

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

Evolução de Progenitoras de Anãs Brancas
Massivas e Ultramassivas com modelos MESA

Ana C Antonini Santa Rosa

Porto Alegre

2023

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

Evolução de Progenitoras de Anãs Brancas Massivas e Ultramassivas com modelos MESA

Ana C Antonini Santa Rosa

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
à Universidade Federal do Rio Grande do Sul,
como requisito necessário para obtenção do grau
de Bacharel em Física.

Orientadora: Prof^a. Dra. Alejandra Daniela
Romero

Porto Alegre

2023

Agradecimentos

Há tanta gente que fez de mim quem sou e que me auxiliou nesse caminho, de forma que qualquer tentativa de agradecimento ficaria ou demasiadamente longa, ou incompleta. Opto por ser breve, e peço perdão àqueles que não nomeio. O sentimento permanece.

Dentre aqueles que nomeio, agradeço primeiramente à minha mãe, Cinzia, que sempre fez o que estava dentro - e fora - de seu alcance para me dar todas as oportunidades que tive. Sem seu amor e apoio, eu jamais teria chegado até aqui. Obrigado pelo encorajamento e ajuda para perseguir meus sonhos, e por ter ajudado a cultivar em mim as ferramentas necessárias para fazê-lo, para permanecer nessa empreitada mesmo quando tudo parecia ser difícil demais. Obrigado por sempre ter estado comigo, mesmo quando a presença física não era possível.

Agradeço também à minha tia Yasmine, que apoiou minha entrada e permanência nas ciências. Obrigado pela mentoria, pelas dicas, conselhos e por toda a torcida e confiança em mim.

À galerinha do coração. Minhas amigas das artes, Yaya e Victor, por se orgulharem de mim e me ouvirem com entusiasmo. Obrigado pela paciência em tentar me entender. Ao meu grande amigo Pedro e minha pequena amiga Ariel, por toda a troca de conhecimentos interdisciplinares. Às demais amizades espalhadas pelo país e pelo mundo, de quem mesmo com o pouco contato guardo enorme carinho. Obrigado por insistirem em permanecer na minha vida, mesmo com toda a distância física, mesmo com todos os meus afastamentos por falta de energia e tempo. Amo vocês e os carregarei junto ao peito por toda a vida.

A Dri, pela poesia.

Às novas amizades forjadas em meio ao caos e à gritaria desse curso. À galerinha que estive comigo desde o início e aqueles que apareceram na minha vida já agora, nessa reta final: Nati, André, Carol, Isa, Miguel, Thaís, Xavier. Obrigado por toda a troca, por todo compartilhamento de indignações, risadas e surtos. Por toda a acolhida nesse estado.

Às meninas do grupo de pesquisa, Lari e Gabi. Obrigado por toda a troca, por todo compartilhamento de indignações, risadas, surtos e experiência. Conviver com vocês me faz não apenas um cientista, mas uma pessoa melhor.

A very, very special thanks to Ben Pepper, for all the patience and kindness in helping me to understand and get started with MESA. I wouldn't have been able to do all of this work without your lessons.

A Raf, por todo o apoio, carinho e suporte. Obrigado pelas louças e mini faxinas inesperadas, por me impedir de surtar 34234523 vezes e dar razão aos surtos que de fato aconteceram. Obrigado por não apenas tolerar, mas celebrar minhas esquisitices. Por fazer dessa cidade mais do que apenas o lugar onde vim estudar. Por ter tornado esses últimos seis meses tão cheios de risadas e alegria. Por todo o amor.

A todos aqueles que de alguma forma me moldaram e me ajudaram nessa jornada, o meu mais sincero e carinhoso obrigado

*“This is the way the world ends
This is the way the world ends
This is the way the world ends
Not with a bang but with a
whimper” - T.S. Eliot*

Resumo

Anãs Brancas são os remanescentes estelares mais comuns no universo, correspondendo ao destino final de mais de 95% das estrelas da Galáxia. Estudos das estrelas Anãs Brancas podem ser utilizados para determinar idades de populações estelares e construir relações massa inicial - massa final, determinando a massa inicial mínima para a formação de supernovas Tipo II e conseqüentemente a taxa de supernovas na Galáxia. Para Anãs Brancas de massas baixas e intermediárias, a literatura é rica em modelos completamente evolutivos, mas o número de trabalhos dedicados a Anãs Brancas massivas provindas de evolução prévia completa torna-se drasticamente escasso, existindo apenas um pequeno número de trabalhos que levam a evolução das progenitoras além do AGB. Neste trabalho foram calculadas doze seqüências de modelos desde a pré-Seqüência Principal até a curva de resfriamento das Anãs Brancas, para metalicidades $Z=0.01$ e $Z=0.02$, utilizando para isso o código MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics). Da evolução de seqüências de massas iniciais entre 6 e $7.3 M_{\odot}$, resultam Anãs Brancas com massas entre 0.934 e $1.085 M_{\odot}$ e núcleos de C/O ou C/O/Ne. Das seqüências com metalicidade $Z=0.01$ resultam Anãs Brancas com massas quase 5% mais altas do que para as de $Z=0.02$ com mesma massa inicial. Além das seqüências que alcançam a curva de resfriamento das Anãs Brancas, quatorze outras seqüências que evoluem pelo menos até a fase de pulsos térmicos do AGB foram calculadas.

Palavras-chave: evolução estelar; estrelas; Anãs Brancas; modelagem numérica

Abstract

White Dwarfs are the most common stellar remnants in the universe, representing the ultimate fate of over 95% of the stars in the Galaxy. Models of these stars can be employed to determine the ages of stellar populations and establish initial-final mass relationships, thereby determining the minimum initial mass for the formation of Type II supernovae and, consequently, the supernova rate in the Galaxy. While the literature is rich in fully evolutionary models for low and intermediate-mass White Dwarfs, the number of works dedicated to massive White Dwarfs resulting from complete previous evolution becomes drastically scarce, with only a small number of studies extending the progenitor's evolution beyond the Asymptotic Giant Branch (AGB). In this study, twelve sequences of models were computed from the pre-Main Sequence to the White Dwarf cooling curve for metallicities $Z=0.01$ and $Z=0.02$, using the MESA code (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics). The evolution of sequences with initial masses ranging from 6 to $7.3 M_{\odot}$ resulted in White Dwarfs with masses between 0.934 and $1.085 M_{\odot}$ and cores composed of C/O or C/O/Ne. Sequences with a metallicity of $Z=0.01$ produced White Dwarfs with masses almost 5% higher than those with $Z=0.02$ for the same initial mass. In addition to the sequences that reach the White Dwarf cooling curve, fourteen other sequences that evolve at least up to the thermal pulsing stage of the AGB were calculated.

Keywords: stellar evolution ; white dwarfs; numerical modeling

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Evolução Estelar	1
1.2	Anãs Brancas	3
2	Metodologia	6
2.1	O Código	6
2.2	Os Ingredientes Físicos	7
3	Resultados e Discussão	10
3.1	Sequências Evolutivas	10
3.2	Composição Química na Etapa de Anã Branca	11
3.3	Metalicidade	14
3.4	Esquema de Ventos	15
3.5	Relação Massa Inicial - Massa Final	16
4	Conclusões e Perspectivas Futuras	20
	Referências	22

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Esquema dos diferentes caminhos evolutivos que uma estrela pode seguir, dependendo de sua massa. Adaptado do site da ESA	1
Figura 1.2 – Histograma para a densidade numérica de distribuição de Anãs Brancas por massa no SDSS - DR12. Linhas vermelhas mostram os intervalos de incerteza -1σ e $+1\sigma$. A linha tracejada azul é a distribuição reportada por Rebassa-Mansergas et al. (2015). Figura adaptada de Kepler et al. (2016)	4
Figura 2.1 – Esquema de como MESA fatia uma estrela em células e interfaces e onde diversas variáveis são calculadas. Adaptado de Paxton et al. (2011)	7
Figura 3.1 – Diagrama HR da evolução de sequências com 6, 6.5, 7, 7.1, 7.15, 7.2, 7.25 e 7.3 M_{\odot} e $Z = 0.02$, desde a pré-Sequência Principal até a curva de resfriamento das Anãs Brancas	12
Figura 3.2 – Perfis de Abundância Final para sequências com massas iniciais entre 6 e 7.1 M_{\odot} e $Z = 0.02$	13
Figura 3.3 – Perfis de Abundância Final para sequências com massas iniciais entre 7.15 e 7.3 M_{\odot} e $Z = 0.02$	13
Figura 3.4 – Diagrama HR para sequências de $M_i = 6$ e $6.5 M_{\odot}$ com $Z = 0.01$ e $Z=0.02$, mostrando a evolução das sequências desde a pré-sequência principal até a curva de resfriamento das Anãs Brancas	14
Figura 3.5 – Perfis de Abundância Finais para estrelas de massa inicial 6 e $6.5 M_{\odot}$ e metalicidades $Z = 0.01$ e $Z=0.02$	15
Figura 3.6 – Massa em função da idade da estrela (em milhões de anos), para sequências de massa inicial igual a $8M_{\odot}$ e diferentes $\eta_{Blocker}$	17
Figura 3.7 – perfis de abundância química para o último modelo calculado para sequência de massa inicial igual a $8M_{\odot}$ e diferentes parâmetros η	18
Figura 3.8 – Relação massa inicial - massa final deste trabalho (estrelas) comparada às teóricas de Doherty et al. (2015) (triângulos invertidos) e Lauffer et al. (2018) (triângulos), para modelos com $Z = 0.02$. Massa do núcleo no último modelo para sequências de diferente η_B são também plotadas. Além disso, são plotadas também massa de Anã Branca e massa estimada da progenitora determinadas pelos trabalhos de El-Badry et al. (2018) (quadrados) e Cummings et al. (2018) (círculos), para as estimativas feitas utilizando as isócronas PARSEC (azul claro) e MIST (azul escuro).	19

