que se deve levar em consideração é que as recombinações para o estado fundamental irão criar novos fótons do continuum de Lyman, isto é, cuja energia é maior do que o potencial de ionização do hidrogênio. Estes fótons oriundos das recombinações

para o estado fundamental podem ser considerados uma fonte adicional de ionização, a qual é responsável por pelo menos 40% dos fótons ionizantes. Peimbert et al. (2017) sugerem como uma solução para este problema ignorar as recombinações para o estado fundamental, uma vez que as ionizações subsequentes irão se cancelar com essas recombinações. Isto equivale a assumir que as recombinações para o estado fundamental não possuem efeito líquido no balanço geral de energia da nebulosa. A taxa de recombinação para todos os níveis (exceto o fundamental) é dada por $\alpha_B(H^0, T_e)$. Devido ao fato de que haverá sempre uma taxa contínua de recombinações, os fótons ionizantes serão necessários para manter o volume do gás ionizado. Por sua vez, estes fótons irão se esgotar quando um volume de tamanho $\frac{4\pi}{3}r_S^3$ estiver ionizado, onde r_S (o raio de Strömgen, ver por exemplo Osterbrock & Ferland 2006) pode ser estimado como:

$$Q(H^0) = \frac{4\pi}{3}r_S^3 n^2(H)\alpha_B(H^0, T_e) \quad (3.4)$$

Nesta equação $Q(H^0)$ é o número de fótons ionizantes de hidrogênio produzidos pela estrela central e $n(H)$ é densidade total de hidrogênio. Pois uma vez que há sempre uma taxa constante de recombinações, uma quantidade equivalente de fótons ionizantes é necessária para manter um volume de gás ionizado.

Na natureza uma nebulosa irá possuir uma composição química mais complexa, e, portanto, a ionização do hélio e elementos mais pesados precisa ser levada em conta durante as modelagens. Em geral, nenhum desses elementos afeta de maneira significativa os resultados para o hidrogênio, assim como a recombinação do hélio irá, em geral, retornar fótons ionizantes de hidrogênio. Também se deve levar em conta que o grau de ionização dos elementos pesados não pode ser ignorado, pois este desempenha uma papel importante no equilíbrio de temperatura (Peimbert et al. 2017).

Equilíbrio de ionização

O equilíbrio de ionização em cada ponto da nebulosa é fixado pelo balanço entre ionização e recombinação de elétrons com íons. Devido ao fato de que aproximadamente 90% dos átomos do meio interestelar serem de hidrogênio, para uma primeira aproximação o equilíbrio é estudado considerando que a nebulosa é composta unicamente por uma nuvem de hidrogênio ao redor de uma estrela quente. Nesta abordagem também se considera que o fluxo de fótons atingindo a nuvem e a densidade da mesma podem

ser combinados em um único parâmetro de ionização (ver por exemplo, Ferland 2003; Osterbrock & Ferland 2006; Peimbert et al. 2017).

$$\mathbf{recombinação = ionização} \quad (3.5)$$

$$n_e n_p \alpha_B(T) = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu = n(H^0) \phi(H) \bar{a} \quad [cm^{-3} s^{-1}] \quad (3.6)$$

Nesta equação, $\alpha_B(T)$ é o coeficiente de recombinação do Caso B² (ver Osterbrock & Ferland 2006), a_ν é a seção de choque de fotoionização na frequência ν , J é a intensidade média, \bar{a} é uma seção de choque média adequada de fotoionização, n_e , n_p e $n(H^0)$ são respectivamente as densidades de elétrons, prótons e hidrogênio neutro. Por último, o termo $\phi(H)$ é o fluxo de fótons ionizantes dado por:

$$\phi(H) = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} d\nu \quad [\text{fótons } cm^{-2} s^{-1}] \quad (3.7)$$

O parâmetro de ionização é uma grandeza adimensional definida como a razão entre o fluxo de fótons ionizantes e a densidade total de hidrogênio (ionizado, neutro e molecular). Ele pode ser definido como:

$$U \equiv \frac{Q(H)}{4\pi r_0^2 n(H) c} \equiv \frac{\phi(H)}{cn_e}, \quad (3.8)$$

Nesta equação, r_0 representa a separação em centímetros entre o centro do objeto central e a face iluminada da nuvem, $n(H)$ [cm^{-3}] é densidade total de hidrogênio, c [$cm s^{-1}$] é a velocidade da luz, $Q(H)$ [$fótons s^{-1}$] é o número de fótons ionizantes de hidrogênio emitidos por segundo pelo objeto central e $\phi(H)$ [$cm^{-2} s^{-1}$] é o fluxo superficial de fótons ionizantes. Dentro do código o parâmetro de ionização pode ser usado como um comando para definir a intensidade. O parâmetro de ionização (U) é proporcional a ionização do gás e a uma razão constante determinada pela física atômica, ele introduz uma relação de correspondência entre diferentes modelos e um mesmo valor

²O caso B define um limite em que as recombinações para o estado fundamental produzem fótons que, por sua vez, ionizam outro hidrogênio .

U, isto é, modelos diferentes, mas com um mesmo valor para U terão características similares (Osterbrock & Ferland 2006; Ferland 2003).

3.1.2 Balanço de energia e temperatura do gás

A temperatura em uma nebulosa estática é definida pelo equilíbrio entre aquecimento (“heating”) gerado por processos de fotoionização e o esfriamento (“cooling”) por processos de recombinação, e, também pela radiação da nebulosa. Nesta configuração, quando um fóton com energia $h\nu$ é absorvido e causa uma ionização do hidrogênio, o fotoelétron produzido possui uma energia inicial de $\frac{1}{2}mu^2 = h(\nu - \nu_0)$. Em equilíbrio, estas fotoionizações são balanceadas por um igual número de recombinações. Isto significa que, cada recombinação dentro da nuvem resulta no “desaparecimento” de um elétron térmico com energia $\frac{1}{2}mu^2$, e uma média dessa quantidade sobre todas as recombinações representa a energia média que “desaparece” quando há uma recombinação. Desta forma, a diferença entre a energia média de um fotoelétron recém criado e a energia média de um elétron recombinante irá representar o ganho líquido de energia por elétron pelo gás em cada processo de ionização. Em equilíbrio, este ganho de energia líquido é balanceado pela energia perdida devido aos processos de radiação, excitação colisional dos elétrons de estados ligados de íons abundantes e pelas emissões de fótons que podem escapar da nebulosa (Osterbrock & Ferland 2006).

Segundo Peimbert et al. (2017), o aquecimento gerado por fotoionização será devido ao excesso de energia dos fótons fotoionizantes além do limite de ionização dos diferentes átomos e íons (por exemplo, 13.6 eV para o hidrogênio). Como consequência, o aquecimento da nuvem será proporcional ao número de fótons ionizantes e a temperatura da estrela central que ilumina a face interna da nebulosa. Por outro lado, em equilíbrio, vimos que o número de fótons ionizantes deve ser igual ao número de recombinações, o que por sua vez é proporcional ao quadrado da densidade para a maioria dos objetos. Na natureza ainda podem haver outras fontes de aquecimento, como os raios cósmicos e as ondas de choque, mas normalmente não são consideradas importantes. No entanto, o Cloudy permite ao usuário considerar estes agentes em suas modelagens.

Ainda de acordo com Peimbert et al. (2017), se considerarmos uma nebulosa composta unicamente por hidrogênio (ou hidrogênio e hélio), os processos de recombinação

seriam de fato os mecanismos de esfriamento mais importantes removendo energia dentro nebulosa. Neste cenário, o aquecimento seria proporcional à temperatura da estrela e o esfriamento proporcional a temperatura da própria nebulosa. Conseqüentemente, o balanço de energia ocorreria quando o gás estivesse em uma temperatura similar à temperatura do objeto central. Mas, isto não é observado na natureza. Por exemplo, as ECNP possuem temperaturas (T_*) típicas de aproximadamente 30000-200000 K, enquanto que a NP possui temperaturas (T_e) típicas de aproximadamente 7000-20000 K. A diferença se deve ao esfriamento adicional produzido pelas linhas proibidas excitadas por colisões. Para uma discussão mais detalhada, ver por exemplo Osterbrock & Ferland (2006); Ferland (2003).

3.2 Parâmetros de entrada e saída

Como vimos, o código Cloudy (Ferland et al. 2017) permite o cálculo de modelos para as nebulosas planetárias retornando para o usuário a ionização, a temperatura e o estado químico da nuvem, e, também uma previsão para o seu espectro. As equações de equilíbrio estatístico, conservação de carga e conservação de energia também são resolvidas. Essas equações determinam o grau de ionização, a densidade de partículas, a temperatura cinética do gás, o estado químico, os níveis das populações dentro dos átomos e o espectro completo (ver Osterbrock & Ferland 2006).

Nesta etapa do nosso trabalho, nós utilizamos a versão C17.02.01 do código para construir nossos modelos nebulares, e, dentre os parâmetros de saída do código, utilizamos as razões de linhas nebulares previstas para analisar as diferenças nas previsões ao se utilizar como fonte ionizante cada tipo de distribuição espectral de energia discutida no Capítulo 2.

Para a construção dos modelos é preciso estabelecer uma descrição da nebulosa a ser modelada. Esta descrição é feita através de um conjunto de parâmetros que devem ser especificados no arquivo de entrada do programa. Os parâmetros principais a serem definidos são:

1. A forma e brilho do campo de radiação que atinge a nuvem.
2. A densidade total de hidrogênio.

3. A composição química do gás e se há grãos presentes.
4. A espessura da nebulosa e sua geometria.
5. E a distância que esta se encontra da Terra.

Na Figura 3.1, temos um exemplo de arquivo de entrada para um modelo simples de uma nebulosa planetária (BD +303639) utilizando um corpo negro como fonte ionizante.

```

title BD+303639
blackbody, T=4.7e4 K
luminosity linear solar 5000
# commands controlling geometry =====
sphere
radius 17.27
# commands for density & abundances =====
abundances planetary nebula
hden 4.2 ,power=-2
normalize to "h 1" 4861.33A scale factor=100
# other commands =====
distance linear 1200 parsecs
iterate
aperture slit size 3
print last iteration
print line column
print line flux at Earth last
print lines sort intensity
save overview ".ovr" last
save continuum last ".con" units _Hz_ last

```

FIGURA 3.1. Exemplo de um arquivo de entrada para a modelagem de uma nebulosa planetária (BD +303639). Figura baseada nos exemplos dos manuais que vem junto com o código Cloudy (Ferland et al. 2017).

No exemplo da Figura 3.1, o comando “title” estabelece um título para o modelo, “blackbody” especifica a forma e o campo de radiação incidente, enquanto o comando “luminosity” define a luminosidade (aqui em termos da luminosidade solar), que por sua vez especifica o brilho do objeto central. Como neste exemplo usamos a luminosidade ao invés da intensidade específica, o logaritmo raio interno da nebulosa precisou ser especificado pelo comando “radius”³. Além disso, também definimos a geometria da nebulosa com o comando “sphere”, a qual considera que o gás cobre a estrela central e a abundância adotada foi a padrão para Nebulosas Planetárias disponível através do comando “abundances planetary nebula”. O comando “hden” define o logaritmo

³A unidade do raio nebuloso no presente trabalho é centímetro.

da densidade total de hidrogênio⁴ (neutro, ionizado e molecular) do gás e o comando “power=-2” estabelece que a densidade cai com o quadrado da distância.

No segundo bloco de instruções temos a distância entre a nebulosa e a Terra dada em parsecs, o comando que define o número de interações (“iterate”) e os demais comandos definem respectivamente:

1. **aperture slit size**: simula uma observação feita de apenas uma parte do objeto espacialmente resolvido.

2. **print last iteration**: retorna apenas os resultados da última interação.

3. **print line cloumn**: agrupa as linhas preditas em uma única coluna.

4. **print line flux at earth**: este comando diz ao código para salvar o fluxo observado na Terra ao invés da luminosidade. As unidades do fluxo serão sempre $\text{ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

5. **print lines sort intensity**: com este comando as linhas de emissão preditas serão listadas em ordem decrescente de intensidade.

6. **save overview**: este comando salva um visão geral das estruturas de ionização e térmica da nuvem e é o mecanismo de saída mais importante do código.

7. **save continuum**: este comando é o mecanismo primário para salvar o espectro predito.

Essas configurações são tipicamente utilizadas em análises nebulares encontradas na literatura (p.e., Lee & Hyung 2008; Bohigas 2012).

Entre as informações que recebemos nos arquivos de saída do Cloudy podemos destacar: a estrutura computada da nuvem e seu espectro, previsões para razões de linhas nebulares ($I_\lambda/I_{H\beta}$), profundidades ópticas de várias linhas e do contínuo, e mais uma série de previsões teóricas incluindo a temperatura e densidade eletrônica. Ademais, o código ainda permite que o usuário peça para que considerações adicionais sejam salvas para consulta (e.g, mapa térmico e ionização média).

Toda a documentação do código Cloudy, bem como seus manuais e instruções de instalação podem ser encontradas em <https://trac.nublado.org/>. A descrição

⁴A unidade da densidade total de hidrogênio padrão no código Cloudy é cm^{-3}

dos comandos brevemente apresentados aqui são discutidas e explicadas em detalhes no manual **Hazy 1**.

Na próxima seção nós descrevemos os passos da metodologia utilizada na análise nebular feita para duas nebulosas fictícias. Nosso objetivo nesta abordagem é investigar as alterações nas razões de linhas preditas ao usarmos modelos de atmosferas com diferentes níveis de sofisticação como fonte ionizante para nossas nebulosas fictícias.

3.3 Análise das linhas nebulares

Para ilustrar a metodologia que será utilizada no restante desta dissertação, mostramos abaixo os resultados de um modelo Cloudy convergido utilizando a fonte ionizante (estrela central) como um corpo negro com temperatura de 47000 K. Os parâmetros de entrada para este modelos são os apresentados na Figura 3.2 a seguir.

```
blackbody, T=4.7e4 K
luminosity linear solar 5000
# commands controlling geometry =====
sphere
radius 17.27
# commands for density & abundances =====
abundances planetary nebula
hden 4.2 ,power=-2
normalize to "h 1" 4861.33A scale factor=100
distance linear 1200 parsecs
iterate
aperture slit size 3
print last iteration
print line column
print line flux at Earth last
print lines sort intensity
```

FIGURA 3.2. Modelo de fotoionização com um corpo negro como fonte ionizante.

A Tabela 3.1 mostra algumas linhas teóricas previstas por esse modelo. Essas linhas serão geralmente as utilizadas quando as comparamos com dados observacionais (Capítulo 4). Utilizaremos como de costume na literatura a normalização em $H\beta$, ou seja, $I_\lambda/I_{H\beta}$. No exemplo mostrado, podemos notar que as linhas mais intensas são: [O III] λ 5006.84, [N II] λ 6548.03 e 6583.41, e H I λ 6562.82 (também referida como H_α).

Podemos comparar razões de linhas previstas com razões observadas para determinado objeto através de uma Tabela como a 3.1. No entanto, devemos ter uma maneira

TABELA 3.1. Razões de linhas preditas ($I_\lambda/I_{H\beta}$) para o exemplo da metodologia.