Lista de Tabelas

Tabela 1 – Apresentação das sequências calculadas nesse trabalho indicando massa inicial, metalicidade η_B , tratamento da difusão utilizado e etapa evolutiva onde se encontra o último modelo da sequência.	11
Tabela 2 – Massa livre de Hidrogênio e massa do núcleo para modelos com $M_i = 8M_\odot$ e diferentes parâmetros de Blocker	16

1 Introdução

1.1 Evolução Estelar

As estrelas se formam a partir do colapso gravitacional e fragmentação de grandes nuvens de gás e poeira. Para protoestrelas com massas inferiores a $0.08M_{\odot}$, o núcleo nunca atinge temperatura mínima ($\sim 6 \times 10^6$ K) para fusão estável de Hidrogênio e a contração continua até que o objeto atinja regimes de degenerescência, tornando-se uma Anã Marrom. Para massas superiores, no entanto, a contração leva eventualmente às condições necessárias para que comece a fusão de Hidrogênio. A partir deste momento, a energia produzida pela fusão nuclear contrabalança a autogravidade do objeto, cessando o colapso. O objeto é então denominado estrela e entra na etapa mais longa de sua vida: a Sequência Principal (SP)

Mesmo depois desse ponto, a massa, junto à metalicidade, será a característica mais importante na determinação do percurso de vida de uma estrela não interagente; ditando não apenas os processos experienciados por ela, mas também seu destino final e quanto tempo a estrela viverá antes de alcançá-lo. A Figura 1.1 ilustra os caminhos evolutivos de uma estrela em diferentes regimes de massa inicial.

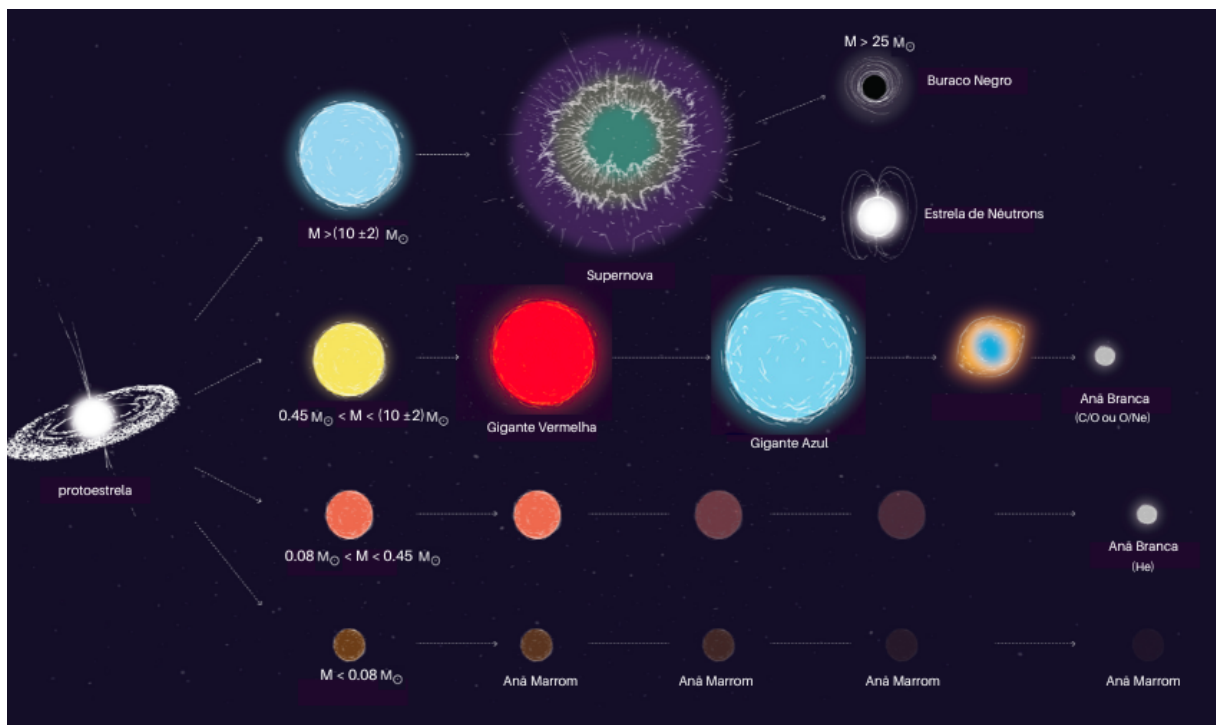


Figura 1.1 – Esquema dos diferentes caminhos evolutivos que uma estrela pode seguir, dependendo de sua massa. Adaptado do site da ESA

Uma vez esgotado o Hidrogênio no núcleo, a estrela começa a fusão de Hidrogênio em uma camada em volta do núcleo inerte de Hélio. Essa nova configuração faz com que o núcleo se contraia e o envoltório se expanda, aumentando a luminosidade da estrela a temperaturas efetivas quase constantes. A estrela ocupa agora não mais a Sequência Principal, mas sim o Ramo das Gigantes Vermelhas (RGB). A contração do núcleo continua até que a temperatura central alcance $\sim 10^8$ K, quando finalmente se inicia a fusão central de Hélio. A estrela restabelece então seu equilíbrio e uma nova etapa de fusão central estável se inicia. Essa nova fase é conhecida como Ramo Horizontal, ou Sequência Principal do Hélio, e acontece apenas para estrelas com massas iniciais superiores a $\sim 0.45M_{\odot}$. Abaixo desse limite, a estrela nunca atinge a temperatura necessária para a fusão de Hélio e, após um longo período de contração e resfriamento, torna-se uma Anã Branca com núcleo de Hélio.

Durante o Ramo Horizontal, a estrela possui não apenas uma, mas duas regiões de produção de energia. Além do núcleo em combustão, onde Hélio é convertido em Carbono e Oxigênio, a estrela mantém também a camada de fusão de Hidrogênio da etapa anterior, que aos poucos aumenta a casca de Hélio acima do núcleo. A estrutura se manterá até que o Hélio central se esgote, marcando o fim dessa etapa evolutiva.

A etapa posterior depende novamente da massa da estrela. Estrelas com massas superiores a $10 \pm 2 M_{\odot}$ continuarão a sintetizar elementos cada vez mais pesados em seus núcleos, acumulando uma nova camada de produção de energia a cada esgotamento de um elemento no núcleo. Esse processo continua até que a estrela forme um núcleo de Ferro. A partir desse ponto não há mais fonte de energia possível no centro da estrela, dado que a fusão de Ferro é endotérmica. O núcleo então contrai uma última vez e a estrela termina sua vida num episódio de Supernova, no epicentro da qual remanesce uma estrela de nêutrons ou um buraco negro estelar, a depender da massa.

Já para estrelas com massas entre $0.45M_{\odot}$ e $10 \pm 2 M_{\odot}$, a combustão de Hélio é a última etapa de fusão nuclear estável. Uma vez esgotado o Hélio no centro dessas estrelas, o núcleo torna a contrair e as camadas externas se expandem, aumentando a luminosidade da estrela. A estrela entra então no Ramo Assintótico das Gigantes (AGB), onde possui ainda duas fontes de energia: uma camada de Hélio em combustão, posicionada logo acima do núcleo inerte, e uma camada de fusão de Hidrogênio, mais externa. Durante esta etapa, o núcleo de Carbono-Oxigênio torna-se cada vez mais denso e massivo, assemelhando-se cada vez mais a uma Anã Branca. Já nos estágios finais dessa etapa, a estrela experiencia fortes ventos que acarretam na perda de quase toda a massa acima do núcleo. Como consequência, a temperatura efetiva da estrela aumenta rapidamente, com luminosidade quase constante. Quando esse núcleo começa a esfriar, ele se torna uma Anã Branca e continuará seu processo de resfriamento até que esteja em equilíbrio térmico com o meio interestelar.