Espécies	λ ()	$(I_\lambda/I_{H\beta})$
H I	4340.47	46.49
He I	4471.50	4.83
He I	4713.17	0.64
He I	4921.93	1.30
[O III]	4958.91	91.74
[O III]	4958.91	91.74
[O III]	5006.84	274.03
[Cl III]	5537.88	0.77
[N II]	5754.64	4.80
He I	5875.67	13.91
[N II]	6548.03	100.30
H I	6562.82	289.72
[N II]	6583.41	285.06
[S II]	6716.47	6.25
[S II]	6730.85	13.09
He I	7065.25	6.91
[Ar III]	7135.80	21.09
[O II]	7319.99	10.51
[Ar III]	7751.12	5.05

Na primeira coluna encontram-se os nomes dos átomos e íons estudados. Na segunda o comprimento de onda correspondente, seguido pelas razões de linhas produzidas pelo modelo de fotoionização ao se utilizar um corpo negro com $T = 47000$ K.

melhor de quantificar o ajuste de um modelo às observações. Nós utilizaremos a *rms* (média quadrática), definida da forma:

$$rms = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_1^N \left(1 - \frac{modelo}{observado}\right)^2} \quad (3.9)$$

Obviamente, quanto menor o *rms*, melhor o ajuste às observações. Tal grandeza será analisada em paralelo com os gráficos das razões de linhas, para melhor interpretação.

No próximo capítulo, iremos apresentar uma comparação entre modelos Cloudy com diferentes fontes ionizantes e dados observacionais de ECNP do tipo [WR]. Inicialmente, na construção dos modelos de fotoionização para as NP da nossa amostra, todos os parâmetros usados na descrição da nebulosa em questão foram fixados. Após a primeira etapa de simulações foi possível ter um panorama inicial de quais modelos de atmosferas ajustavam melhor as razões de linhas observadas através de gráficos e do rms obtido para cada um deles. No entanto, para nenhuma das nebulosas da amostra

obtivemos um ajuste compatível com a literatura em termos da qualidade do ajuste das linhas nos primeiros modelos. Portanto, com a intenção de melhorar o ajuste das linhas, mantivemos todos os parâmetros fixos, mas a cada nova rodada de simulações variamos a densidade total de hidrogênio (n_H), observando como ficavam os ajustes para cada uma delas.

Quando atingíamos um limiar onde já não era mais possível melhorar os ajustes apenas variando densidade total de hidrogênio, fixávamos todos os parâmetros, mas desta vez utilizando os valores n_H que produziram os melhores ajustes. Para cada nova simulação, fixamos junto com os demais parâmetros um dos valores de n_H que conduziam a melhores ajustes e variamos o raio nebular r_0 . Por exemplo, se para um certo conjunto de modelos (corpo negro, p-p e [WR]) tivéssemos melhores resultados quando n_H era igual à 4.0, 4.1 e 4.2. Então utilizávamos cada um desses valores fixos com os demais parâmetros, porém dessa vez variávamos r_0 de acordo com as nossas necessidades (se as linhas estavam muito ou pouco intensas). Este processo foi repetido inúmeras vezes até que obtivéssemos um ajuste compatível com outros resultados da literatura, ou que não fosse mais possível melhorar os resultados apenas utilizando estes dois parâmetros.

Nós também avaliamos o impacto de se usar diferentes descrições para a densidade total de hidrogênio. Como por exemplo, defini-la constante ou caindo com o quadrado da distância. Para alguns casos obtivemos uma melhora modesta no ajuste das razões de linhas (e.g, BD +303639) com essa abordagem, enquanto que para outros não observamos nenhuma mudança (NGC 6905). Esta análise foi feita para cada NP da amostra e os melhores resultados para cada conjunto de modelos (corpo negro, p-p e [WR]) são apresentados e discutidos no capítulo a seguir.

Capítulo 4

Nebulosas Planetárias observadas: comparação com as previsões

Neste capítulo analisamos uma amostra de nebulosas planetárias com estrelas centrais do tipo [WR] explorando o impacto do uso de diferentes aproximações para os fluxos ionizantes: corpo negro, atmosfera p-p (do código TMAP) e de modelos [WR] de atmosferas em expansão (do código CMFGEN). Primeiramente, introduzimos nossa amostra apresentando os parâmetros astrofísicos interessantes para o trabalho utilizando dados presentes na literatura. Em seguida, aplicamos a análise diferencial nos modelos de atmosfera comparando os fluxos e o número de fótons ionizantes produzidos por cada um deles. E, por último, fazemos uma análise nebular para cada estrela da amostra que, por sua vez, estão em diferentes regimes de temperatura e gravidade superficial, de maneira a investigar qual aproximação para o fluxo ionizante produz um melhor ajuste para as razões de linhas observadas e corrigidas pelo avermelhamento ($I_\lambda/I_{H\beta}$).

4.1 Apresentação e resultados das análises

No Capítulo 3, vimos que para criar os modelos de fotoionização com o código Cloudy, além de precisarmos definir o campo de radiação que irá iluminar a nuvem, também é preciso especificar uma descrição da nebulosa a ser modelada através de um conjunto de parâmetros. Desta forma, para cada nebulosa da nossa amostra, recorreremos à literatura para coletar as informações necessárias para a construção dos nossos modelos.

Nos tópicos seguintes, apresentamos as nebulosas escolhidas para o nosso trabalho e os parâmetros adotados inicialmente para cada uma delas.

4.1.1 NGC 5315

A Nebulosa Planetária NGC 5315 (Figura 4.1) foi descoberta em 1883 pelo astrônomo Ralph Copeland e está localizada na constelação de Circinus. Esta é uma nebulosa planetária de baixa excitação (Madonna et al. 2017), alimentada por uma estrela Wolf-rayet do tipo [WO4] (Acker & Neiner 2003) e com uma massa estimada em aproximadamente $0.57 M_{\odot}$ (Marigo et al. 2003). Além disso, a estrela central deste objeto possui uma taxa de perda de massa (\dot{M}) estimada em aproximadamente $4.70 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ combinada com uma velocidade terminal do vento (v_{∞}) de 2400 km s^{-1} , e com temperatura (T_{eff}) estimada em aproximadamente 74000 K (Marcolino et al. 2007).



FIGURA 4.1. Nebulosa Planetária NGC 5315. Figura de ESA/Hubble¹.

A estimativa para a distância desta nebulosa é de 2600 parsec (Peimbert et al. 2004), a qual é adotada neste trabalho, uma vez que utilizamos um modelo [WR] calculado por Marcolino et al. (2007) na análise nebular feita, e que considera esta mesma distância.

No que concerne a sua morfologia, esta nebulosa pode ser considerada com sendo compacta, com diâmetro estimado entre $4''$ e $6''$. Esta nebulosa apresenta uma estrutura quase esférica (ligeiramente elíptica), incluindo um anel quebrado (Pottasch et al. 2002).

Os parâmetros adotados inicialmente para a sua descrição foram reunidos retirados da literatura e agrupados na Tabela 4.1 a seguir.

TABELA 4.1. Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 5315 no Cloudy

T_* (K)	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
74000	5000	17.07	4.74	2600

A temperatura (T) e a luminosidade (L) foram extraídas de Marcolino et al. (2007). A distância (d) foi extraída de Peimbert et al. (2004) e o raio nebular (r_0) foi calculado a partir dos dados do mesmo artigo. Como não encontramos uma estimativa para a densidade total de hidrogênio ($\log n_H$), adotamos inicialmente um valor igual a densidade eletrônica média de Peimbert et al. (2004).

O modelo de atmosfera [WR] adotado para o objeto central desta nebulosa foi calculado por Marcolino et al. (2007) utilizando o código CMFGEN e os parâmetros deste modelo estão reunidos na Tabela 4.2 abaixo. Além disso, utilizamos modelos equivalentes nas aproximações de corpo negro e p-p (código TMAP), isto é, ambos os modelos utilizam os mesmos parâmetros aplicáveis que o modelo de atmosfera em expansão (temperatura, luminosidade e gravidade superficial).

Os parâmetros atmosféricos da estrela central são importantes, tanto para analisar a influência do vento estelar no fluxo ionizante, quanto para a obtenção da gravidade superficial que deve ser discriminada no arquivo de entrada do Cloudy, quando utilizamos como fonte ionizante um modelo p-p da grade de Rauch (2003).

TABELA 4.2. Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 5315

T_* (K)	$L(L_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$M_*(M_\odot)$	$\log g$	$\log \dot{M}$	v_∞ (km s ⁻¹)
74000	5000	0.40	0.57	5.0	-5.83	2400

A temperatura (T), a luminosidade (L), o raio estelar (R_*), a taxa de perda de massa ($\log \dot{M}$) e a velocidade terminal (v_∞) foram extraídas de Marcolino et al. (2007). A estimativa da massa (M_*) para esta estrela foi extraída de Marigo et al. (2003).

Para construir um modelo de fotoionização com os modelos de atmosfera (p-p), é preciso fixar um valor coerente para a gravidade superficial. Já o modelo de corpo negro utiliza apenas a mesma temperatura e luminosidade da tabela.

Nas próximas seções, apresentamos os resultados e discussões pertinentes às análises feitas para esta nebulosa.

4.1.1.1 Análise do fluxo ionizante

Na Figura 4.2 conduzimos uma análise diferencial conforme apresentada no Capítulo 2 do presente trabalho para os modelos de atmosferas adotados para a estrela central da NP NGC 5315. Podemos observar que existem diferenças claras entre os espectros, e que elas se intensificam em direção a região do extremo UV. Além disso, o modelo de atmosfera em expansão nitidamente exibe uma diminuição no fluxo muito mais significativa que os demais, similarmente ao que vimos no Capítulo 2 (ver por exemplo, Figuras 2.6 e 2.8), demonstrando que o vento estelar desempenha um significativo papel de atenuação do fluxo que emerge para a nebulosa.

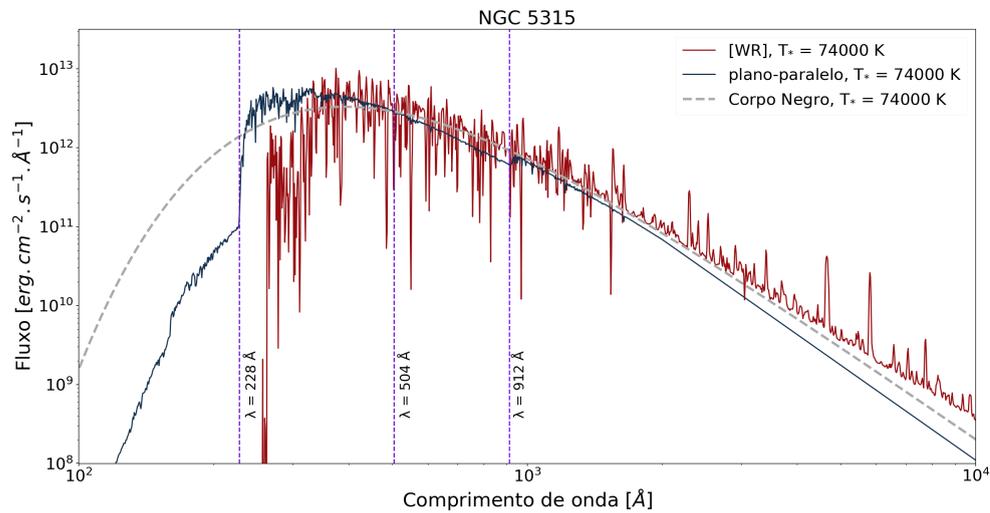


FIGURA 4.2. Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 5315. O eixo vertical corresponde ao fluxo, enquanto o horizontal ao comprimento de onda e as linhas roxas verticais correspondem a energia necessária para que ocorra fotoionização do H I (λ 912), He I (λ 504) e He II (λ 228), respectivamente.

Ao analisarmos os números de fótons ionizantes (ver Tabela 4.3) juntamente com a Figura 4.2, podemos concluir que os valores obtidos para os modelos são compatíveis no que diz respeito a ao H I e He I, mas no caso do He II o modelo [WR] irá fornecer muito menos fótons ionizantes para a nebulosa, como acontecia com os modelos mais frios ($T \lesssim 100000$ K) no Capítulo 2. Também existe uma diferença entre o número de fótons ionizantes de He II gerados pelos modelos de corpo negro e p-p, o que pode levar a pequenas variações nas previsões teóricas quando os utilizamos nos modelos de fotoionização.

TABELA 4.3. Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 5315

Modelos	log Q(H I)	log Q(He I)	log Q(He II)
corpo negro	47.59	47.18	45.72
plano-paralelo	47.57	47.28	44.47
[WR]	47.58	47.15	38.23

Como a principal diferença entre os modelos p-p e [WR] está justamente associada ao vento estelar, vemos aqui claramente que ele desempenha uma papel na retirada fótons do campo de radiação.

Na próxima seção, analisamos como essas diferenças entre os espectros teóricos e número de fótons ionizantes influenciam as previsões dos modelos de fotoionização, e ao final deste capítulo, esperamos responder se afinal faz ou não diferença o nível de sofisticação dos modelos de atmosfera.

4.1.1.2 Análise Nebular

Utilizando a metodologia apresentada no Capítulo 3, e, após uma quantidade significativa de simulações, conseguimos otimizar os nossos resultados de maneira a fazê-los compatíveis em termos de qualidade de ajuste com outros trabalhos do tipo na literatura. Para esta nebulosa, o conjunto de parâmetros que melhor a descrevem estão apresentados na Tabela 4.4 a seguir.

TABELA 4.4. Resultado dos modelos para NGC 5315: Parâmetros

T_*(K)	L(L_☉)	log r₀	log n_H	d (pc)
74000	5000	17.05	4.5	2600

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas de Marcolino et al. (2007) e foram mantidas fixas. O raio nebuloso log r₀ e a densidade total de hidrogênio log n_H foram obtidos após diversos testes.

Estes parâmetros são os mesmos para todos os modelos, exceto pela fonte ionizante, e nos retornaram as previsões para as razões de linhas dispostas na Tabela 4.5.

As razões de linhas observadas foram medidas por Peimbert et al. (2004). Todos os valores observados são corrigidos pela extinção e avermelhamento do meio interestelar (isso para todas as NP da amostra) e normalizados por Hβ=100. As observações foram feitas no “Very Large Telescope” (VLT) no Chile, com o espectrógrafo “Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph” (UVES, D’Odorico et al. 2000). Além disso, elas foram

feitas simultaneamente com os braços vermelho e azul, cobrindo a região de 3100 até 10360 . A fenda foi orientada na direção leste-oeste e centrada na estrela ionizante. A largura foi definida em $3''.0$ e comprimento em $10''$ para o braço azul e $12''$ para o vermelho. A resolução FWHM para as linhas da NGC 5315 em um dado comprimento de onda é dada por $\Delta\lambda \sim \lambda/8800$.

Com o modelo de fotoionização construído utilizando como fonte ionizante o modelo de atmosfera em expansão, obtivemos um bom ajuste para a maioria das razões de linhas previstas, isto é, com erro percentual de $\pm 20\%$ (linhas vermelhas no gráfico da Figura 4.3). Este resultado é compatível em termos da qualidade do ajuste das previsões às observações com outras análises do tipo encontradas na literatura. Henry et al. (2015), por exemplo, ao modelarem esta mesma nebulosa também obtiveram para a maioria das razões de linhas que analisaram ajustes dentro $\pm 20\%$. No entanto, nenhum dos nossos modelos foi capaz de reproduzir um ajuste razoável às linhas de oxigênio proibidas [O II] λ 7319.5 e 7330.2, e, portanto, nós optamos por considerá-las “outliers”. Essas dificuldades em reproduzir bons ajustes para estas linhas aparecem em outros trabalhos onde esse tipo de análise é feita (ver por exemplo, Lee & Hyung 2008).

TABELA 4.5. Resultados dos modelos para NGC 5315: Razões de linhas

Especie	λ ()	Observado ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	corpo negro ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	plano-paralelo ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	[WR] ($I_\lambda/I_{H\beta}$)
[S II]	4068.60	5.59	8.65	16.22	7.65
H I	4101.74	26.11	25.24	26.18	25.39
H I	4340.47	47.84	46.15	47.28	47.5
[O III]	4363.21	4.39	7.86	9.44	6.2
He I	4471.50	6.42	5.09	5.34	5.16
[Ar IV]	4711.37	0.06	0.80	0.77	0.11
He I	4713.17	0.84	0.81	0.86	0.82
[Ar IV]	4740.17	0.26	0.98	0.94	0.14
[O III]	4958.91	282.00	338.52	391.52	281.42
[O III]	5006.84	842.90	1011.45	1168.13	841.29
[N II]	5754.64	4.46	5.78	2.45	5.56
He I	5875.67	19.35	16.68	15.60	15.77
[O I]	6300.30	4.10	8.67	8.60	6.24
[S III]	6312.10	3.36	3.89	6.60	4.00
[O I]	6363.78	1.42	2.77	2.74	1.20
[N II]	6548.03	49.30	62.29	26.00	61.09
H I	6562.82	294.80	295.10	278.46	293.65
[N II]	6583.41	151.70	183.83	76.64	180.26
He I	6678.15	5.16	4.07	3.94	4.01
[S II]	6716.47	3.11	3.79	6.28	3.13
[S II]	6730.85	6.55	8.13	13.66	6.36
He I	7065.25	9.25	10.03	10.01	10.01
[O II]	7319.99	4.34	12.09	12.17	17.05
[O II]	7330.73	3.15	7.05	6.55	9.18

Da esquerda para a direita as colunas correspondem a: O nome das espécies (átomo/íon), o comprimento de onda de laboratório das mesmas, as razões de linhas observadas extraídas de Peimbert et al. (2004), e as três últimas colunas são as razões de linhas teóricas dos modelos indicados.

Na Figura 4.3 apresentamos os dados da Tabela 4.5 de outra forma, considerando os desvios entre dados teóricos e observados. O melhor modelo é geralmente representado pelo menor rms.

Podemos ver que, para esta nebulosa, o modelo de atmosfera em expansão claramente produz um ajuste muito superior às observações que os demais, e que praticamente não há diferença no desempenho entre os modelos de corpo negro e p-p.

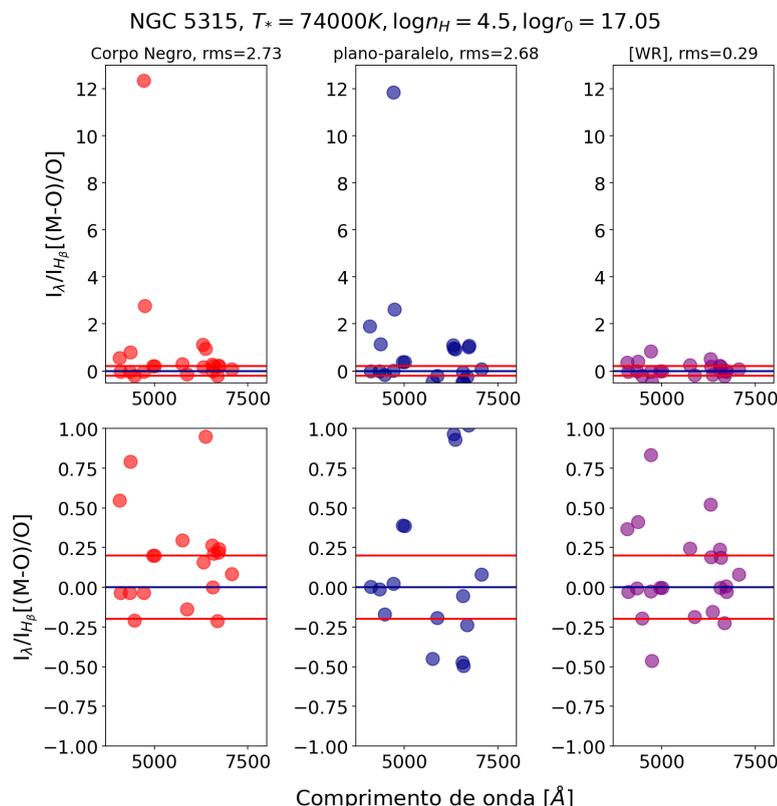


FIGURA 4.3. Análise das razões de linha para a NP NGC 5315. No topo do gráfico temos a temperatura dos modelos, a densidade total de hidrogênio ($\log n_H$) e o raio (r_0) nebular, e também o rms calculado para cada um deles. Em ambas as figuras o eixo vertical ilustra uma comparação entre as razões de linha ($I_\lambda/I_{H\beta}$) prevista pelos modelos (M) e as observadas na literatura (O), enquanto o eixo horizontal representa o comprimento de onda das linhas em angstrom. As linhas vermelhas horizontais foram adicionadas para ilustrar concordância dentro de $\pm 20\%$ (valor arbitrário). O painel superior mostra todas as linhas enquanto que o inferior mostra um zoom no intervalo de $\pm 100\%$.

Portanto, para o caso deste objeto fica claro que a escolha de um modelo apropriado para representar o objeto central nos modelos de fotoionização tem sim uma clara relevância. Isto se deve principalmente ao fato dos modelos de corpo negro e p-p não levarem em conta o vento estelar que serve como fonte adicional de opacidade, e é uma característica fundamental do objeto central desta NP.

A próxima estrela da nossa amostra está em um regime muito mais alto de temperatura. Vejamos como ficam os resultados para este tipo de objeto.

4.1.2 NGC 6905

A Nebulosa Planetária NGC 6905 (Figura 4.4), também conhecida como nebulosa do “flash” azul, foi descoberta por William Herschel em 1784 e está localizada na constelação do golfinho. Este objeto pertence a um pequeno grupo de nebulosas planetárias de alta excitação que exibem linhas muito intensas de O VI próximo de $\lambda\lambda$ 3811, 3834 (Feibelman 1996). Além disso, esta nebulosa é alimentada por uma estrela Wolf-Rayet do tipo espectral [WC3] (Tylenda et al. 1993) que possui uma massa estimada de $0.59 M_{\odot}$ (Uzundag et al. 2021). Sua estrela central possui uma taxa de perda de massa (\dot{M}) estimada em aproximadamente $7.00 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e uma velocidade terminal do vento (v_{∞}) de 1890 km s^{-1} , e temperatura (T_*) estimada no intervalo de 140000 até 165000 K (ver por exemplo, Pena et al. 1998; Marcolino et al. 2007; Keller et al. 2014). Entretanto, para este trabalho adotamos a temperatura de 146000 K, estimado por Marcolino et al. (2007) no cálculo do modelo [WR] para a estrela central desta nebulosa.

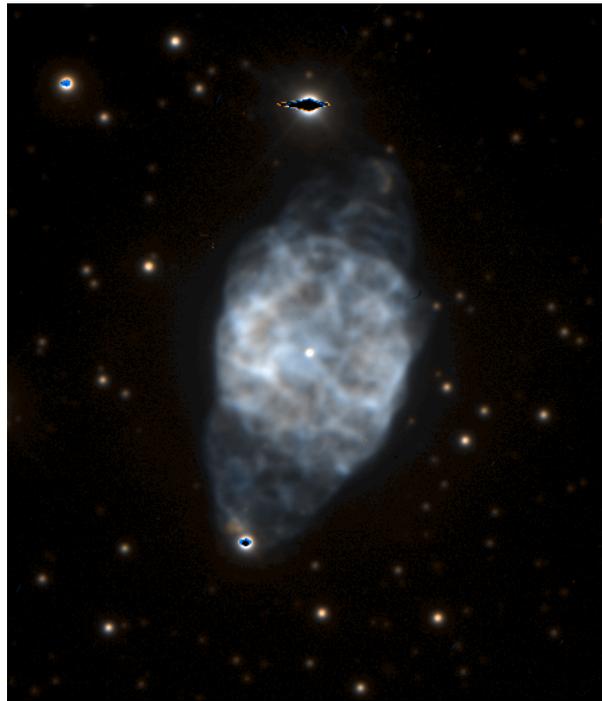


FIGURA 4.4. Nebulosa Planetária NGC 6905. Figura de ESO (“European South Observatory”)².

Quanto à distância desta nebulosa, Keller et al. (2014) reuniram um conjunto de estimativas que vão de 1730 até 1800 parsec. Para este trabalho, adotamos a distância estimada por Marcolino et al. (2007).

A morfologia desta NP é caracterizada por uma casca interior intensa com formato esferoidal cuja as dimensões são de $47'' \times 34''$ e extensões aproximadamente cônicas ao longo do eixo maior. O eixo principal possui uma posição angular (PA) de 163° , enquanto o eixo elipsoide aparenta estar inclinado em aproximadamente 60° em relação a linha de visada (Cuesta et al. 1993).

Para nossas análises, além do modelo de atmosfera em expansão mencionado, também selecionamos modelos equivalentes na aproximação de corpo negro e da grade de modelos p-p de Rauch (2003).

O conjunto de parâmetros necessários para a descrição da nebulosa NGC 6905 adotados inicialmente a partir da literatura foram reunidos na Tabela 4.6 a seguir.

TABELA 4.6. Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 6905 no Cloudy

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
146000	5000	17.79	4.0	1750

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas de Marcolino et al. (2007). O raio nebular (r_0) foi calculado a partir dos dados disponíveis em Pena et al. (1998). Como não encontramos uma estimativa para a densidade total de hidrogênio ($\log n_H$), adotamos inicialmente um valor típico para NP (ver por exemplo, Osterbrock & Ferland 2006).

Os parâmetros do modelo de atmosfera em expansão utilizado estão agrupados na Tabela 4.7 abaixo.

TABELA 4.7. Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 6905

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$M_*(M_\odot)$	$\log g$	$\log \dot{M}$	$v_\infty(\text{km s}^{-1})$
146000	5000	0.10	0.59	6.2	-7.15	1890

A temperatura (T), a luminosidade (L), o raio estelar (R_*), a taxa de perda de massa ($\log \dot{M}$) e a velocidade terminal (v_∞) foram extraídas de Marcolino et al. (2007), enquanto a estimativa da massa (M_*) para esta estrela foi extraída de Uzundag et al. (2021).

O valor da gravidade superficial foi obtido a partir dos outros dados nela presentes, e é compatível com outras estimativas encontradas na literatura (e.g, Uzundag et al. 2021).

4.1.2.1 Análise do fluxo ionizante

Apresentamos na Figura 4.5 os espectros teóricos dos modelos de atmosferas utilizados para representar a estrela central desta nebulosa. Nela podemos observar que para o conjunto de modelos escolhidos, não vemos diferenças tão significativas entre

os espectros como no caso da NP anterior. Aqui as diferenças se tornam significativas bem além do “threshold” de ionização do He II (λ 228), similarmente aos modelos mais quentes ($T \gtrsim 150\text{kK}$) apresentados no Capítulo 2 (ver por exemplo, Figuras 2.10 e 2.11).

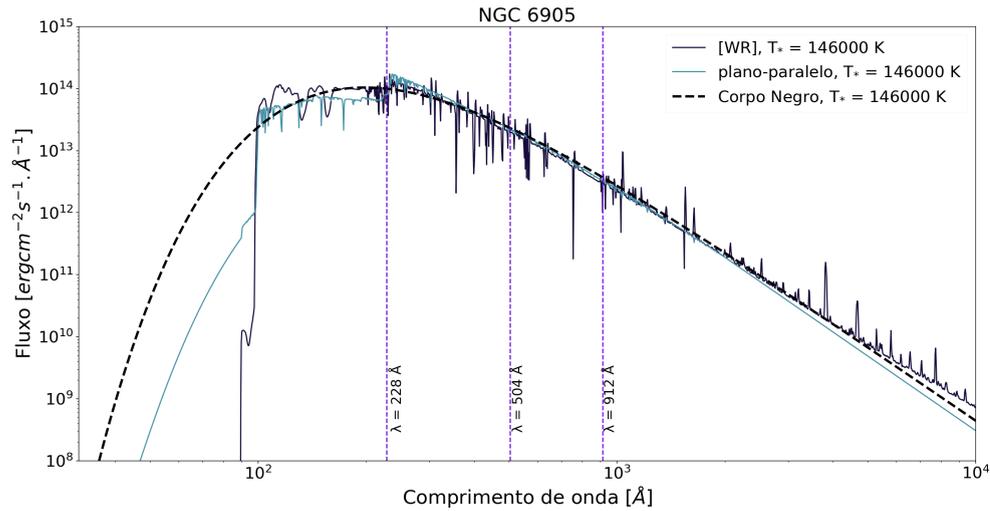


FIGURA 4.5. Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 6905. Idem à Figura 4.2.

Quanto ao número de fótons ionizantes produzidos por estes modelos, praticamente não há distinções entre eles no que diz respeito a capacidade de ionizar H I e He I, e a diferença é bem modesta relativa ao caso do He II (ver Tabela 4.8).

TABELA 4.8. Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 6905

Modelos	$\log Q(\text{H I})$	$\log Q(\text{He I})$	$\log Q(\text{He II})$
corpo negro	47.47	47.33	46.76
plano-paralelo	47.48	47.35	46.62
[WR]	47.45	47.33	46.75

Podemos então concluir que em termos de fluxo e número de fótons ionizantes, não parece haver uma diferença significativa entre os modelos, de maneira análoga aos modelos de mesma ordem de temperatura discutidos no Capítulo 2. Na próxima seção, veremos como esta configuração se reflete nas previsões dos modelos de fotoionização.

4.1.2.2 Análise nebular

Partindo dos parâmetros de entrada e os variando conforme a descrição presente no Capítulo 3, obtivemos o melhor ajuste das razões de linhas após diversas simulações

ao descrevê-la no Cloudy com os parâmetros presentes na Tabela 4.9.

TABELA 4.9. Resultado dos modelos para NGC 6905: Parâmetros

T_* (K)	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
146000	5000	17.45	3.4	1750

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas de Marcolino et al. (2007) e foram mantidas fixas.

Para esta nebulosa as razões de linha observadas foram medidas por Gómez-González et al. (2022). As imagens ópticas e os espectros da NGC 6905 foram obtidos no telescópio NOT (“Nordic Optical Telescope”) de 2.5 m do observatório del Roque de los Muchachos (ORM’) em La Palma, Espanha, e utilizando o espectrógrafo ALFOSC (“Alhambra Faint Object Spectrograph and Camera”). Os espectros foram obtidos à partir de diversas regiões da nebulosa, nomeadas A1-A8 (ver Figura 1 do trabalho citado). Para isto, utilizaram uma fenda retangular com largura de $0.75'' \times 5''$ e com resolução espectral de $\sim 5\text{Å}$.

Na Tabela 4.10, apresentamos as razões de linhas previstas pelos modelos para este objeto. Para a maioria das razões de linhas previstas, nossos modelos de fotoionização conseguem um bom ajuste (erro percentual $\sim \pm 20\%$) às observações. Estes resultados são compatíveis em termos da qualidade dos ajustes às observações com outras análises similares encontradas na literatura, por exemplo, o próprio trabalho de referência de onde as razões de linhas observadas foram extraídas (Gómez-González et al. 2022).