1.2 Anãs Brancas

As estrelas Anãs Brancas (WD) são os remanescentes estelares mais comuns no universo e constituem o destino final de estrelas com massas iniciais inferiores a 8-12 M_{\odot} (Salaris et al. (2000); Lauffer et al. (2018); Siess (2010)). Isso significa que pelo menos 95% das estrelas da Galáxia estão fadadas a se tornarem Anãs Brancas.

Uma Anã Branca típica possui um pouco mais de metade da massa do Sol ($\sim 10^{30}$ Kg) e um raio similar ao do planeta Terra ($\sim 10^4$ Km). Seu núcleo, formado por Carbono e Oxigênio, concentra a maior parte da massa, enquanto as camadas de Hélio e Hidrogênio remanescentes contribuem mais significativamente para o raio. É graças à sua estrutura compacta que a estrela permanece em equilíbrio hidrostático, mesmo possuindo um núcleo inerte. Em seu interior, a densidade é tão elevada que a pressão é dominada pela pressão de degenerescência dos elétrons.

Como consequência do núcleo degenerado, as estruturas térmica e mecânica das Anãs Brancas estão quase completamente desacopladas; isso permite que essas estrelas esfriem com raios praticamente constantes. Desse modo, a evolução de uma estrela após se tornar uma Anã Branca consiste praticamente em um resfriamento simples. Existem entretanto desvios na curva de resfriamento das Anãs Brancas, o que indica que outros fatores, que não apenas a emissão de fótons, impactam no resfriamento. Tais desvios podem ser atribuídos à emissão de partículas leves, à combustão residual das camadas de H e He, e à liberação de calor latente devido à cristalização do núcleo.

Devido à pressão de degenerescência aumentar com densidade, as Anãs Brancas possuem uma relação massa-raio inversa. Isso significa que quanto maior a massa de uma Anã Branca, menor é o seu raio. No entanto, quanto mais a pressão aumenta, maior é a velocidade dos elétrons. Para elétrons com velocidades relativísticas, a equação de estado do gás de elétrons se modifica e, no limite em que a velocidade dos elétrons é igual à velocidade da luz, a relação massa-raio torna-se uma constante. Nesse cenário, há apenas uma massa possível: a massa de Chandrasekhar ($M_{CH} \approx 1.44M_{\odot}$). Para massas superiores a essa, a pressão de degenerescência não é mais capaz de suportar a gravidade, de modo que M_{CH} é a massa máxima permitida a uma Anã Branca.

Observações dessas estrelas mostram uma distribuição de massas com pico em $\approx 0.6M_{\odot}$ (Kepler et al. (2016)), com um excesso em $\approx 1M_{\odot}$ (Kepler et al. (2007); Rebassa-Mansergas et al. (2015)). E os modelos da literatura indicam forte correlação entre a massa e a composição do núcleo, de modo que quando classificadas em termos de suas massas, quatro categorias emergem: baixas massas (LMs) com $M \leq 0.4M_{\odot}$ e núcleos de Hélio; massas intermediárias, com núcleos de Carbono-Oxigênio e massas entre $0.4M_{\odot}$ e $0.8M_{\odot}$; Anãs Brancas massivas, ainda com núcleos de Carbono-Oxigênio e massas entre $0.8M_{\odot}$ e $1.05M_{\odot}$; ultramassivas com $1.05M_{\odot} < M_{WD} < M_{Ch}$ e núcleos de Oxigênio-Neônio ou Neônio-Oxigênio-Magnésio.

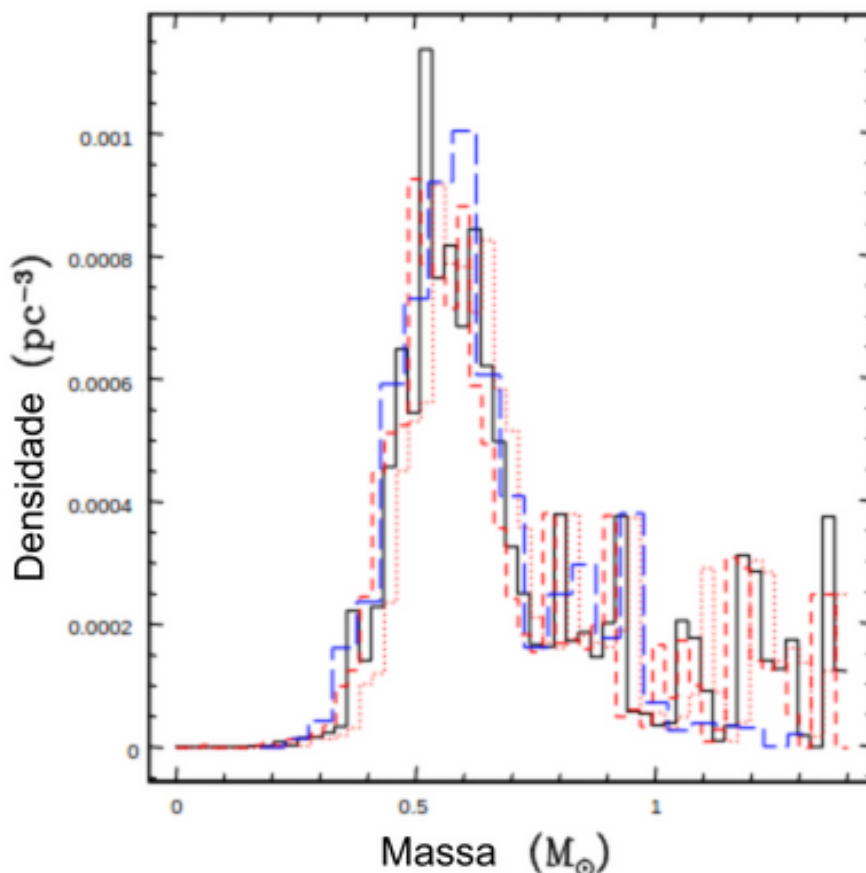


Figura 1.2 – Histograma para a densidade numérica de distribuição de Anãs Brancas por massa no SDSS - DR12. Linhas vermelhas mostram os intervalos de incerteza -1σ e $+1\sigma$. A linha tracejada azul é a distribuição reportada por Rebassa-Mansergas et al. (2015). Figura adaptada de Kepler et al. (2016)

A Figura 1.2 apresenta um histograma para a distribuição de massas de Anãs Brancas do Data Release 12 do projeto SDSS. Nela, é possível observar que a maior parte das estrelas tem massas entre $0.45M_{\odot}$ e $1M_{\odot}$. Desse modo, é esperado que a maioria das Anãs Brancas possuam núcleos de Carbono-Oxigênio.

Embora a maioria das Anãs Brancas se encontre no regime de massas intermediárias, Anãs Brancas massivas e ultramassivas correspondem a cerca de 20% de todas as Anãs Brancas (Kepler et al. (2007)). Essas estrelas são formadas não apenas pela evolução simples de estrelas com massas iniciais próximas ao limite superior de progenitoras de Anãs Brancas, mas também por meio da fusão de Anãs Brancas de massas intermediárias.

Anãs Brancas com $M_{WD} \gtrsim 1.05M_{\odot}$ provindas de fusões podem possuir núcleos de Carbono-Oxigênio. No entanto, para aquelas provindas de evolução simples, é esperado que fusão de Carbono ocorra (Garcia-Berro e Iben (1994)), dando origem a núcleos de Oxigênio-Neônio ou Neônio-Oxigênio-Magnésio, dependendo da região onde a combustão começa. Se a fusão de carbono começa fora do centro, ela se propaga para camadas mais

internas e pode chegar ou não ao centro. Esse fenômeno é conhecido como “Chama de Carbono” e, além de ser altamente energético devido às condições degeneradas em que começa, pode levar a composições finais peculiares caso não alcance o centro, como núcleos mistos de Carbono-Oxigênio-Neônio (Farmer et al. (2015); Lauffer et al. (2018)).

Anãs Brancas massivas e ultramassivas exercem papel fundamental na compreensão das supernovas Tipo II(SNII) e Tipo Ia(SNIa), de modo que seu estudo tem implicações profundas para o enriquecimento químico de populações estelares e da Galáxia. O estudo teórico dessas estrelas pode contribuir na construção de relações massa inicial-massa final, auxiliando na determinação do limite de massa inicial inferior para que uma supernova ocorra, e conseqüentemente, na estimativa da taxa de supernovas na Galáxia. Visto que Anãs Brancas massivas ou ultramassivas estão presentes em todos os possíveis canais de formação de supernovas Tipo Ia, compreendê-las melhor é passo fundamental para aprimorar o estudo desses objetos.

Apesar de tudo isso, modelos completamente evolutivos ainda são poucos para as Anãs Brancas de massas superiores a $1M_{\odot}$, com a maior parte dos estudos dessas estrelas focados nos regimes de massas baixas e intermediárias (Romero et al. (2012, 2013); Althaus et al. (2009); Istrate et al. (2017)).