Em nossa análise, optamos por comparar nossas previsões com uma das colunas do trabalho citado relativa a parte mais externa da nuvem (A1), onde razões de linhas importantes (por exemplo, [N II] λ 6583.41 e [O III] λ 5006.84) foram medidas mais intensas. Essas linhas geralmente são as mais brilhantes no espectro óptico, sendo usadas inclusive como argumentos de otimização com o código Cloudy na modelagem de nebulosas fotoionizadas (veja por exemplo, Bohigas 2008). Ademais, embora também tenhamos testado diferentes valores para a fenda (comando “slit”) dentro do Cloudy, assim como os autores, não obtivemos nenhuma melhora significativa em nossos ajustes.

Na Figura 4.6, podemos observar que praticamente não existem distinções entre as previsões obtidas com os modelos de corpo negro e [WR], tanto visualmente, quanto quantitativamente via rms. Já o modelo de fotoionização que utiliza a atmosfera p-p como fonte ionizante tem um rms um pouco mais elevado.

TABELA 4.10. Resultados dos modelos para NGC 6905: Razões de linhas

Especie	λ (\AA)	Observado ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	corpo negro ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	plano-paralelo ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	[WR] ($I_\lambda/I_{H\beta}$)
[Ne III]	3868.75	108.00	114.82	127.61	120.17
[NeIII]	3967.46	45.60	35.13	39.05	36.78
H I	4101.74	25.70	24.78	24.74	24.76
H I	4340.47	46.20	45.71	45.69	45.74
[O III]	4363.21	13.80	17.62	19.96	19.51
He I	4471.50	2.70	3.00	3.44	2.99
[O III]	4958.91	347.00	520.96	587.17	549.86
[O III]	5006.84	1040.00	1559.09	1757.30	1645.54
[Cl III]	5517.71	1.50	1.18	1.21	1.21
[Cl III]	5537.88	1.10	1.08	1.10	1.10
He I	5875.67	9.90	8.76	10.11	8.75
H I	6562.82	283.00	301.85	302.33	301.72
[N II]	6583.41	187.00	127.68	132.11	136.76
He I	6678.15	1.70	2.42	2.78	2.41
[S II]	6716.47	17.40	21.33	22.04	22.66
[S II]	6730.85	15.50	21.86	22.47	23.42
He I	7065.25	2.40	3.37	4.07	3.39

Da esquerda para a direita as colunas correspondem a: O nome das espécies (átomo/íon), o comprimento de onda de laboratório das mesmas, as razões de linhas observadas extraídas de Gómez-González et al. (2022), e as três últimas colunas são as razões de linhas teóricas dos modelos indicados.

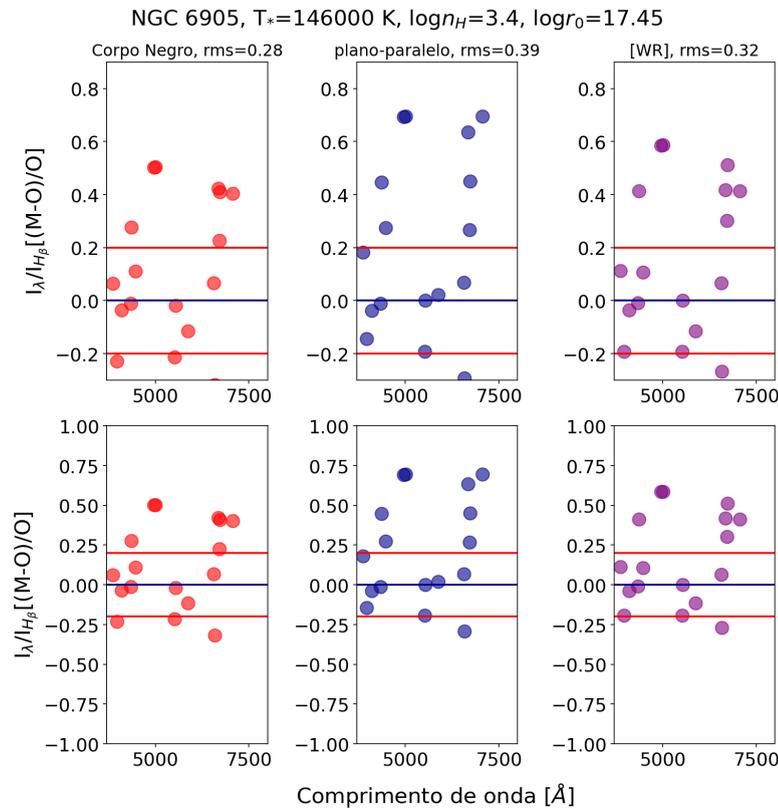


FIGURA 4.6. Análise das razões de linha para a NP NGC 6905. Idem a Figura 4.3.

Desta forma, podemos constatar que as previsões para razões de linhas aparentemente segue a tendência dos modelos de atmosfera, isto é, quando os modelos não apresentam diferenças significativas em termos de seus espectros e número de fótons

ionizantes, isto se mantém para as previsões teóricas das linhas pelos modelos de fotoionização. A próxima estrela da amostra está em um regime similar de temperatura, vejamos como ficam os resultados neste caso.

4.1.3 NGC 2867

A nebulosa planetária NGC 2867 (Figura 4.7) foi descoberta pelo astrônomo John Herschel em 1834 e está localizada na direção da constelação de Carina. Esta é uma nebulosa planetária de alta excitação (Pena et al. 2017), iluminada por uma estrela Wolf-rayet do tipo [W02] (Acker & Neiner 2003) e com uma massa estimada em $0.57 M_{\odot}$ (Keller et al. 2014). Este objeto possui uma taxa de perda de massa (\dot{M}) estimada em aproximadamente $3.00 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ combinada com uma velocidade terminal do vento (v_{∞}) de 2000 km s^{-1} , e temperatura (T_*) estimada em 165000 K (Keller et al. 2014).

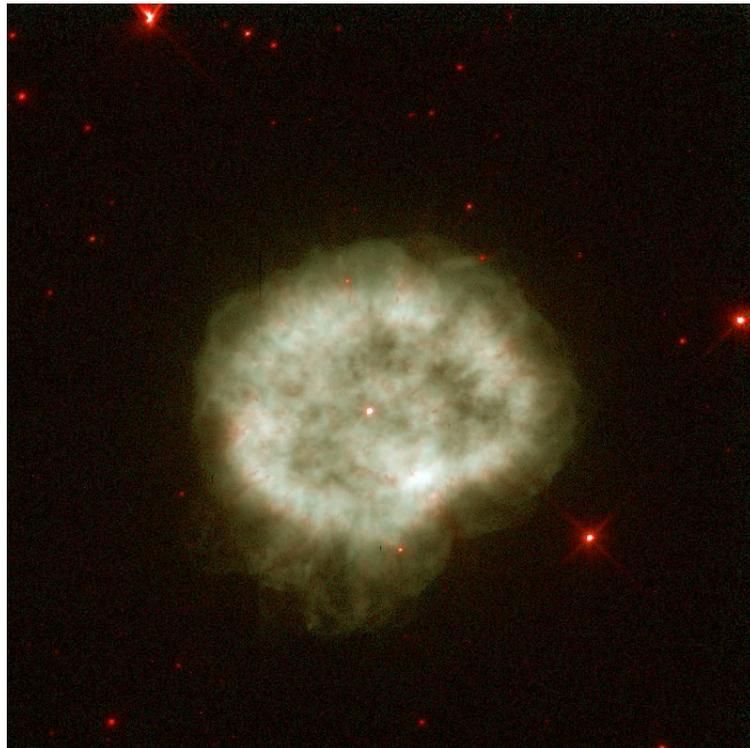


FIGURA 4.7. Nebulosa Planetária NGC 2867. Figura de ESA/Hubble e NASA³.

As estimativas de distância reportadas na literatura ficam no intervalo em torno de 1800 à 2200 parsec (Pena et al. 2017; Keller et al. 2014). Para este trabalho, adotamos o valor obtido no cálculo do modelo [WR] feito para o objeto central desta nebulosa por Keller et al. (2014), que é de 1840 parsec.

A morfologia desta nebulosa é elíptica (Keller et al. 2014) e tem seu diâmetro nebuloso estimado como sendo de $14.4'' \times 13.9''$ (Tylenda et al. 2003). Ademais, esta nebulosa exibe uma estrutura de cascas complicada, com um diâmetro de cerca de $25''$ e dois dos mais brilhantes nós localizados cerca de $4''$ de arco de cada lado da estrela central em uma posição angular (PA) de 70° (Pena et al. 1998).

A estrela central desta nebulosa foi modelada por Keller et al. (2014). Utilizando os parâmetros obtidos no trabalho mencionado como ponto de partida, selecionamos um modelo de atmosfera em expansão da grade de Keller et al. (2011), cujos parâmetros estivessem o mais próximos o possível dos reportados para este objeto. As previsões dos modelos de fotoionização obtidas em nossas análises para esta nebulosa são compatíveis em termos de qualidade dos ajustes com outras análises do tipo feitas na literatura como veremos mais adiante.

Para os modelos de corpo negro e p-p seguimos a mesma abordagem das outras duas estrelas anteriores, isto é, adotamos a mesma temperatura, luminosidade para o corpo negro e selecionamos um modelo com estes mesmos parâmetros na aproximação p-p na grade de modelos de Rauch (2003).

Para a descrição da nebulosa, seguimos a mesma abordagem das estrelas anteriores e os dados utilizados para isto encontram-se na Tabela 4.11 a seguir.

TABELA 4.11. Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 2867 no Cloudy

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
165000	5800	17.37	4.0	1840

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas da grade de Keller et al. (2011). O raio nebuloso (r_0) adotado inicialmente foi extraído de Pena et al. (2017). Como não encontramos uma estimativa para a densidade total de hidrogênio ($\log n_H$), adotamos inicialmente um valor típico para NP (ver por exemplo, Osterbrock & Ferland 2006).

Os parâmetros atmosféricos do modelo [WR] foram reunidos na Tabela 4.12 abaixo.

TABELA 4.12. Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 2867

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$M_*(M_\odot)$	$\log g$	$\log \dot{M}$	$v_\infty(\text{km s}^{-1})$
165000	5800	0.09	0.59	6.3	-7.0	2000

Todos dados da tabela foram extraídos de Keller et al. (2011). Para a estimativa da massa, utilizamos os dados presentes na tabela.

4.1.3.1 Análise do fluxo ionizante

Assim como no caso da nebulosa anterior (NGC 6905), os espectros dos modelos de atmosfera selecionados para este objeto só começam a apresentar diferenças no fluxo ionizante bem além do “threshold” de ionização do He II. Isto pode ser visto na Figura 4.8. Para comprimentos de onda maiores do que λ 912, vemos que o fluxo do modelo [WR] (atmosfera em expansão) se torna mais intenso, e os modelos de corpo negro e p-p exibem praticamente o mesmo comportamento.

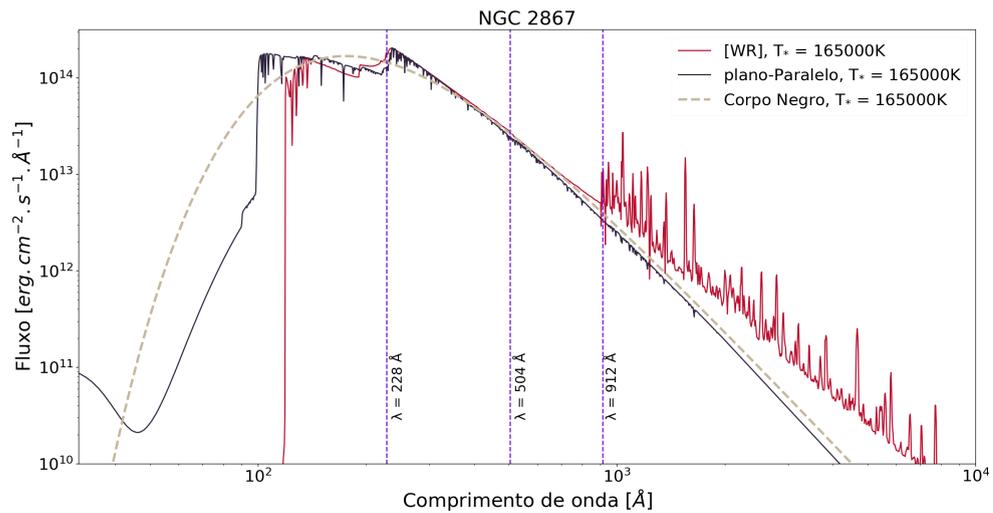


FIGURA 4.8. Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 2867. Idem à Figura 4.2.

Na Tabela 4.13 apresentamos o número de fótons ionizantes produzidos por cada modelo. À partir dela, concluímos que as distinções entre os modelos não são grandes o suficiente para que isto possa se refletir na radiação ionizante que cada um produzirá para a nuvem.

TABELA 4.13. Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 2867

Modelos	$\log Q(\text{H I})$	$\log Q(\text{He I})$	$\log Q(\text{He II})$
corpo negro	47.49	47.38	46.90
plano-paralelo	47.49	47.39	46.85
[WR]	47.50	47.39	46.77

Portanto, em termos dos espectros teóricos e dos números de fótons ionizantes, podemos concluir que não parece haver distinções relevantes entre os modelos. Na

próxima seção, avaliamos como ficam as previsões teóricas dos modelos de fotoionização ao utilizarmos estes modelos como fonte ionizante.

4.1.3.2 Análise nebular

Após diversas rodadas de simulações, fomos capazes de convergir os resultados dos nossos modelos para valores compatíveis em termos de qualidade de ajuste (erro percentual $\sim 20\%$) com outras análises do tipo feitas na literatura (ver por exemplo, Henry et al. 2015; Aller & Hyung 1995). O conjunto de parâmetros utilizados na descrição desta nebulosa que retorna o melhor ajuste das razões de linhas está disposto na Tabela 4.14.

TABELA 4.14. Resultado dos modelos para NGC 2867: Parâmetros

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
165000	5800	17.0	4.0	1840

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas da grade de Keller et al. (2011) e foram mantidas fixas. O raio nebular $\log r_0$ e a densidade total de hidrogênio $\log n_H$ foram obtidos após diversos testes.

As medidas das linhas observadas foram extraídas de Aller et al. (1981). Elas foram feitas com o “image photon counting system” (IPCS) no telescópio Anglo-Australiano, para a região de comprimento de ondas de 3200 até 7400 \AA , e com o “International Ultraviolet Explorer” (IUE) para a região entre 1200 e 3200 \AA . Além disso, para as medidas feitas com o IPCS, o comprimento da fenda foi escolhido para cobrir toda a nebulosa.

Na Tabela 4.15 apresentamos os resultados para as razões de linhas previstas por nossos modelos de fotoionização para esta nebulosa. Embora tenhamos conseguido um bom ajuste para a maioria das linhas estudadas, não conseguimos melhorar os resultados para as linhas $[\text{N II}] \lambda \lambda 6548.30, 6583.41$ e $\text{He I } \lambda 4921.93$ utilizando apenas os parâmetros de entrada apresentados. Entretanto, é possível encontrar na literatura exemplos de trabalhos que também não conseguiram ajustes tão bons para estas linhas de nitrogênio neste tipo de análise (por exemplo, Bohigas 2012), quanto a linha do hélio parece ser uma limitação do nosso modelo.