Historicamente essas estrelas foram estudadas com duas abordagens distintas: calculando apenas a evolução na curva de resfriamento das Anãs Brancas com composições químicas fixas (Garcia-Berro et al. (1997); Althaus et al. (2007)), ou com a evolução de progenitoras calculada apenas até o AGB (García-Berro et al. (1997); Siess (2010); Choi et al. (2016); Doherty et al. (2015)). Mais recentemente, novos esforços foram conduzidos para abordar esse deficit de conhecimento e calcular modelos para Anãs Brancas massivas e ultramassivas desde a Sequência Principal de Idade Zero (Lauffer et al. (2018); De Gerónimo et al. (2022); Bauer et al. (2020)). Apesar desses modelos representarem um avanço extremamente importante, o tratamento de alguns processos ainda não é de todo adequado, uma vez que existem grandes incertezas na física dos ventos estelares e complicações adicionais surgem ao modelarmos processos intrinsecamente tridimensionais em apenas uma dimensão.

Dado a escassez destes modelos na literatura, esse trabalho tem como objetivo o cálculo de novas sequências de modelos completamente evolutivos para progenitoras de Anãs Brancas massivas ($M_{WD} > 0.8M_{\odot}$) e ultramassivas ($M_{WD} > 1.05M_{\odot}$). É de especial interesse o intervalo de transição entre Anãs Brancas que possuem núcleos de Carbono-Oxigênio e aquelas de Oxigênio-Neônio, dado que composições finais peculiares são esperadas devido ao alastramento incompleto da chama de Carbono.

2 Metodologia

Para desenvolver este trabalho foi utilizado o código MESA ¹(Modules for Experiments in Stellar Astrophysics Paxton et al. (2011, 2013, 2015, 2018, 2019); Jermyn et al. (2022)) em sua versão r22.11.1. Nesse capítulo, apresento o código, seguido de uma descrição mais específica dos processos físicos considerados nos cálculos e as justificativas para essas escolhas.

2.1 O Código

MESA é um código aberto, construído de forma modular em Fortran 95 e capaz de calcular modelos para diversos processos e objetos de interesse astrofísico. Devido a seu carácter colaborativo e ao grande número de usuários com interesse no cálculo de modelos de Anãs Brancas, o código foi aperfeiçoado para esse objetivo ao longo de suas versões. MESA já foi utilizado para calcular Anãs Brancas desde seus regimes de massa mais baixos (Istrate et al. (2016); Soethe e Kepler (2021)), até os mais altos (Lauffer et al. (2018); Bauer et al. (2020); De Gerónimo et al. (2022)), além de progenitoras de SNIa (Martínez-Rodríguez et al. (2016)) e para estudos com objetivo de investigar diversos processos que ocorrem nessas estrelas ou suas progenitoras.

Para construir um modelo, o código divide a estrela em camadas e resolve as equações de equilíbrio hidrostático, conservação de massa, conservação de energia e transporte de energia para cada uma delas. Além disso, são resolvidas equações adicionais que descrevem outros aspectos da estrela, como taxa de perda de massa, das reações, difusão e opacidade. Para cada camada são definidas uma célula e duas interfaces, de modo que algumas variáveis são definidas na célula e outras nas interfaces. A Figura 2.1 demonstra como essa divisão é feita e onde as diversas quantidades são definidas. MESA possui um esquema de grade adaptativo que permite variar o número de células presentes em cada modelo automaticamente. Esse processo otimiza o custo computacional ao diminuir o número de células quando isso não acarretar em maior fonte de erro.

A interface do usuário com o código se dá de maneira quão complexa se desejar. É possível acrescentar novas rotinas a módulos específicos, adicionar tabelas personalizadas para processos como taxa de reações e opacidades, ou apenas trabalhar utilizando módulos e tabelas já presentes no código. Nesse caso, a edição é feita apenas nos arquivos `rse`² – onde podem ser adicionadas mais quantidades de interesse à saída do código, limitar a

¹ Para mais detalhes do funcionamento do código ver <https://docs.mesastar.org/en/release-r22.11.1/>. Uma breve descrição de cada um das opções de controles pode ser encontrada seguindo Reference-> Star default -> Controls

² "run star extras". São arquivos escritos em Fortran e utilizados para controle de fluxo.

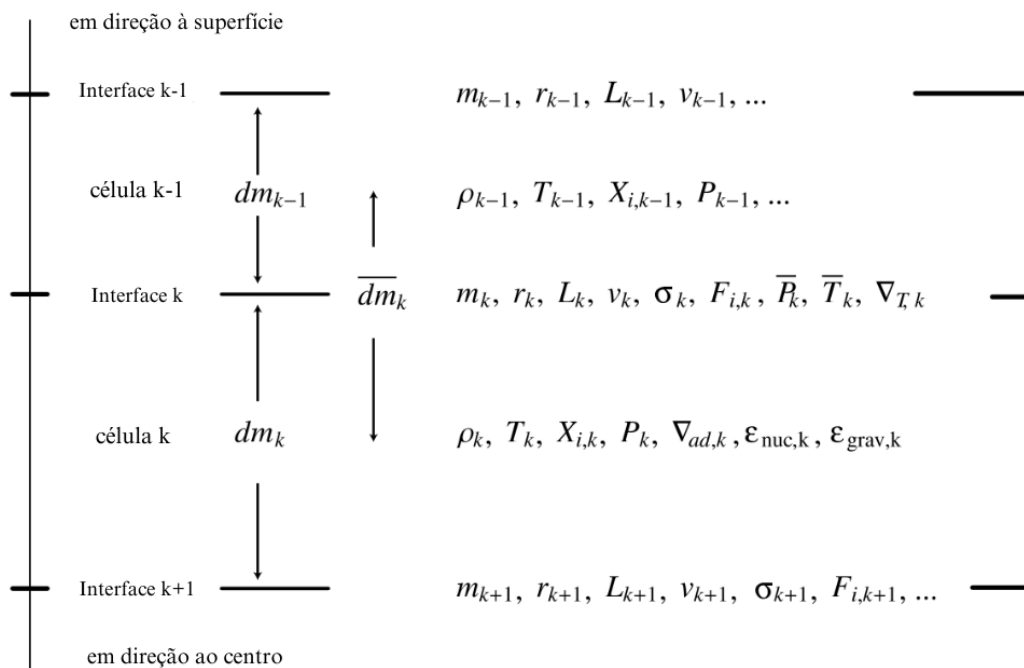


Figura 2.1 – Esquema de como MESA fatia uma estrela em células e interfaces e onde diversas variáveis são calculadas. Adaptado de Paxton et al. (2011)

utilização de alguma física a condições específicas da estrela e chamar rotinas alternativas – e dos inlists³, onde o usuário deve inserir quais tratamentos físicos e valores de parâmetros, critérios de parada, redistribuição da grade espacial e controle de passo de tempo deseja considerar.

2.2 Os Ingredientes Físicos

Seguindo as prescrições de Bauer et al. (2020) e De Gerónimo et al. (2022), adotei a rede de elementos e reações sagb-NeNa-Mg-Al presente no MESA, que considera 29 espécies químicas e as reações relevantes à síntese delas. Além disso, MESA considera ainda reações fracas (emissão e captura de elétrons e pósitrons, perda de energia por emissão de neutrinos e antineutrinos) importantes para os estágios tardios da evolução.

As taxas de reação são escolhidas seguindo o padrão do código, exceto para $^{12}\text{C}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$, de modo que utilizo as tabelas de Angulo et al. (1999) (NACRE) para as reações com contribuição importante em $T < 10^7 K$. Reações com contribuições significativas apenas acima desse limite são feitas em sua maioria utilizando as tabelas de Cyburt et al. (2010)

³ Arquivos de texto utilizados como input.

(REACLIB), e um pequeno número de reações não contempladas pelas tabelas REACLIB ou NACRE são feitas com as taxas de Caughlan e Fowler (1988). As taxas de An et al. (2016) são utilizadas para a reação $^{12}\text{C}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ devido a menor incerteza⁴.

O tratamento para opacidade é feito como em Lauffer et al. (2018), as equações de estado (EOS) são utilizadas seguindo o default do MESA⁵, onde diversas EOS são consideradas a depender das condições do gás. Para descrição detalhada de todas as tabelas de EOS e sua implementação no código, ver Paxton et al. (2011, 2013, 2015, 2018, 2019); Jermyn et al. (2022)

Os modelos consideram também efeitos de mistura devido a difusão para cada uma das espécies químicas, incorporando o tratamento de difusão em líquidos com acoplamento forte desenvolvido por Caplan et al. (2022), efeito thermohaline (dedos de sal) com $\alpha_{TH} = 2$ e semi-convecção com $\alpha = 0.07$, adotado por se tratar de um valor intermediário de acordo com o trabalho de Salaris e Cassisi (2017), além de overshooting. Para o tratamento da convecção foi utilizada Teoria de Comprimento de Mistura com $\alpha_{MLT} = 2.0$, valor utilizado também por Lauffer et al. (2018).