Na Figura 4.9 comparamos graficamente as razões de linhas previstas com as observadas utilizando dos dados presentes na Tabela 4.15. A partir dela podemos constatar

TABELA 4.15. Resultados dos modelos para NGC 2867: Razões de linhas

Especie	λ (Å)	Observado ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	corpo negro ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	plano-paralelo ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	[WR] ($I_\lambda/I_{H\beta}$)
H I	4101.74	26.60	24.07	24.01	24.03
H I	4340.47	45.20	44.87	44.87	44.71
He I	4471.50	4.20	1.98	2.19	2.16
He II	4685.64	31.50	55.82	51.84	52.49
He I	4921.93	1.30	0.54	0.60	0.59
[O III]	4958.91	470.00	432.79	479.77	471.46
[O III]	5006.84	1422	1297.16	1438.03	1413.08
[Cl III]	5537.88	0.60	0.68	0.70	0.69
[N II]	5754.64	1.30	0.92	0.97	1.00
He I	5875.67	10.80	6.28	7.01	6.87
[N II]	6548.03	26.00	14.15	14.71	15.29
H I	6562.82	301.00	315.73	315.91	315.6
[N II]	6583.41	101.00	41.79	43.46	45.18
[S II]	6716.47	5.30	7.63	7.89	8.08
[S II]	6730.85	7.30	7.69	7.98	8.24
He I	7065.25	4.10	3.14	3.64	3.55
[Ar III]	7135.80	14.15	14.38	15.15	15.17
[O II]	7319.99	1.00	0.97	1.04	1.09

Da esquerda para a direita as colunas correspondem a: O nome das espécies (átomo/íon), o comprimento de onda de laboratório das mesmas, as razões de linhas observadas extraídas de Aller et al. (1981), e as três últimas colunas são as razões de linhas teóricas dos modelos indicados.

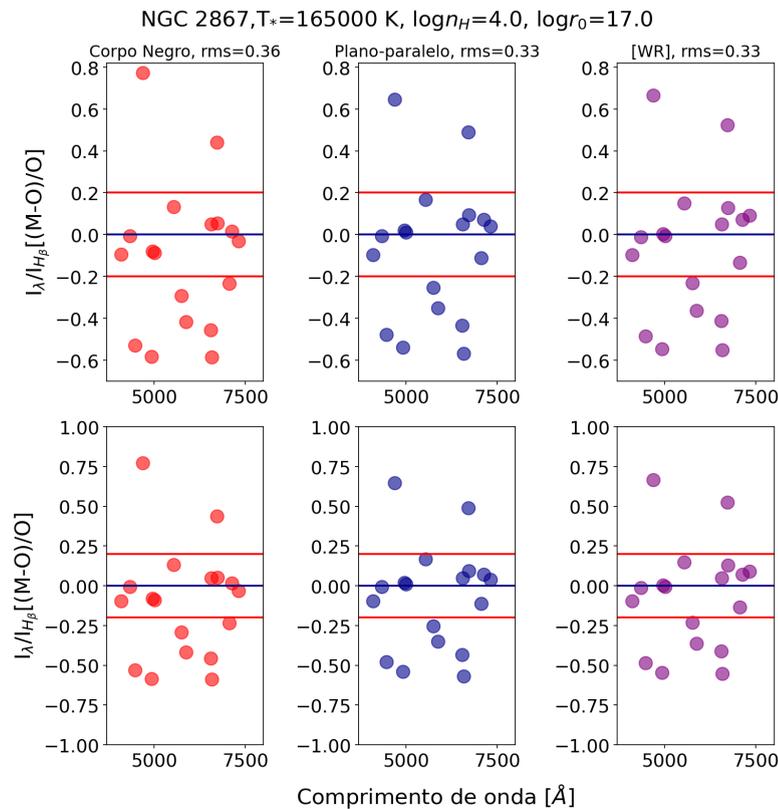


FIGURA 4.9. Análise das razões de linha para a NP NGC 2867. Idem a Figura 4.3.

que a escolha do modelo de atmosfera parece não fazer diferença no ajuste das linhas, tanto visualmente, como em termos do rms.

Desta forma, concluímos que para esta NP a qualidade dos ajustes (razões de

linhas) às observações é similar em todos os casos, independente da fonte ionizante utilizada, analogamente ao caso anterior (NGC 6905). A próxima nebulosa analisada está em regime bem menor de temperatura. Vejamos como ficam os resultados para este objeto.

4.1.4 NGC 40

A nebulosa planetária NGC 40 (Figura 4.10), também referida como nebulosa da gravata borboleta (“Bow-tie”), foi descoberta por William Herschel no ano de 1788 e está localizada na constelação de Cefeus. Esta é uma nebulosa planetária de baixa excitação (Aller & Czyzak 1979), iluminada por uma estrela Wolf-rayet do tipo [WC8] (Acker & Neiner 2003) e com uma massa estimada em $0.57 M_{\odot}$ (Monteiro & Falceta-Gonçalves 2011). Ademais, Bianchi (1992) estima que a massa da estrela progenitora desta nebulosa seja de $6 M_{\odot}$. A estrela central deste objeto possui uma taxa de perda de massa (\dot{M}) estimada em aproximadamente $6.00 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ combinada com uma velocidade terminal do vento (v_{∞}) de 1000 km s^{-1} , e temperatura (T_*) estimada em 73310 K (Marcolino et al. 2007).



FIGURA 4.10. Nebulosa Planetária NGC 40. Figura de “National Optical Astronomy Observatory” (NOAO)⁴.

Na literatura, as estimativas para a distância da nebulosa NGC 40 ficam no intervalo entre 800 e 1400 parsec (ver por exemplo, Pottasch et al. 2003; Monteiro & Falceta-Gonçalves 2011; Marcolino et al. 2007). No entanto, neste trabalho adotamos a

distância obtida por Marcolino et al. (2007) na modelagem desta estrela, uma vez que utilizamos o seu modelo para nossa análise nebular deste objeto.

De acordo com Pottasch et al. (2003), esta é uma grande nebulosa com formato elíptico e um pouco aberta nas extremidades, com comprimento de aproximadamente $38'' \times 38''$. Além disso, algumas estruturas mais brilhantes são vistas dentro da nuvem, o que poderia ser interpretado como um tipo de estrutura toroidal.

Para a descrição desta nebulosa adotamos os parâmetros apresentados na Tabela 4.16 a seguir.

TABELA 4.16. Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária NGC 40 no Cloudy

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
73000	5000	17.53	4.0	1400

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas da grade de Marcolino et al. (2007). O raio nebular (r_0) adotado inicialmente foi extraído de Freeman & Kastner (2016). Como não encontramos uma estimativa para a densidade total de hidrogênio ($\log n_H$), adotamos inicialmente um valor típico para NP (ver por exemplo, Osterbrock & Ferland 2006).

O modelo [WR] para o objeto central foi calculado utilizando o código CMFGEN por Marcolino et al. (2007). Com base nele, escolhemos os equivalentes nas aproximações de corpo negro e p-p da mesma maneira que nos casos anteriores. Os dados do modelo [WR] para a estrela central da nebulosa NGC 40 estão apresentados na Tabela 4.17 a seguir.

TABELA 4.17. Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa NGC 40

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$M_*(M_\odot)$	$\log g$	$\log \dot{M}$	$v_\infty(\text{km s}^{-1})$
73000	5000	0.43	0.57 ± 0.6	5.0	-6.25	1000

Todos dados da tabela foram extraídos de Marcolino et al. (2007), exceto pela estimativa para a massa que foi extraída de Monteiro & Falceta-Gonçalves (2011).

O valor da gravidade superficial apresentado na Tabela 4.17 foi obtido a partir dos dados presentes na mesma.

Estes dados foram suficientes para a construção dos modelos de fotoionização e para as análises feitas para esta nebulosa.

4.1.4.1 Análise do fluxo ionizante

Os espectros teóricos do objeto central desta nebulosa exibem diferenças significativas já a partir do “threshold” de ionização do He I (ver Figura 4.11). É possível ver claramente que o modelo de atmosfera em expansão apresenta um fluxo bem menos intenso em direção a região do extremo UV, em comparação aos demais. Para comprimentos de onda maiores que λ 912 o comportamento dos espectros é similar aos demais casos analisados até aqui.

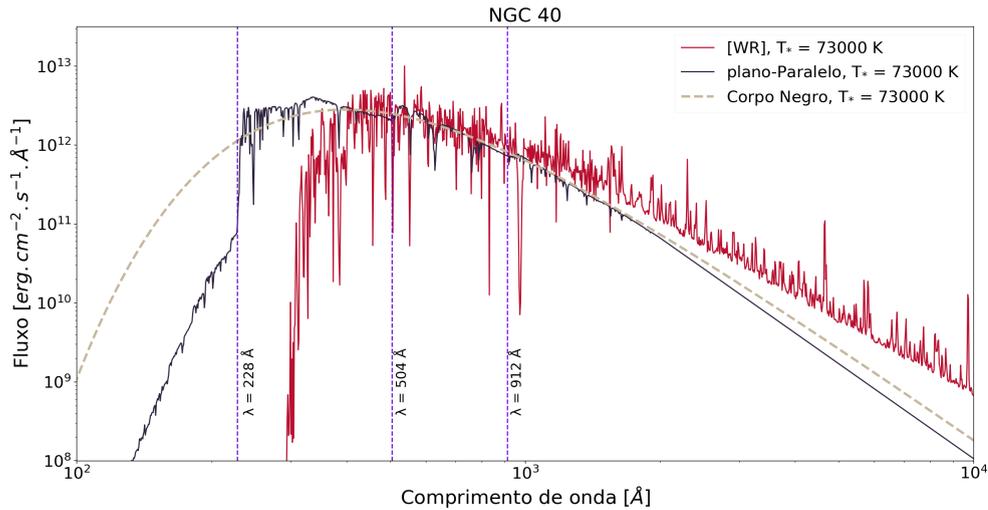


FIGURA 4.11. Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP NGC 40. Idem à Figura 4.2.

Na Tabela 4.18, apresentamos o número de fótons ionizantes produzidos por cada modelo de atmosfera. Ao analisarmos os valores obtidos, podemos constatar que as diferenças observadas no gráfico da Figura 4.11 se mantêm. Embora não existam distinções significativas entre os números de fótons ionizantes de H I por cada modelo, elas já começam a se tornar mais evidentes para He I e para He II temos um redução drástica do número de fótons produzido pelo modelo [WR] em relação aos demais.

TABELA 4.18. Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP NGC 40

Modelos	log $Q(\text{H I})$	log $Q(\text{He I})$	log $Q(\text{He II})$
corpo negro	47.59	47.17	45.68
plano-paralelo	47.59	47.19	44.26
[WR]	47.56	46.93	35.91

Desta forma, analogamente ao caso da NP NGC 5315, no caso desta nebulosa as diferenças entre os modelos são bastante significativas em termos dos espectros e número de fótons ionizantes. Na próxima seção avaliamos como ficam as previsões dos modelos de fotoionização ao utilizarmos estes modelos como fonte ionizante.

4.1.4.2 Análise nebulular

Diferentemente das NP estudadas até aqui, para esta nebulosa não fomos capazes de reproduzir de forma tão eficiente as razões de linhas observadas. Após diversas simulações, o conjunto de parâmetros que fomos capazes de obter que melhor ajustam as linhas observadas está apresentado na Tabela 4.19.

TABELA 4.19. Resultado dos modelos para NGC 40: Parâmetros

$\mathbf{T_*(K)}$	$\mathbf{L(L_\odot)}$	$\mathbf{\log r_0}$	$\mathbf{\log n_H}$	$\mathbf{d (pc)}$
73000	5000	17.80	4.0	1400

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas de Marcolino et al. (2007) e foram mantidas fixas. O raio nebulular $\log r_0$ e a densidade total de hidrogênio $\log n_H$ foram obtidos após diversos testes.

As razões de linhas observadas foram extraídas de Pottasch et al. (2003), que por sua vez as reuniram de outros trabalhos da literatura. Uma parte das medidas (atribuídas a Clegg et al. 1983) referem-se à mancha mais brilhante em luminosidade localizada a cerca de $14''$ a noroeste da estrela excitante, e são integradas em uma região de $8'' \times 12''$. Já as medidas atribuídas no artigo a Aller & Czyzak (1979) são tomadas com um diafragma $2'' \times 2''$ e correspondem a uma região de baixa excitação na nebulosa.

Nenhum dos nossos modelos foi capaz de ajustar de forma razoável as linhas do enxofre (p.e, [S II] λ 4068, 4076, 6716, 6730), nitrogênio ([N II] λ 6583.45) e argônio ([Ar III] 7135.79), embora o modelo de atmosfera em expansão tenha chegado mais perto que os demais (ver Tabela 4.20). A dificuldade de reproduzir as linhas de enxofre já tinha sido relatada por outros autores (ver por exemplo, Henry et al. 2015). Também podemos encontrar exemplos de autores que não obtiveram bons ajustes para a linha de nitrogênio proibida λ 6583.45 neste tipo de análise, por exemplo Bohigas (2012).

Na Figura 4.12 apresentamos uma comparação entre as razões de linhas previstas e observadas. Na Figura, vemos que embora os rms não estejam tão bons como nos casos anteriores, o modelo de atmosfera em expansão ainda ajusta de forma superior as

TABELA 4.20. Resultados dos modelos para NGC 40: Razões de linhas

Especie	λ (Å)	Observado ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	corpo negro ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	plano-paralelo ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	[WR] ($I_\lambda/I_{H\beta}$)
[S II]	4068.60	3.93	22.93	24.53	16.92
[S II]	4076.35	1.21	7.41	7.93	5.48
H I	4101.74	24.51	25.87	25.85	26.07
C II	4267.15	0.42	0.43	0.44	0.32
H I	4340.47	46.82	46.9	46.91	47.24
[O III]	4363.21	0.16	0.79	0.97	0.06
He I	4471.50	2.43	5.22	5.36	4.79
[O III]	5006.84	24.86	139.51	163.01	13.36
[Cl III]	5517.71	0.20	0.4	0.42	0.25
[Cl III]	5537.88	0.27	0.78	0.81	0.5
[N II]	5754.64	2.14	11.4	12.25	7.58
He I	5875.64	6.53	14.74	15.18	13.27
[S III]	6312.10	0.50	1.81	1.92	1.09
H I	6562.82	300.58	283.8	283.91	283.25
[N II]	6583.41	283.24	667.7	692.62	554.61
[S II]	6716.47	10.40	30.42	32.25	21.12
[S II]	6730.85	14.45	57.71	61.25	41.95
[Ar III]	7135.80	4.62	26.83	28.09	19.29
[O II]	7319.99	6.59	20.18	21.66	13.06
[O II]	7330.73	5.43	10.86	11.66	7.03

Da esquerda para a direita as colunas correspondem a: O nome das espécies (átomo/íon), o comprimento de onda de laboratório das mesmas, as razões de linhas observadas extraídas de Pottasch et al. (2003), e as três últimas colunas são as razões de linhas teóricas dos modelos indicados.

observações do que os demais. Visualmente, vemos que as razões de linhas são menos intensas para o modelo [WR], o que também se reflete no rms.

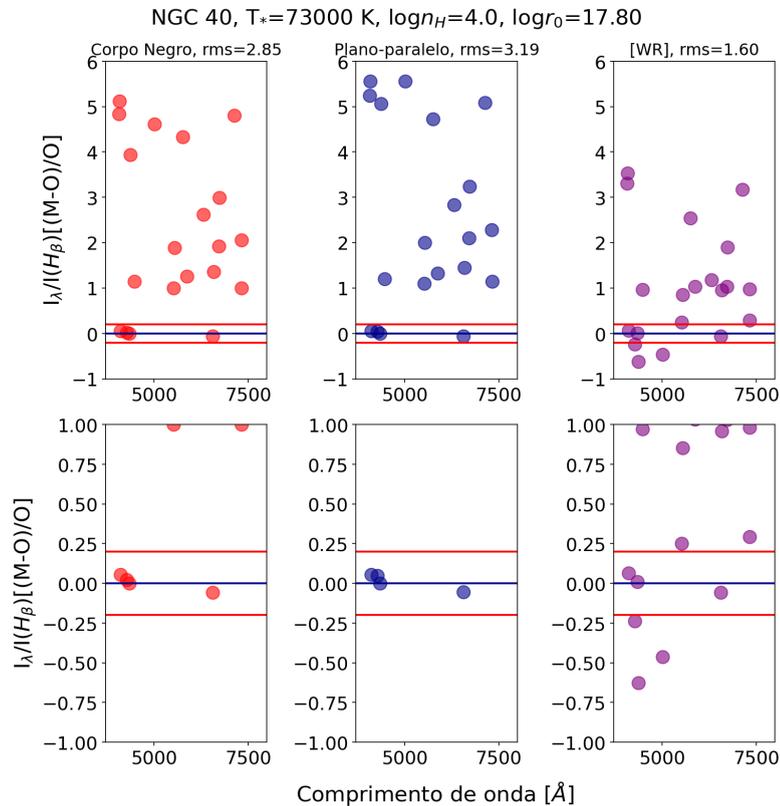


FIGURA 4.12. Análise das razões de linha para a NP NGC 40. Idem a Figura 4.3.

Portanto, podemos concluir que, embora os ajustes ainda não sejam ideais, o modelo [WR] é melhor que os demais, repetindo o resultado obtido para a NGC 5315 (outra NP do tipo “late-type” da amostra). A próxima nebulosa da amostra está em um regime de temperatura ainda mais baixo. Vejamos como ficam os resultados desta análise para este objeto.

4.1.5 BD +303639

A nebulosa planetária BD +303639 (Figura 4.13), também conhecida com estrela de hidrogênio de Campbell (“Campbell’s hydrogen star”), foi descoberta por William W. Campbell em 1893 e está localizada na direção da constelação do Cisne. Esta é uma nebulosa planetária de baixa excitação (Aller & Hyung 1995) alimentada por uma estrela Wolf-rayet do tipo [WC9] (Acker & Neiner 2003) e com uma massa estimada em $0.60 M_{\odot}$ (Crowther et al. 2006). A estrela central deste objeto possui uma taxa de perda de massa (\dot{M}) estimada em aproximadamente $5.00 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ combinada com uma velocidade terminal do vento (v_{∞}) de 700 km s^{-1} , e temperatura (T_*) estimada em 48060 K (Marcolino et al. 2007).

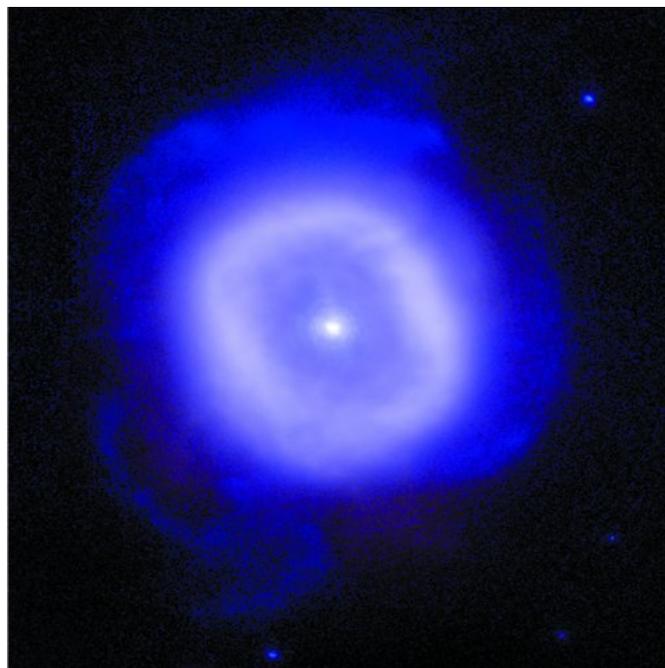


FIGURA 4.13. Nebulosa Planetária BD +303639. Figura de “Gemini North Observatory”⁵.

As estimativas para a distância desta nebulosa caem no intervalo que vai de 690 até cerca de 2800 parsec (e.g, Pwa et al. 1986; Bachiller et al. 1993; Kawamura & Masson

1996). No presente trabalho, adotamos o valor de 1200 parsec obtido por Marcolino et al. (2007) no cálculo do modelo [WR] para o objeto central desta nebulosa.

No que concerne à morfologia, esta nebulosa apresenta estruturas intrínsecas em forma de conchas elipsoidais com múltiplas saliências ao longo de direções específicas em alta latitude (Kastner et al. 2001).

Para esta estrela, também utilizamos um modelo de atmosfera calculado [WR] por Marcolino et al. (2007) utilizando o código CMFGEN. O modelo de corpo negro adotado possui exatamente a mesma temperatura e luminosidade. No entanto, não há modelos disponíveis na aproximação p-p da grade de modelos calculada por Rauch (2003), e, portanto, para este objeto a análise foi feita utilizando apenas as atmosferas de corpo negro e [WR].

Para a descrição da nebulosa planetária utilizamos os dados extraídos da literatura presentes na Tabela 4.21 a seguir.

TABELA 4.21. Parâmetros utilizados para descrição da Nebulosa Planetária BD +303639 no Cloudy

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
47000	5000	16.79	4.0	1200

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas da grade de Marcolino et al. (2007). O raio nebular (r_0) adotado inicialmente foi extraído de Freeman & Kastner (2016). Como não encontramos uma estimativa para a densidade total de hidrogênio ($\log n_H$), adotamos inicialmente um valor típico para NP (ver por exemplo, Osterbrock & Ferland 2006).

Por último, os parâmetros do modelo [WR] utilizado estão representados na Tabela 4.22 a seguir.

TABELA 4.22. Parâmetros atmosféricos da estrela central da nebulosa BD +303639

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$M_*(M_\odot)$	$\log g$	$\log \dot{M}$	$v_\infty(\text{km s}^{-1})$
47000	5000	1.0	0.60	4.15	-6.30	700

Todos dados da tabela foram extraídos de Marcolino et al. (2007). Exceto pela estimativa para a massa foi extraída de Crowther et al. (2006).

4.1.5.1 Análise do fluxo ionizante

As diferenças entre espectros teóricos para a estrela central desta NP começam a se tornar significativas já a partir do “threshold” de ionização do He I (ver Figura 4.14), como no caso das outras duas NP “late-type” da nossa amostra (NGC 5315 e NGC 40). Novamente, fica claro que o modelo de atmosfera em expansão apresentam

um fluxo cada vez menos intenso conforme se aproxima da região do extremo UV, em comparação ao modelo de corpo negro.

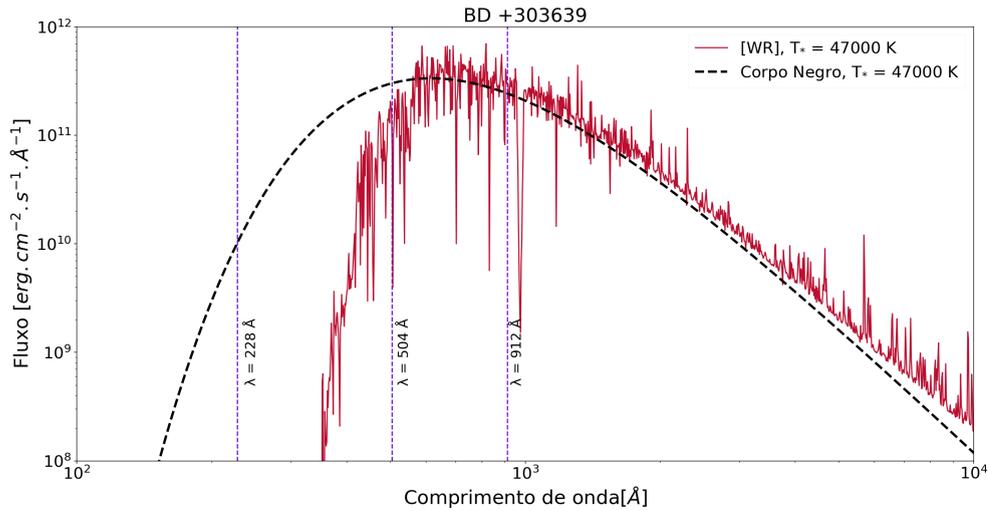


FIGURA 4.14. Análise diferencial dos modelos de atmosferas para a NP BD +303639. Idem à Figura 4.2.

Na Tabela 4.23, apresentamos o número de fótons ionizantes produzidos pelos modelos de atmosfera. Nela podemos ver que as diferenças entre os espectros se traduzem também no número de fótons ionizantes, sendo o número de fótons ionizantes de He II produzido pelo modelo [WR] drasticamente reduzido. Também vemos que o número de fótons ionizantes de He I é menor no caso [WR], mas que para o caso de H I os modelos apresentam valores bem próximos.

TABELA 4.23. Número de fótons ionizantes obtidos para os modelos de atmosferas utilizados para a NP BD +303639

Modelos	$\log Q(\text{H I})$	$\log Q(\text{He I})$	$\log Q(\text{He II})$
corpo negro	47.51	46.73	44.14
[WR]	47.45	45.97	32.24

Número de fótons ionizantes produzidos por cada modelo utilizado nos modelos de fotoionização.

Portanto, assim como no caso as outras NP mais frias das amostra ($T \lesssim 80000$ K), as diferenças entre os modelos é bastante significativa. Especialmente em termos do número de fótons ionizantes de He II. Na próxima seção, examinamos como ficam as previsões dos modelos de fotoionização ao utilizarmos estes modelos como fonte ionizante.

4.1.5.2 Análise nebular

Para esta NP, não conseguimos uma qualidade no ajuste das linhas em termos de rms tão boa quanto as que obtivemos para as primeiras NP apresentadas (NGC 5315, NGC 6905 e NGC 2867), embora tenhamos exaustivamente tentado otimizar os modelos através de diversas combinações para os valores do raio nebular e da densidade total de hidrogênio⁶. Na Tabela 4.24 apresentamos o conjunto de parâmetros para os quais conseguimos o melhor ajuste das razões de linhas observadas.

TABELA 4.24. Resultado dos modelos para BD +303639: Parâmetros

$T_*(\text{K})$	$L(L_\odot)$	$\log r_0$	$\log n_H$	d (pc)
47000	5000	17.27	4.2	1200

A temperatura (T), a luminosidade (L) e a distância (d) foram extraídas de Marcolino et al. (2007) e foram mantidas fixas. O raio nebular $\log r_0$ e a densidade total de hidrogênio $\log n_H$ foram obtidos após diversos testes.

As razões de linhas observadas para esta nebulosa foram extraídas de Aller & Hyung (1995). Todo o espectro óptico foi medido utilizando o espectrógrafo Hamilton Echelle, no telescópio de 3 m do Observatório Lick. As linhas medidas ficam no intervalo de comprimento de onda que vai de 3650 até 10050 . O tamanho do “slot” espectrógrafo adotado foi de aproximadamente $1.2'' \times 4.0''$ e é menor que a nebulosa.

Nenhum dos nossos modelos foi capaz de reproduzir de forma razoável as linhas do argônio ([Ar III] λ 7751.12, 7135.80), embora o modelo [WR] tenha sido bem mais eficiente do que o modelo de corpo negro (ver Tabela 4.25). As linhas do enxofre ([S II] λ 6730.85, 6716.47), novamente, também não foram bem ajustadas por nenhum dos modelos, embora o modelo de corpo negro tenha se saído melhor que o [WR] para essas linhas. No que diz respeito ao restante das linhas estudadas, com o modelo de atmosfera em expansão conseguimos um bom ajuste às observações (erro percentual de $\pm 20\%$).

Embora não tenhamos conseguido ajustar todas as linhas estudadas para esta nebulosa, pela Figura 4.15 podemos observar que o modelo de atmosfera em expansão nos retornou um ajuste muito mais eficiente do que o modelo de corpo negro. As razões de linhas obtidas com este modelo encontram-se muito mais próximas das observações do que as obtidas com o modelo de corpo negro, como podemos observar tanto visualmente, como em termos do rms.

⁶O demais parâmetros foram mantidos fixos.

TABELA 4.25. Resultados dos modelos para BD +303639: Razões de linhas

Especie	λ ()	Observado ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	corpo negro ($I_\lambda/I_{H\beta}$)	[WR] ($I_\lambda/I_{H\beta}$)
H I	4340.47	45.56	46.49	46.46
He I	4471.50	0.90	4.83	1.47
He I	4713.17	0.17	0.64	0.16
He I	4921.93	0.35	1.30	0.40
[Cl III]	5537.88	0.35	0.77	0.29
[N II]	5754.64	4.63	4.80	4.39
He I	5875.67	3.56	13.19	4.11
[N II]	6548.03	119.87	100.30	133.61
H I	6562.82	362.15	289.72	291.04
[N II]	6583.41	362.87	295.88	394.12
[S II]	6716.47	4.04	6.25	9.69
[S II]	6730.85	8.71	13.09	20.50
He I	7065.25	1.02	6.91	1.41
[Ar III]	7135.80	2.19	21.90	4.50
[O II]	7319.99	9.17	10.51	7.31
[Ar III]	7751.12	0.41	5.05	0.97

Da esquerda para a direita as colunas correspondem a: O nome das espécies (átomo/íon), o comprimento de onda de laboratório das mesmas, as razões de linhas observadas extraídas de Aller & Hyung (1995), e as duas últimas colunas são as razões de linhas teóricas dos modelos indicados.

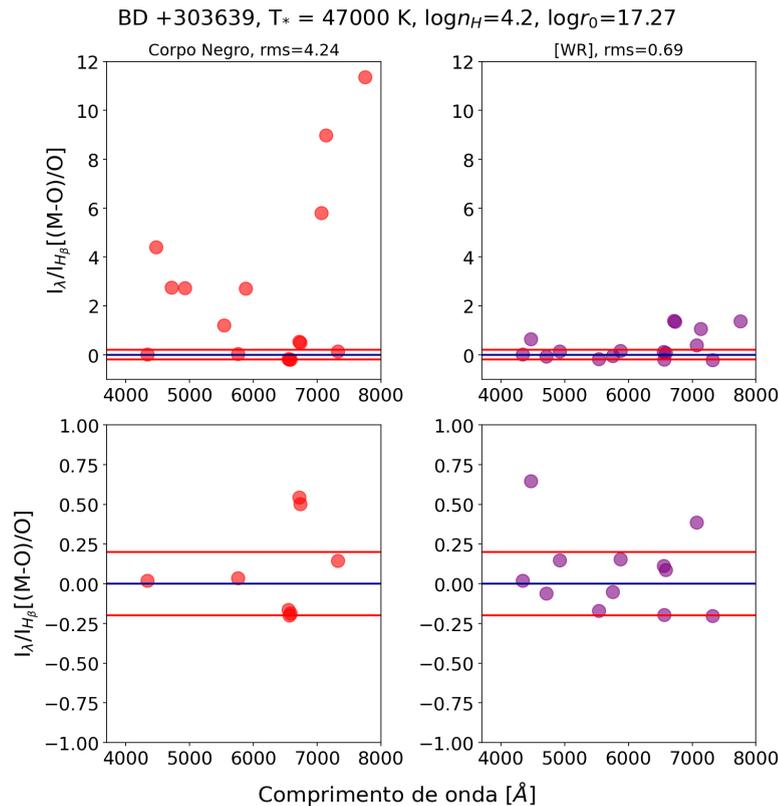


FIGURA 4.15. Análise das razões de linha para a NP BD +303639. Idem a Figura 4.3.