A importância do overshooting – sobretudo nas regiões centrais durante as etapas de fusão de hélio e Hidrogênio – para crescimento do núcleo estelar já foi amplamente discutida na literatura. Apesar disso, ele raramente é implementado completamente na evolução de progenitoras de Anãs Brancas massivas e ultramassivas. Os modelos calculados neste trabalho consideram overshooting no núcleo e nas camadas de fusão de H e He durante todos os estágios da evolução da estrela, com $f = 0.016$ e $f_0 = 0.008$. Esses são valores comumente utilizados na evolução de progenitoras de Anãs Brancas menos massivas (Choi et al. (2016); Herwig (2000)) e compatíveis com observações (Salaris e Cassisi (2017)). Essa talvez seja a primeira vez que um esquema de overshooting tão completo é aplicado para a evolução de progenitoras de Anãs Brancas de massas mais elevadas, dado que nenhuma menção foi encontrada em minha revisão da literatura.

Perda de massa é outro aspecto complicado na modelagem da evolução de progenitoras de Anãs Brancas massivas e ultramassivas. Incertezas já existentes no tratamento de ventos para estrelas de massas mais baixas se intensificam, dado que a massa perdida é percentualmente muito mais alta para estrelas mais massivas. Além disso, essas estrelas podem experimentar pulsos térmicos quando possuem luminosidades e raios muito elevados, complicando ainda mais uma fase evolutiva que já é numericamente delicada. Para as sequências mais massivas, há ainda uma complicação adicional devido ao carácter explosivo da queima de Carbono.

O esquema de perda de massa adotado neste trabalho é aquele de Reimers (1975)

⁴ Para uma discussão de como a taxa da reação $^{12}\text{C}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ afeta a evolução e composição final de Anãs Brancas de massa intermediária, ver Pepper et al. (2022).

⁵ um resumo pode ser encontrado em <https://docs.mesastar.org/en/release-r22.11.1/eos/overview.html>.

durante o RGB, com $\eta_R = 0.1$, em que a perda de massa é dada por :

$$\dot{m} = \eta_R \times 4 \times 10^{-13} \times \frac{LR}{M} \quad (2.1)$$

onde \dot{m} é a taxa de perda de massa em M_\odot/ano , η_R é o parâmetro de Reimers e L, R e M são luminosidade, raio e massa da estrela, respectivamente.

Durante o AGB, a perda de massa é feita utilizando a prescrição de Bloeker (1995) de modo que a equação de perda de massa assume a forma:

$$\dot{m} = \eta_B \times 1.932 \times 10^{-21} \times M^{-3.1} L^{3.7} R \quad (2.2)$$

onde \dot{m} é novamente a taxa de perda de massa em M_\odot/ano , η_B é o parâmetro de Blocker e L, R e M são luminosidade, raio e massa da estrela.

Neste trabalho, η_B é implementado como um parâmetro adaptativo que escala em uma função degrau com a luminosidade. Esses degraus de incremento não são de todo físicos, mas permitem que a perda de massa inicie mais devagar, aumentando a fase de fusão de He em camada e permitindo ao núcleo mais tempo para crescer, e portanto aumentando massa da Anã Branca. Quando a estrela atinge luminosidades mais altas no entanto, o aumento de η_B força uma maior perda de massa, aumentando a convergência do código. Numa tentativa de conservar a atmosfera de Hidrogênio dos modelos— dado que várias Anãs Brancas Massivas com atmosferas de H já foram observadas — para sequências com massa inferior a $7.3M_\odot$ os ventos são desligados quando a massa do envelope de Hidrogênio chega a $10^{-6}M_\odot$ e \dot{m}_{max} é limitado a 10^{-3} . Já para as sequências de massas mais elevadas o limite com a massa de Hidrogênio não é imposto e $\dot{m}_{max} = 10^{-2}$.

3 Resultados e Discussão

Nesse capítulo, apresento as sequências de modelos calculadas nesse trabalho e seus perfis de abundância finais. Além disso discuto os efeitos de metalicidade e tratamento da perda de massa no AGB para a composição química e massa final das sequências.

3.1 Sequências Evolutivas

Foram calculadas 28 sequências de modelos com massas iniciais entre $6M_{\odot}$ e $8.5M_{\odot}$ e metalicidades $Z = 0.02$, $Z=0.015$ e $Z=0.01$. Além da variação de massa e metalicidade, foram variados também os parâmetros η_B para perda de massa no AGB, no intuito de explorar como a intensidade da perda de massa influencia massa final, composição e etapa de término das sequências. Uma única sequência foi calculada utilizando difusão por classes, dado que seu uso não acarretou em melhoras de performance no código e resulta em um perfil de abundância final menos suave.

Um resumo das sequências calculadas é apresentado na Tabela 1, indicando massa inicial, metalicidade, parâmetro de Blocker considerado, esquema de difusão utilizado e a etapa evolutiva onde se encontra o último modelo da sequência. Nela, um η_B “adaptativo” se refere ao esquema de escada para o parâmetro de Blocker, descrito no Capítulo 2, onde os ventos param quando $M_H < 10^{-6} M_{\odot}$ e “adaptativo*” indica aquelas sequências para as quais esse limite não é imposto. Um esquema de difusão de “rede completa” significa que a difusão é feita para cada espécie química individualmente, enquanto um por “classes” significa que elementos são agrupados e tratados com os coeficientes e velocidades de difusão da espécie representativa do grupo. Três sequências diferentes foram calculadas com as configurações apresentadas para massa inicial $8M_{\odot}^{\dagger}$.

Como é possível observar da tabela, apenas as sequências com $M_i \leq 7.3M_{\odot}$ alcançam a curva de resfriamento das Anãs Brancas. Destas, apresento na Figura 3.1 a evolução no diagrama HR desde a pré-sequência principal até a curva de resfriamento das Anãs Brancas, para as sequências com $Z=0.02$.

Para as sequências de massas iniciais superiores a $7.1M_{\odot}$, o cálculo de modelos encerra precocemente devido a problemas na conservação de algumas espécies químicas. Embora o problema não tenha sido solucionado, foi identificado que ele coincide com a faixa de transição entre Anãs Brancas com núcleos de C/O e aquelas com núcleos de O/Ne. Quanto maior a abundância final de ^{20}Ne de uma sequência, maior a temperatura efetiva na qual o cálculo de modelos se encerra, indicando que o problema provavelmente advém da fusão de Carbono em condições de degenerescência que, devido à sua característica explosiva, é altamente instável.

Massa Inicial	Metalicidade	η_B	Tratamento da Difusão	Último Modelo
$6 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$6 M_\odot$	$Z = 0.01$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$6.5 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$6.5 M_\odot$	$Z = 0.01$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$7 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$7 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	por classes	Anã Branca
$7 M_\odot$	$Z = 0.01$	adaptativo	rede completa	AGB
$7 M_\odot$	$Z = 0.015$	adaptativo	rede completa	AGB
$7.1 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$7.15 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$7.2 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	Anã Branca
$7.2 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	Anã Branca
$7.25 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	Anã Branca
$7.3 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	Anã Branca
$7.3 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo	rede completa	pré Anã Branca
$7.35 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	AGB
$7.4 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	AGB
$7.5 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	AGB
$8 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	AGB
$8 M_\odot$	$Z = 0.02$	1	rede completa	AGB
$8 M_\odot$	$Z = 0.02$	2	rede completa	AGB
$8M_\odot^\dagger$	$Z = 0.02$	2.5	rede completa	pós AGB
$8 M_\odot$	$Z = 0.02$	5	rede completa	pós AGB
$8 M_\odot$	$Z = 0.02$	10	rede completa	AGB
$8 M_\odot$	$Z = 0.02$	50	rede completa	pré Anã Branca
$8.5 M_\odot$	$Z = 0.02$	adaptativo*	rede completa	AGB

Tabela 1 – Apresentação das sequências calculadas nesse trabalho indicando massa inicial, metalicidade η_B , tratamento da difusão utilizado e etapa evolutiva onde se encontra o último modelo da sequência.

Na próxima seção, apresento o perfil de abundância dessas mesmas sequências e discuto suas composições finais.

3.2 Composição Química na Etapa de Anã Branca

A partir das sequências com $M_i \leq 7.3M_\odot$ e $Z=0.02$ resultam Anãs Brancas com massas entre $0.934 M_\odot$ e $1.081 M_\odot$, cobrindo o intervalo onde se espera que ocorra a transição de núcleos de C/O para núcleos de O/Ne.