Desta forma, podemos concluir que para esta nebulosa, fez sim diferença à escolha do modelo de atmosfera na construção de um bom modelo de fotoionização. Levando

em conta os resultados para as outras nebulosas do mesmo tipo (“late-type”), essas conclusões indicam uma tendência dos modelos de fotoionização para nebulosas com estrelas centrais “late-type” de serem sensíveis a escolha do modelo de atmosfera.

4.2 Sumário dos resultados

A seguir, temos uma breve discussão a respeito da escolha dos modelos de atmosfera na modelagem de nebulosas fotoionizadas e em seguida resumimos as conclusões dos nossos resultados.

No Capítulo 1, introduzimos uma série de argumentos que serviram de motivação para o presente trabalho, entre eles os resultados obtidos por Howard et al. (1997) que realizaram uma análise nebular similar a que implementamos. Nós optamos por chamar atenção para este trabalho, pois ele serve de ilustração justamente para uma pergunta que desejamos responder neste capítulo. Afinal, a escolha do modelo de atmosfera faz diferença na modelagem de nebulosas fotoionizadas? No trabalho deles ainda é mencionado que após testarem diversos modelos de fotoionização usando como fonte ionizante diferentes tipos de modelos de atmosferas, não encontraram diferenças significativas nas previsões teóricas, e, portanto optaram por utilizar a aproximação de corpo negro. Além da aproximação de corpo negro, eles também usaram modelos ETL de Kurucz et al. (1991) e outros três modelos tipos de modelos não-ELT (Werner & Heber 1991; Clegg & Middlemass 1987; Husfeld et al. 1984).

A grade de modelos de Kurucz et al. (1991) consiste de um conjunto de modelos de atmosferas p-p estáticas e ETL. Já a grade de Werner & Heber (1991) considera o efeito de encobertamento (“line blanketing”) das linhas do CNO que afeta consideravelmente a estrutura de temperaturas da estrela e o nível de população dos átomos. A grade de Clegg & Middlemass (1987), embora consista de modelos não-ETL, considera apenas o efeito de encobertamento do hidrogênio. Por último, a grade de Husfeld et al. (1984) considera uma abundância solar e elementos até o CNO, mas não considera os efeitos de encobertamento. Estes modelos, portanto, possuem claras limitações em comparação aos modelos de atmosfera em expansão calculados com o CMFGEM utilizados no presente trabalho, que além de considerar o efeito do vento estelar, ainda leva em conta o efeito de encobertamento das linhas metálicas.

A amostra de nebulosas planetárias analisadas por eles é composta por nove nebulosas planetárias do halo galáctico (NPH), incluindo uma nebulosa hospedeira de uma estrela [WR], as quais já sabemos que possuem intensos ventos estelares, sendo no mínimo inconsistente aproximar sua atmosfera como um corpo negro ou por modelos ETL (Kurucz), como já havíamos discutido nos capítulos anteriores.

Na Figura 4.16, extraída de Howard et al. (1997), temos o logaritmo da razão entre intensidades das linhas previstas e observadas (eixo vertical) para sete linhas importantes indicadas (eixo horizontal). A conclusão obtida por Howard et al. (1997) a partir dessa figura é: *“Clearly, our results indicate that observed line strengths are suitably compatible with all four model atmosphere grids as well as blackbody continuum shapes adopted in the main paper”*.

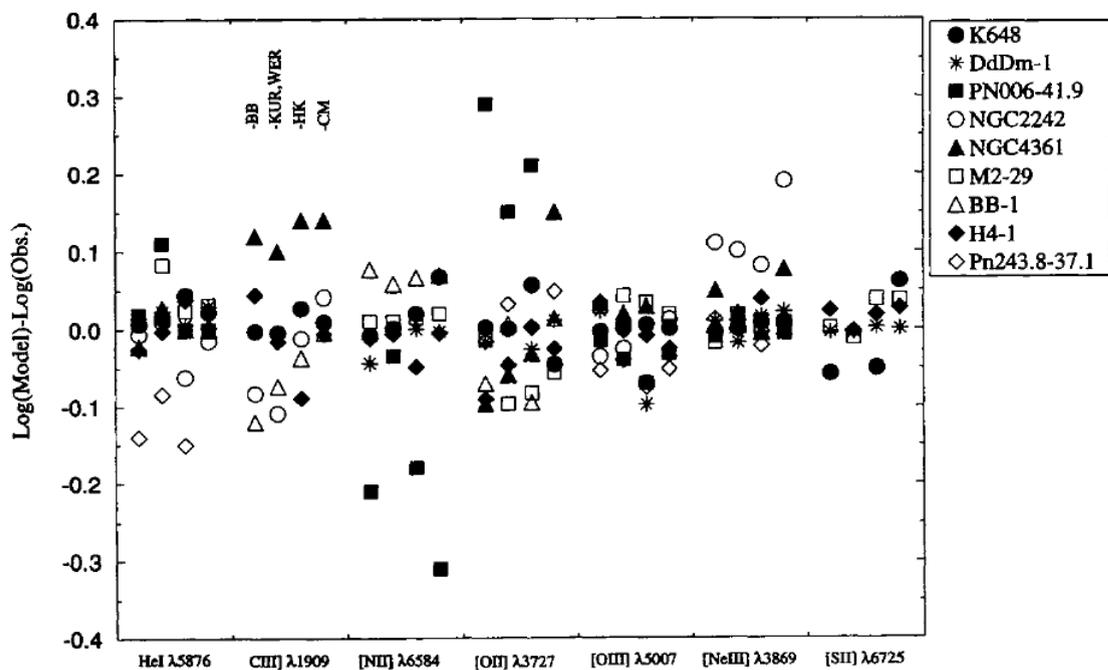


FIGURA 4.16. Comparação entre as intensidades previstas e observadas para sete linhas importantes nebulares importantes. Para cada intensidade linha individual, os símbolos correspondem respectivamente da esquerda para a direita aos modelos de corpo negro (BB), Kurucz ou Werner (KUR.WER), Husfield-Kudritzki (HK) e Clegg-Middlemass (CM). As NP são individualmente representadas pelos símbolos das legendas. Figura extraída de Howard et al. (1997).

Apesar da afirmação dos autores, eles não indicam, por exemplo, o rms dos ajustes, sendo esta conclusão baseada simplesmente na inspeção visual do gráfico em questão. Para algumas nebulosas, de fato a escolha dos modelos de atmosfera parece não importar no que diz respeito a reprodução de algumas linhas (p.e., a linha do He I 5875 na H4-1). No entanto, para outras, há desvios significativos em certas linhas.

Examinando a Figura 4.16, podemos ver por exemplo que, para a PN006 – 41.9, o modelo “KUR.WER” consegue um ajuste melhor para a linha [N II] λ 6584 do que os demais (próximo de 0.0, enquanto os outros estão aproximadamente abaixo de -0.2), mas para a linha [O III] λ 3727 o melhor ajuste aparece quando utilizado o modelo “CM” (próximo de 0.0, mas outros estão acima de 0.1).

Para a nebulosa Pn243.8 – 37.1, a escolha do modelo de atmosfera parece não importar, mas quando olhamos para a linha He I λ 5876, vemos que o modelo “CM” ajusta melhor as observações que os demais. Vemos que este modelo está aproximadamente em 0.0, enquanto os outros estão abaixo de -0.1.

Outro exemplo onde os modelos fazem um trabalho um pouco melhor que o corpo negro é para a linha C III] λ 1909 para a nebulosa NGC 2242. Pela Figura 4.16, podemos ver que os modelos “HK” e “CM” reproduzem um pouco melhor esta linha.

Ainda podemos encontrar exemplos de linhas que nenhum dos modelos parece reproduzir tão bem quanto as demais (pelo menos um dos modelos próximos de 0.0) para certas nebulosas, como por exemplo, a linha C III] λ 1909 para a nebulosa NGC 4361.

Analisando este trabalho podemos concluir então que, há sim diferenças entre os modelos e o corpo negro, mas os autores não quantificam.

No entanto, os modelos utilizados por Howard et al. (1997) são relativamente antigos, enquanto que o código CMFGEN é bem mais recente e não apresenta as limitações dos modelos citados, com dados atômicos mais recentes e com uma física mais robusta (vento, não-ETL e “line-blanketing” das linhas, incluindo metais).

Com as análises feitas neste capítulo, a pergunta que gostaríamos de responder é: Afinal, a escolha do modelo de atmosfera faz diferença na modelagem de nebulosas fotoionizadas?

A resposta para a pergunta parece ser: depende. Quando consideramos apenas as NP que hospedam estrelas [WR] com temperaturas maiores que 80000 K, a escolha do modelo de atmosfera parece não importar. O que significa que conseguiríamos ajustes bem parecidos para as observações independentemente do modelo de atmosfera escolhido.

Quando analisamos as NP com estrelas centrais mais frias ($T \lesssim 80000$ K) a história parece mudar. Vimos que a escolha do modelo de atmosfera para representar o objeto central impacta diretamente a qualidade dos modelos de fotoionização, onde os modelos de atmosfera em expansão produzem modelos superiores aos demais no que diz respeito ao ajuste das observações.

Além disso, podemos pensar no papel do vento estelar na interação entre o campo de radiação emergente e a nebulosa. Nas estrelas mais frias, parece que a opacidade adicional no EUV devido ao vento é proporcional a diminuição da temperatura, isto é, quanto mais fria, mais fótons ionizantes são absorvidos, principalmente de He II (ver Tabelas 4.3, 4.18 e 4.23). Isto acaba refletindo na intensidade das razões de linhas previstas como podemos ver, por exemplo, nas Figuras 4.15 e 4.3.

No caso das estrelas mais quentes da amostra, o vento estelar parece não ser suficiente para atenuar o fluxo emergente de forma tão significativa. Para justificar essa interpretação podemos observar o número de fótons ionizantes presentes nas Tabelas 4.13 e 4.8. Além disso, podemos ver claramente que a intensidade das linhas previstas é praticamente a mesma independente dos modelos de atmosferas utilizados (ver Figuras 4.9 e 4.6).

No entanto, embora tenhamos chegado a um vislumbre da resposta almejada, é necessário analisar uma amostra maior de NP com estrelas centrais do tipo [WR] para sermos mais contundentes nas afirmações. Além disso, podemos considerar como limitações em nossos modelos o fato de mantermos a temperatura e a luminosidade fixas, e de adotarmos uma mesma abundância química para todas as nebulosas. Uma luminosidade constante para todos os modelos e uma distância extraída da literatura implica que nem sempre o fluxo em H_β será compatível com o observado. Ademais, como vimos no Capítulo 2 ao discutirmos o trabalho de Thomas Rauch, ao se usar um corpo negro para conseguirmos reproduzir o fluxo do no EUV precisaríamos de mais de uma curva com temperaturas diferentes. Por último, as nebulosas planetárias na natureza obviamente possuem abundâncias químicas diferentes.

Capítulo 5

Conclusão e Perspectivas

No presente trabalho, analisamos diferencialmente um conjunto de modelos de atmosferas em termos dos seus espectros teóricos e número de fótons ionizantes de H I, He I e He II. Ademais, investigamos linhas nebulares previstas por modelos de fotoionização ao utilizarmos como fonte ionizante as aproximações de corpo negro, plano-paralela (TMAP) e [WR] (CMFGEN), para cinco NP com estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet (NGC 5315, NGC 6905, NGC 2867, NGC 40 e BD +303639).

No Capítulo 2, demonstramos que existem diferenças entre os espectros teóricos dos modelos de atmosferas, tanto graficamente, como em termos dos números de fótons ionizantes. Como utilizamos para cada conjunto de modelos, dois modelos de atmosfera em expansão diferentes apenas em termos da perda de massa, também foi possível avaliar o efeito do vento estelar no fluxo emergente que chega para a nuvem.

Constatamos que, para os modelos de atmosfera [WR] mais frios ($T \lesssim 100\text{kK}$), o vento desempenha um papel importante na retirada de fótons do campo de radiação procedente da estrela central, especialmente na região do extremo UV (p.e, Figuras 2.6 e 2.8). Como consequência, o número de fótons ionizantes de He II é bastante atenuado. Nestes casos, os modelos de corpo negro e atmosfera p-p dispõem de um número muito maior de fótons nesta região (ver Tabela 2.4).

No caso dos modelos mais quentes estudados ($T \gtrsim 150\text{kK}$), as diferenças entre os espectros era menor, o que vimos ser traduzido para o número de fótons ionizantes (p.e, Figuras 2.10 e 2.13). Nem mesmo os modelos de atmosfera em expansão com maiores taxas de perda de massa, neste regime de temperatura, perdiam tantos fótons na região

do extremo UV como acontecia caso dos modelos mais frios. Desta forma, concluímos que em termos de fótons ionizantes, não vemos diferenças tão significativas entre os modelos, e que o vento não é tão eficiente na retirada de fótons como acontece para os modelos de menor temperatura, como podemos ver na Tabela 2.4. Essas constatações também aparecem quando analisamos diferencialmente os espectros das NP da nossa amostra.

Com os resultados obtidos com a análise nebular, podemos afirmar que, em alguns casos, a escolha do modelo de atmosfera parece de fato impactar a qualidade do ajuste das razões de linhas às observações.

Para as NP com as estrelas centrais mais frias ($T \lesssim 80000$ K), vimos que com os modelos de atmosfera em expansão conseguimos reproduzir as observações de forma bem mais eficiente do que com os demais (ver por exemplo, Figura 4.3 e 4.15). No entanto, quando estudamos essa configuração no âmbito das NP com estrelas centrais em um regime de maiores temperaturas ($T \gtrsim 140000$ K), a escolha do modelo de atmosfera parece não fazer diferença, significando que conseguiríamos um ajuste similar das observações, independentemente dos modelos utilizados.

Cabe neste espaço também mencionar que, ao longo do percurso do presente trabalho, tivemos alguns problemas e desafios. Na construção dos modelos de fotoionização, por exemplo, alguns testes exigiram horas de desempenho computacional para serem realizados. Além disso, para algumas nebulosas (p.e, NGC40), embora tenhamos exaustivamente tentado otimizar a qualidade do ajuste das razões de linhas previstas, não conseguimos reproduzir tão bem as observações como no caso de outras NP da amostra (p.e, NGC 5315).

Para obter uma melhora geral em nossos modelos de fotoionização, nos quais tivemos problemas em reproduzir certas linhas, acreditamos que seria necessário levar em conta outros fatores que não consideramos no presente trabalho (p.e, uma geometria mais realista, a razão de poeira e abundâncias químicas específicas para cada nebulosa). Outra possibilidade, seria a construção de modelos mais complexos, por exemplo, uma modelagem multidimensional detalhada de cada nebulosa, além de testar parâmetros diferentes para a estrela central e vento.

Para concluir, acreditamos que este trabalho fornece uma perspectiva importante de ser reportada. Nossas conclusões indicam que na construção dos modelos de fotoionização para nebulosas planetárias com estrelas centrais do tipo Wolf-Rayet, uma escolha arbitrária de modelo de atmosfera para representar o objeto central pode impactar de forma significativa a reprodução das observações. Mostramos ainda que o vento estelar desempenha um papel importante na atenuação da radiação ionizante que emerge para a nebulosa, especialmente para estrelas centrais com temperaturas abaixo de 80000 K.