As Figuras 3.2 e 3.3 apresentam o perfil de abundância final para cada uma dessas sequências, indicando massa inicial, massa final e temperatura efetiva para cada um dos modelos. As sequências apresentadas na Figura 3.2 esfriam até temperaturas mais baixas, dando à difusão tempo o suficiente para atuar estratificando a estrela e tornando as transições químicas mais suaves. Essas quatro sequências encerram suas vidas como Anãs

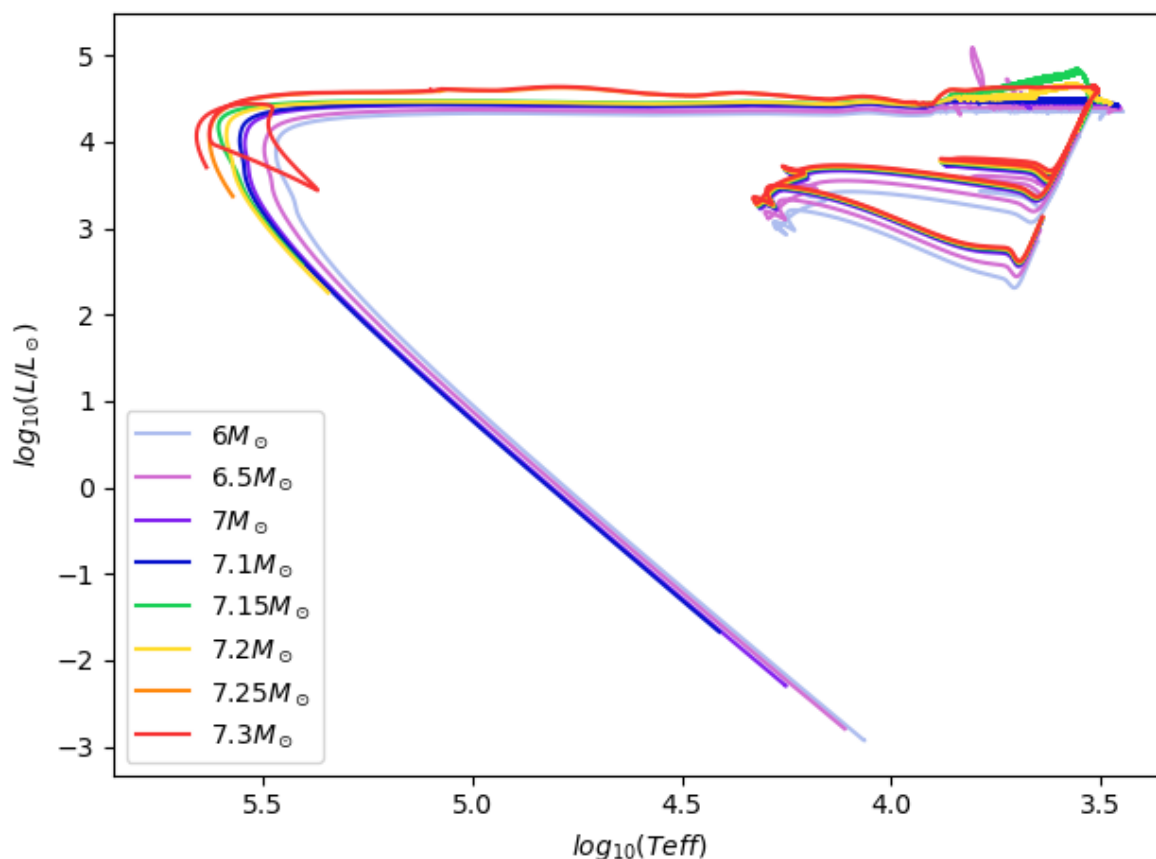


Figura 3.1 – Diagrama HR da evolução de sequências com 6, 6.5, 7, 7.1, 7.15, 7.2, 7.25 e 7.3 M_{\odot} e $Z = 0.02$, desde a pré-Sequência Principal até a curva de resfriamento das Anãs Brancas

Branças com núcleo de Carbono-Oxigênio. Nas sequências de 7 e 7.1 M_{\odot} já é possível no entanto perceber a presença de uma pequena quantia de ^{20}Ne , evidenciando a ocorrência de um pequeno episódio de fusão de Carbono em camada. Tal resultado está de acordo com Lauffer et al. (2018), para o qual sequências com $M_{WD} > 1.024M_{\odot}$ experienciam chamadas de Carbono. Quanto mais massivo é o núcleo de uma sequência, mais interna é a posição onde o Carbono se incendeia, de modo que a abundância de ^{20}Ne aumenta com a massa.

Isso é de fato o que ocorre para as sequências calculadas nesse trabalho e pode ser melhor observado nos perfis de abundância apresentados na Figura 3.3. Os modelos não são mais Anãs Brancas com núcleos puramente de C/O, mas Anãs Brancas com núcleos mistos de C/O-O/Ne, onde a fração Ne/C aumenta com a massa.

As sequências de massa inicial 7.25 e 7.3 M_{\odot} perdem todo o Hidrogênio durante o AGB, e para a de 7.3 M_{\odot} resta apenas uma pequena quantia de Hélio. Além disso, para essa sequência quase todo Carbono é convertido em ^{20}Ne . Uma sequência adicional foi calculada com $M_i = 7.3M_{\odot}$ utilizando o esquema de vento “adaptativo”. O resultado é

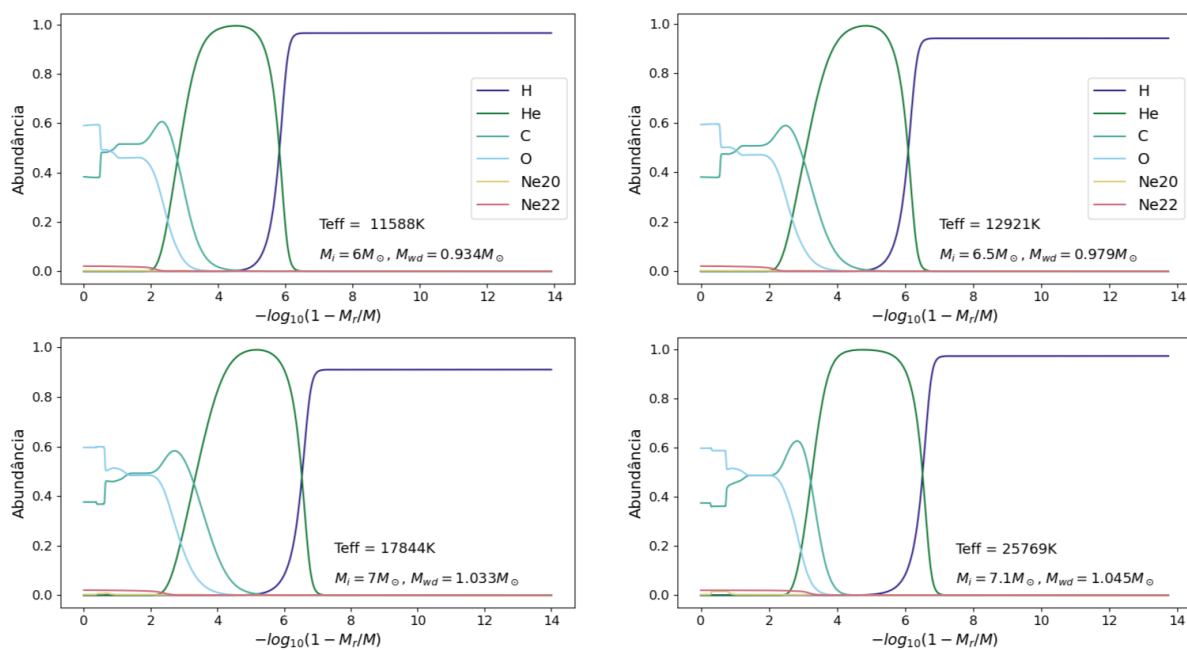


Figura 3.2 – Perfis de Abundância Final para seqüências com massas iniciais entre 6 e $7.1 M_{\odot}$ e $Z = 0.02$

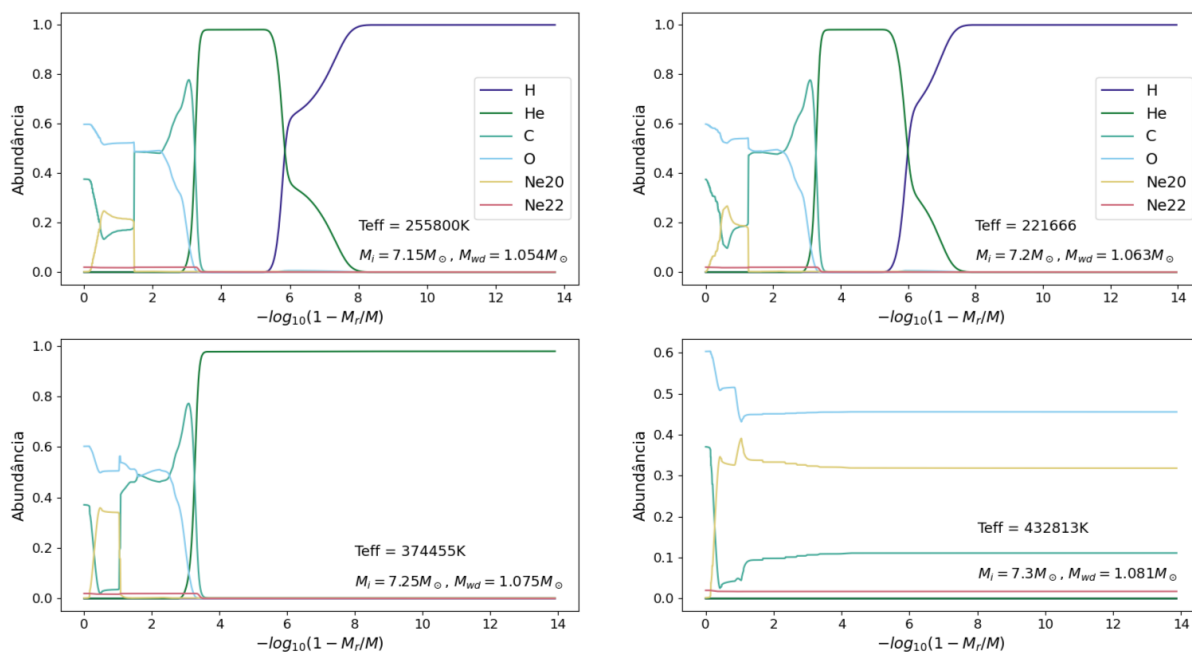


Figura 3.3 – Perfis de Abundância Final para seqüências com massas iniciais entre 7.15 e $7.3 M_{\odot}$ e $Z = 0.02$

um modelo final ligeiramente mais massivo, com temperatura efetiva mais elevada e com maior conteúdo de Hidrogênio e Hélio, mas mesmo perfil central para as abundâncias de Oxigênio e Neônio.

3.3 Metalicidade

Além das seqüências calculadas com metalicidade $Z=0.02$, quatro seqüências adicionais foram calculadas para outros valores de Z . Duas com $M_i = 7M_\odot$ e $Z = 0.01$ e $Z=0.15$, e mais duas seqüências com $Z = 0.01$ e $M_i = 6$ e $6.5M_\odot$. Na Figura 3.4 apresento o percurso no diagrama HR para essas duas últimas seqüências. Repito nesse mesmo gráfico as seqüências de $Z=0.02$ e mesma massa, de modo a facilitar a comparação do efeito da metalicidade na evolução dessas estrelas.

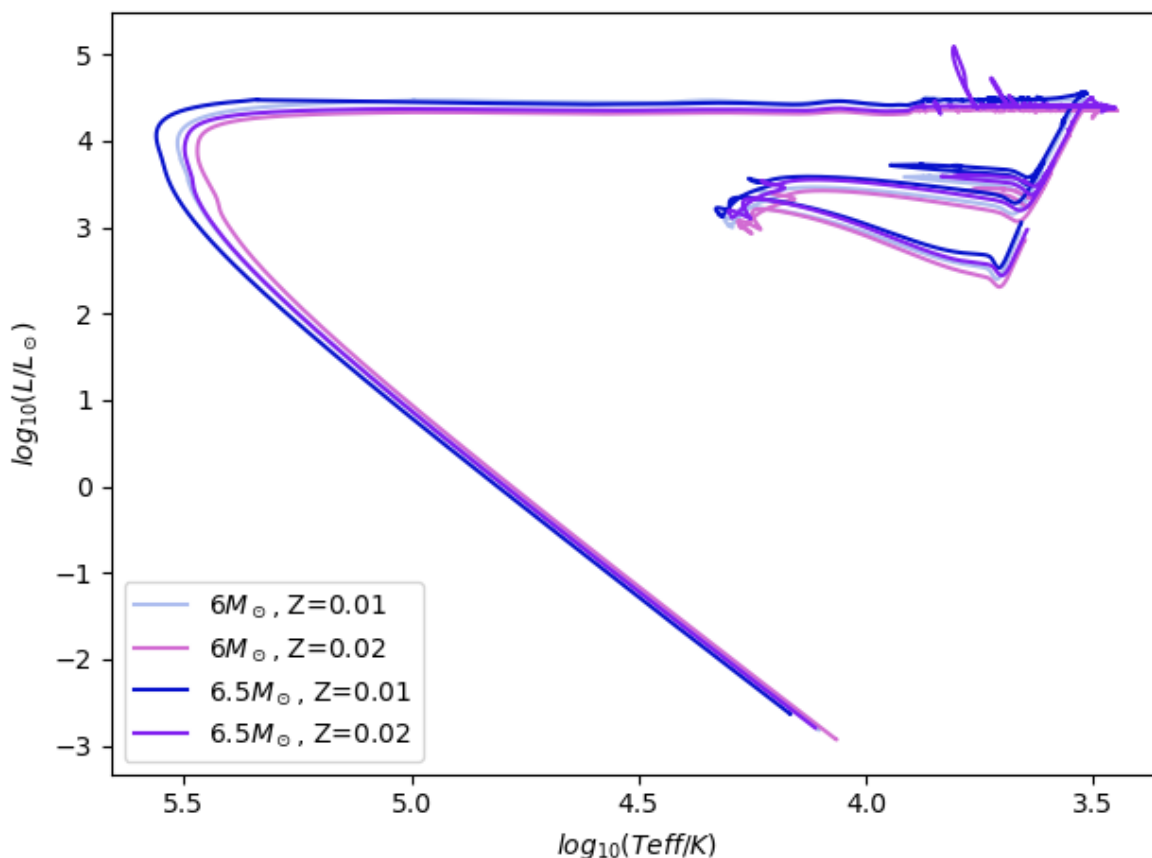


Figura 3.4 – Diagrama HR para seqüências de $M_i = 6$ e $6.5 M_\odot$ com $Z = 0.01$ e $Z=0.02$, mostrando a evolução das seqüências desde a pré-sequência principal até a curva de resfriamento das Anãs Brancas

Como é possível ver, as seqüências de metalicidade mais baixa possuem temperaturas efetivas e luminosidade mais altas em todas as etapas da evolução, além de um Ramo Horizontal mais longo (em T_{eff}), em relação às de metalicidade mais alta. Todas as quatro seqüências terminam suas vidas como Anãs Brancas com núcleos de C/O. O perfil de abundância final não se modifica fortemente de uma metalicidade para a outra no regime de massas investigado, sendo as principais diferenças um leve excesso de ^{22}Ne – esperado da diferença de metalicidade – e o perfil de distribuição de Hélio ligeiramente mais estreito

nas estrelas de $Z=0.02$, como é possível observar na Figura 3.5. A temperatura do modelo, sua massa inicial e a massa final são apresentadas também neste gráfico.

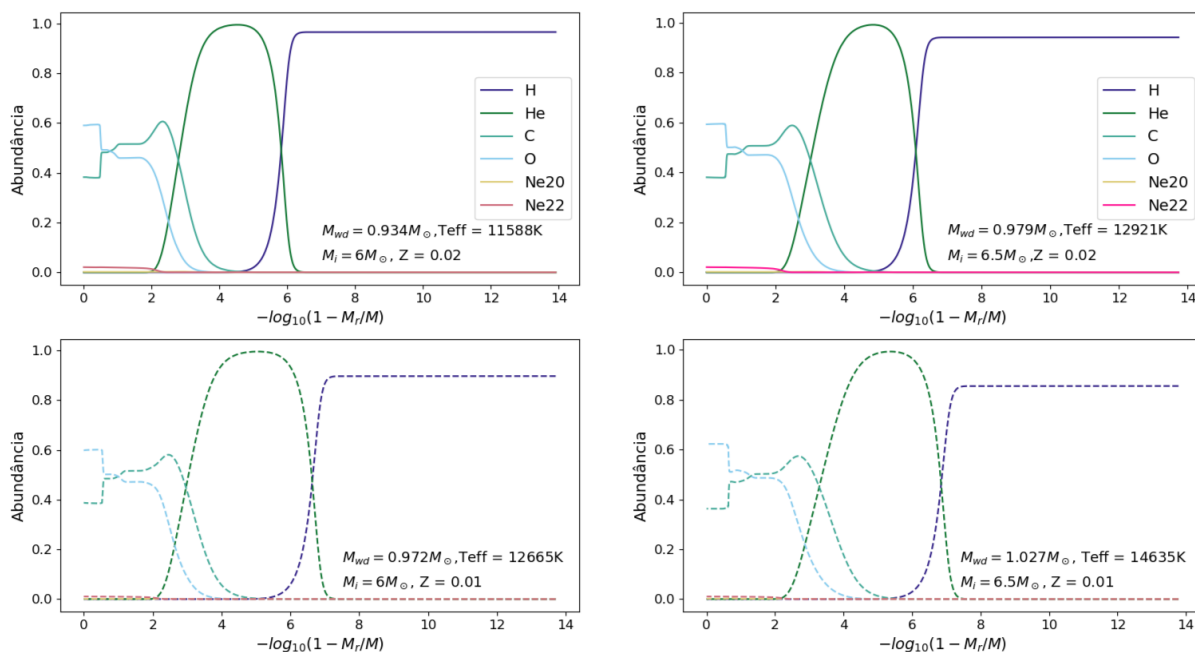


Figura 3.5 – Perfis de Abundância Finais para estrelas de massa inicial 6 e 6.5 M_{\odot} e metalicidades $Z = 0.01$ e $Z=0.02$

Como esperado, as sequências de metalicidade mais baixa resultam em Anãs Brancas com massas mais altas (Romero et al. (2015)). Das sequências calculadas com $Z=0.01$, para $M_i = 6M_{\odot}$ a massa final é $0.972M_{\odot}$ e para $M_i = 6.5M_{\odot}$, a Anã Branca resultante tem $M_{WD} = 1.027 M_{\odot}$. O que representa um acréscimo de quase 5% na massa final quando comparadas às de sequências com mesma massa inicial e $Z=0.2$, para as quais $M_{WD} = 0.934$ e $0.979 M_{\odot}$.