Em um projeto futuro, uma amostra maior de estrelas pode ser analisada, possibilitando assim uma resposta mais contundente a respeito das conclusões apresentadas, além da construção de modelos de fotoionização mais sofisticados.

Referências Bibliográficas

- Acker, A., & Neiner, C. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 403, 659
- Aller, L., Keyes, C., Ross, J., & O'Mara, B. 1981, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 197, 647
- Aller, L. H., & Czyzak, S. J. 1979, *Astrophysics and Space Science*, 62, 397
- Aller, L. H., & Hyung, S. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 276, 1101
- Bachiller, R., Huggins, P., & Cox, P. 1993, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 46, 420
- Bertolami, M. M., & Althaus, L. G. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 454, 845
- Bianchi, L. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 253, 447
- Bohigas, J. 2008, *The Astrophysical Journal*, 674, 954
- Bohigas, J. 2012, *Revista mexicana de astronomía y astrofísica*, 48, 267
- Böhm-Vitense, E. 1992, *Introduction to Stellar Astrophysics: Volume 3*, Vol. 3 (Cambridge University Press)
- Bouret, J.-C., Hillier, D., Lanz, T., & Fullerton, A. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 544, A67
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 2017, *An introduction to modern astrophysics* (Cambridge University Press)
- Clegg, R., & Middlemass, D. 1987, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 228, 759

- Clegg, R., Seaton, M., Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1983, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 205, 417
- Crowther, P., De Marco, O., & Barlow, M. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 296, 367
- Crowther, P. A., Morris, P., & Smith, J. 2006, *The Astrophysical Journal*, 636, 1033
- Cuesta, L., Phillips, J., & Mampaso, A. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 267, 199
- Danehkar, A. 2014, *Evolution of planetary nebulae with WR-Type central stars* (Macquarie University (Australia))
- de Boer, K., & Seggewiss, W. 2021, in *Stars and Stellar Evolution* (EDP Sciences), 141–166
- D’Odorico, S., Cristiani, S., Dekker, H., et al. 2000, in *Discoveries and Research Prospects from 8-to 10-Meter-Class Telescopes*, Vol. 4005, SPIE, 121–130
- Eisberg, R., & Resnick, R. 1979, Campus, Rio de Janeiro
- Feibelman, W. A. 1996, *The Astrophysical Journal*, 472, 294
- Ferland, G., Chatzikos, M., Guzmán, F., et al. 2017, *Revista mexicana de astronomía y astrofísica*, 53
- Ferland, G. J. 2003, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41, 517
- Freeman, M., & Kastner, J. H. 2016, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 226, 15
- Gómez-González, V., Rubio, G., Toalá, J., et al. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 509, 974
- Goswami, A., & Reddy, B. E. 2010, *Principles and perspectives in cosmochemistry*, Vol. 16 (Springer)
- Gray, D. F. 2021, *The observation and analysis of stellar photospheres* (Cambridge university press)
- Habing, H. J., & Olofsson, H. 2013, *Asymptotic giant branch stars* (Springer Science & Business Media)

- Hamann, W.-R. 1996, *Astrophysics and Space Science*, 238, 31
- Henry, R., Balick, B., Dufour, R., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 813, 121
- Herwig, F. 2001, *Astrophysics and Space Science*, 275, 15
- Hillier, D. J., & Miller, D. L. 1998, *The Astrophysical Journal*, 496, 407
- Howard, J. W., Henry, R., & McCartney, S. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 284, 465
- Hubeny, I., & Mihalas, D. 2014, *Theory of stellar atmospheres: An introduction to astrophysical non-equilibrium quantitative spectroscopic analysis*, Vol. 26 (Princeton University Press)
- Husfeld, D., Kudritzki, R., Simon, K., & Clegg, R. 1984, *Astronomy and Astrophysics*, 134, 139
- Iben, I., & Renzini, A. 1983, *Annual review of Astronomy and Astrophysics*, 21, 271
- Iben Jr, I. 1967, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 5, 571
- Kaler, J. 1983, *The Astrophysical Journal*, 271, 188
- Kastner, J. H., Vrtilik, S. D., & Soker, N. 2001, *The Astrophysical Journal*, 550, L189
- Kawamura, J., & Masson, C. 1996, *The Astrophysical Journal*, 461, 282
- Keller, G. R., Bianchi, L., & Maciel, W. J. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 1379
- Keller, G. R., Herald, J. E., Bianchi, L., Maciel, W. J., & Bohlin, R. C. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418, 705
- Kurucz, R., Philip, A., Uggren, A., & Janes, K. 1991, L. Davis press, Schenectady, New York
- Kwok, S. 2000, *The origin and evolution of planetary nebulae/Sun Kwok*. Cambridge; New York: Cambridge University Press
- Lamers, H. J., Cassinelli, J. P., & Cassinelli, J. 1999, *Introduction to stellar winds* (Cambridge university press)
- Lee, S.-J., & Hyung, S. 2008, *Journal of the Korean earth science society*, 29, 419

- Leuvenhagen, U., & Hamann, W.-R. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 330, 265
- Madonna, S., García-Rojas, J., Sterling, N., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 471, 1341
- Marcolino, W., Hillier, D., De Araujo, F., & Pereira, C. 2007, *The Astrophysical Journal*, 654, 1068
- Marigo, P., Bernard-Salas, J., Pottasch, S., Tielens, A., & Wesselius, P. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 619
- Méndez, R., Michaud, G., & Tutukov, A. 1991, in *IAU Symp*, Vol. 145, Kluwer G. Michaud, A. Tutokov (eds.), 375
- Miller, T. R., Henry, R. B., Balick, B., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 830, 9
- Monteiro, H., & Falceta-Gonçalves, D. 2011, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 7, 446
- Morisset, C. 2016, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 12, 43
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics Of Gas Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University science books)
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Delgado-Inglada, G. 2017, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 129, 082001
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., & Esteban, C. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 150, 431
- Pena, M., Ruiz-Escobedo, F., Rechy-Garcia, J. S., & Garcia-Rojas, J. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 000, 15
- Pena, M., Stasinska, G., Esteban, C., et al. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 337, 866
- Pottasch, S., Beintema, D., Salas, J. B., Koornneef, J., & Feibelman, W. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 393, 285
- Pottasch, S., Bernard-Salas, J., Beintema, D., & Feibelman, W. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 409, 599
- Pwa, T., Pottasch, S., & Mo, J.-E. 1986, *Astronomy and Astrophysics*, 164, 184

- Rauch, T. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 403, 709
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 96, 269
- Stancliffe, R. J. 2005, PhD thesis, University of Cambridge
- Stasinska, G. 2007, arXiv preprint arXiv:0704.0348
- Tylenda, R., Acker, A., & Stenholm, B. 1993, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 102, 595
- Tylenda, R., Siódmiak, N., Górny, S., Corradi, R., & Schwarz, H. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 405, 627
- Uzundag, M., Córscico, A. H., Kepler, S., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 655, A27
- Weidmann, W., & Gamen, R. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 526, A6
- Weidmann, W. A., Mari, M., Schmidt, E. O., et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 640, A10
- Werner, K., Deetjen, J. L., Dreizler, S., et al. 2002, arXiv preprint astro-ph/0209535
- Werner, K., & Heber, U. 1991, Kluwer, London, p.341
- Ziólkowski, J., & Zdziarski, A. A. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 499, 4832

Apêndice A

O espectro das Nebulosas Planetárias

Vimos que as estrelas que formam as Nebulosas Planetárias possuem massas entre 0.8 e 8 M_{\odot} , sendo classificadas como estrelas de baixa massa ou massas intermediárias. Os espectros ópticos dessas estrelas são fotosféricos, significando que são compostos basicamente pelo continuum e linhas de absorção. No entanto, diferentemente dos espectros das estrelas que as formam, o espectro óptico das nebulosas planetárias é dominado por linhas de emissão.

As linhas de emissão ocorrem quando átomos ou íons realizam transições de um estado ligado eletrônico para outro estado ligado de menor energia. Quando uma transição acontece entre dois estados eletrônicos ligados, normalmente são referidas na literatura como transições ligado-ligado. Acontece que no interior estelar, os elétrons em um átomo encontram-se distribuídos em diversos níveis de energia devido as altas densidades de partículas e radiação. Dentro das estrelas, estes elétrons ligados podem ser excitados tanto por elétrons livres colidindo com os átomos, ou absorvendo fótons. No entanto, no meio interestelar, as densidades de partículas e radiação que são altas no interior estelar são muito baixas, e as populações de distribuições de elétrons ligados podem estar longe da condição de equilíbrio termodinâmico dada pela equação de Boltzmann $n_{nl} = n_{1s}(2l + 1)e^{-E_n/kT}$ (Kwok 2000).

No meio interestelar a única fonte disponível de radiação visível ou UV vem da luz diluída das estrelas, a qual geralmente não é forte o suficiente para excitação estimulada

por fótons ser significativa. Desta maneira, a única forma que um elétron ligado pode ser encontrado excitado é se isto ocorreu por uma excitação colisional a partir de um nível mais baixo, ou como consequência de uma recombinação entre um elétron livre e um próton (Kwok 2000).

As linhas no espectro nebular emitidas como resultado de excitação colisional são chamadas de linhas colisionalmente excitadas ("Collisional Excited Lines", CELs), e aquelas emitidas por recombinação são chamadas de linhas de recombinação ("Recombination Lines", RLs). É sobre esses dois tipos de linhas encontradas nos espectros das Nebulosas Planetárias que dedicamos os dois próximos tópicos desta seção.

A.0.1 Linhas de recombinação (RLs)

Segundo Kwok (2000), uma vez que a excitação do átomo de hidrogênio não é possível por colisão sob condições nebulares e a radiação interestelar disponível na região do visível não é suficiente para a excitação por absorção estimulada ser significativa, a única forma que um átomo de hidrogênio pode ser encontrado em um estado excitado é por recombinação. Após uma recombinação direta, o átomo irá descer em cascata para níveis mais baixos através de uma série de emissões espontâneas produzindo assim linhas de recombinação.

De uma perspectiva geral, quando elétrons livres são capturados por íons e vão descendo dos níveis excitados para os níveis mais baixos emitindo fótons ao longo deste processo, estas transições irão produzir inevitavelmente linhas de recombinação. Como estas linhas tipicamente satisfazem as regras de seleção para uma transição de dipolo elétrico, elas também são conhecidas como linhas permitidas. Nas nebulosas, a maioria das linhas de recombinação brilhantes em emissão no espectro pertencem ao hidrogênio e hélio, e, embora metais como carbono, nitrogênio e oxigênio também possam produzir esse tipo de linha, as abundâncias desses elementos em relação ao hidrogênio e hélio são muito pequenas, então as RLs destes elementos são muito mais fracas (Peimbert et al. 2017).

O coeficiente de emissão de uma linha de recombinação, $j_{nn'}$, é dado por:

$$j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} n(X^{+i}) n_e \alpha_{nn'}^{eff} \quad (\text{A.1})$$

Onde $h\nu_{nn'}$ é a diferença de energia entre dois níveis e $\alpha_{nn'}^{eff}$ representa o coeficiente efetivo de recombinação.

O fluxo total observado em H_β a partir de uma nebulosa opticamente fina de raio R e distância D é dado por:

$$F_{H_\beta} = \left(\frac{R^3 \epsilon}{3D^2} \right) h\nu_{H_\beta} n_e n_p \alpha_{H_\beta}^{eff} \quad (\text{A.2})$$

Nesta equação, o fator de cobertura ϵ é introduzido para levar em conta que a densidade de elétrons talvez não contribua uniformemente pela esfera (Kwok 2000).

No espectro de nebulosas ionizadas podemos encontrar diversas linhas de recombinação e alguns exemplos são: linhas de H I (e.g, H_α em 6563 , H_β em 4861 , H_γ em 4340), linhas de He I (e.g, 5875 e 4471), linhas de He II (e.g, 4686), linhas de O I (e.g, 8446 e 8447), linhas de O II (e.g, 4639, 4642, 4649), linhas de O III (e.g, 3265), linhas de N II (e.g, 4237 e 4242), linhas de Ne II (e.g, 3694).

Segundo Peimbert et al. (2017), os fótons de H I emitidos por recombinação em uma nebulosa fotoionizada podem ou não podem escapar. No caso de uma nebulosa opticamente fina, todos os fótons irão escapar, e esta situação é conhecido como Caso A. Por outro lado, se uma nebulosa for opticamente espessa, todos fótons de hidrogênio da série de Lyman serão absorvidos, e esta configuração é chamada de Caso B.

A.0.2 Linhas colisionalmente excitadas (CELs)

Como mencionamos nos tópicos acima, as abundâncias dos metais são muito menores que as do hidrogênio. Contudo, as linhas atômicas colisionalmente excitadas nas NP são tão intensas quantos as RLs de hidrogênio, e isto se deve aos processos colisionais que são muitas ordens de magnitudes mais rápidos do que os de recombinação (Kwok 2000).

Diferentemente do que acontece com os elementos hidrogênio e hélio, o que torna relativamente fácil atingir os estados excitados em alguns íons de elementos pesados através de colisões com elétrons é o fato das energias dos primeiros níveis excitados deles estarem dentro de poucos eV de diferença do estado fundamental. Dentro das

nebulosas, quando átomos excitados através de colisões decaem por transições radiativas são produzidas as linhas colisionalmente excitadas observadas nos seus espectros. Nos laboratórios da Terra a obtenção desse tipo de linha não é possível devido as densidades serem altas demais, mas a densidade relativamente baixa das nebulosas ionizadas permite que estas transições ocorram, mesmo com a probabilidade de transição dessas linhas seja baixa. Algumas destas transições, aquelas produzidas na região do óptico, são proibidas pela regra de seleção de paridade ($\Delta L = \pm 1$), então as linhas emitidas são frequentemente chamadas de linhas proibidas e são indicadas por um colchete em cada extremidade da nomenclatura (e.g, [OIII] λ 5007, [NII] λ 6385). As CELs que surgem no espectro nebular violando apenas a regra de seleção do spin ($\Delta S = 0$) são indicadas por um colchete no final da nomenclatura (e.g, OIII] $\lambda\lambda$ 1661,1666) e são chamadas semi-proibidas (Peimbert et al. 2017).

O coeficiente de emissão de uma CEL produzido por uma transição radiativa de um nível k para um nível l é dado por:

$$j_{kl} = \frac{n\nu_{kl}}{4\pi} f_k A_{kl} n(X^{+i}) \quad (\text{A.3})$$

Onde f_k é a fração dos íons X^{+i} no nível superior, k , e A_{kl} é a probabilidade de transição espontânea do nível k para o l . Uma discussão detalhada sobre este assunto por ser encontrada na literatura clássica sobre nebulosas fotoionizadas (por exemplo, Kwok 2000; Osterbrock & Ferland 2006; Stasinska 2007).

Na próxima sessão apresentamos os resultados obtidos nos nossos modelos de fotoionização ao se fixar um conjunto de parâmetros nebulares, mudando apenas a fonte ionizante. O objetivo é avaliar como ficam as previsões das razões de linhas ($I_\lambda/I_{H\beta}$) ao se utilizar cada tipo de fonte ionizante - Corpo Negro, p-p e [WR], e também a influência da temperatura e do vento estelar neste processo.