3.4 Esquema de Ventos

O tratamento da perda de massa durante o AGB é um dos grandes fatores de impacto para a relação massa inicial - massa final. Tendo isso em mente, sequências adicionais foram calculadas para estudar o efeito da intensidade da perda de massa no tamanho e composição final do núcleo.

Na Tabela 2 apresento os resultados de massa do núcleo¹ e massa livre de Hidrogênio² no último modelo calculado, para sequências de diferentes η_B .

¹ região central da estrela onde Hélio foi processado em elementos mais pesados pela fusão nuclear

² região da estrela que experienciou combustão de Hidrogênio. É a massa do núcleo acrescida da massa da camada de Hélio

η_B	Massa livre de H	Massa do Núcleo
1	$1.205M_\odot$	$1.193M_\odot$
2	$1.248M_\odot$	$1.177M_\odot$
2.5	$1.246M_\odot$	$1.172M_\odot$
5	$1.820M_\odot$	$1.122 M_\odot$
50	$1.095M_\odot$	$1.090 M_\odot$

Tabela 2 – Massa livre de Hidrogênio e massa do núcleo para modelos com $M_i = 8M_\odot$ e diferentes parâmetros de Blocker

As sequências calculadas com massa inicial $8M_\odot$ tem seu último modelo calculado em pontos levemente diferentes de sua evolução, acarretando em uma grande diferença na massa total perdida. Desse modo, a comparação da massa do núcleo e da quantidade de Hélio remanescente – ao invés de massa total – oferecem uma representação mais clara de como diferentes intensidades de vento afetam a massa final de uma estrela.

Durante a etapa de pulsos térmicos e no pós-AGB uma estrela perderá quase toda a massa acima do núcleo, encerrando sua vida com $M_H \sim 10^{-5}M_\odot$ e $M_{He} \sim 10^{-2}M_\odot$. Desse modo, a terceira coluna da tabela apresenta uma espécie de valor mínimo para a massa final dessas sequências. Fica claro da tabela que valores maiores de η_B resultam em menores núcleos, induzindo a uma relação massa inicial-massa final menos acentuada.

A Figura 3.6 apresenta a variação da massa total em função do tempo. Nela se torna evidente que um maior η_B não se traduz diretamente em uma perda de massa mais rápida. Isso se dá pois, como evidenciado pela Eq. 2.2 o esquema de perda de massa de Blocker depende de outras variáveis que não apenas η_B . Vale ressaltar também que a taxa de perda de massa máxima \dot{m} foi limitada para todas as sequências em $10^{-2}M_\odot/\text{ano}$

Dado a diferença de massa do núcleo produzida por diferentes η , as sequências apresentam também diferentes composições do núcleo. A Figura 3.7 ilustra o perfil de abundância química do último modelo calculado para as sequências de $\eta_{Blocker} = 1, 2.5$ e 50 , indicando a massa do núcleo e temperatura do modelo. Em todos os casos, as sequências se encerram com núcleos dominados por Oxigênio, mas abundâncias e distribuições diferentes de Carbono e Neônio. Para a sequência com $\eta = 1$ resta apenas uma pequena quantia de Carbono, que se localiza no centro do modelo. Já as sequências de $\eta = 50$ e 2.5 , possuem uma pequena região no núcleo de C/O, envolta por uma região de O/Ne, seguida por uma zona mista de Carbono-Oxigênio-Neônio. Além disso, essas duas sequências perdem todo seu Hidrogênio, restando apenas uma quantia muito pequena de Hélio para a sequência de $\eta_B = 50$

3.5 Relação Massa Inicial - Massa Final

Durante o Ramo Assintótico das Gigantes, a perda de massa e o crescimento do núcleo ocorrem simultaneamente, de modo que a massa final da estrela resultará da interação

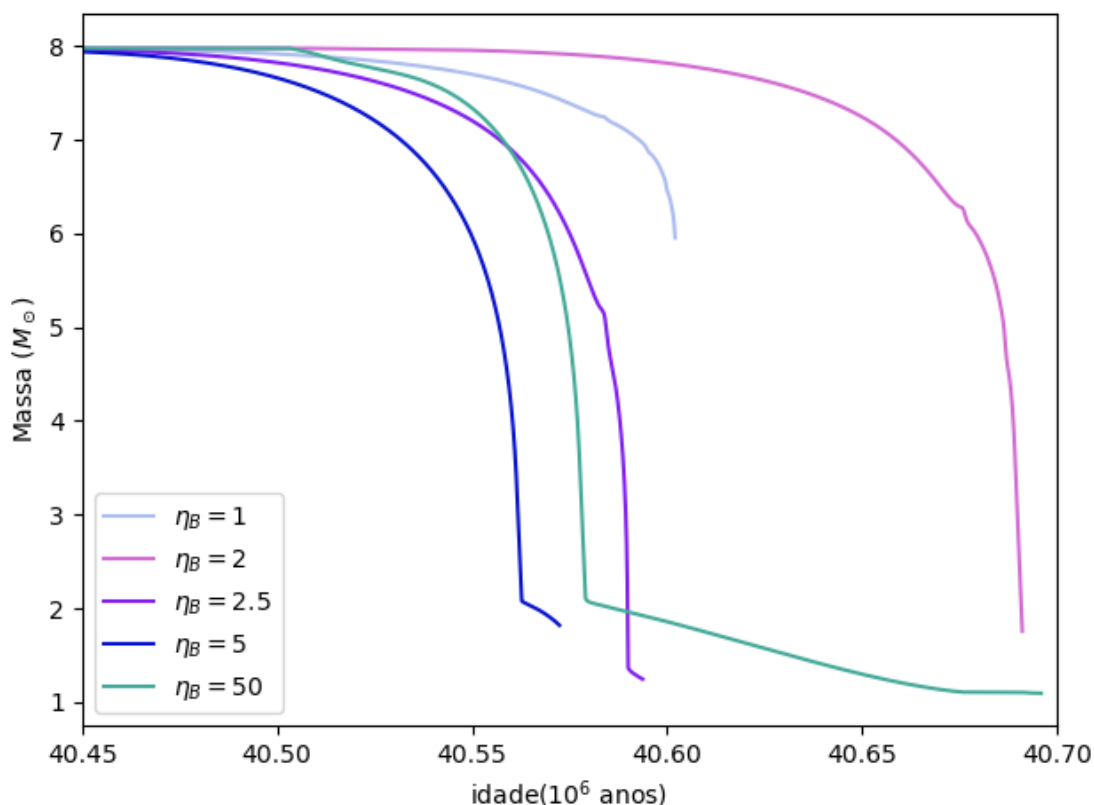


Figura 3.6 – Massa em função da idade da estrela (em milhões de anos), para sequências de massa inicial igual a $8M_{\odot}$ e diferentes $\eta_{Blocker}$

desses dois processos. Se a perda de massa ocorre rápido demais para que haja crescimento significativo do núcleo, espera-se que progenitoras mais massivas na SP sejam necessárias para originar Anãs Brancas ultramassivas. Do mesmo modo, se a convecção é muito eficiente em transportar material não processado para o núcleo ao longo de toda a evolução, espera-se uma relação massa inicial - massa final mais íngreme. Como consequência das escolhas feitas nas construções dos modelos, espera-se que para uma determinada massa de Anã Branca, as massas iniciais das progenitoras sejam sistematicamente mais baixas neste trabalho do que aquelas calculadas por Lauffer et al. (2018).

A Figura 3.8, apresenta a relação massa inicial - massa final obtida deste trabalho em comparação às de Lauffer et al. (2018) e Doherty et al. (2015), para $Z = 0.02$ e às determinações de massa de Anã Branca e massa estimada da progenitora nos trabalhos de El-Badry et al. (2018) e Cummings et al. (2018). Apenas os modelos e estrelas com massas iniciais ou finais compatíveis com o intervalo explorado neste trabalho são plotados. As sequências de Doherty et al. (2015) evoluem apenas até a fase de pulsos térmicos no AGB, de modo que suas massas finais são estimativas baseadas na massa do núcleo no último modelo.

O gráfico apresenta claramente que a relação massa inicial-massa final é mais acentuada para este trabalho do que para aqueles de Lauffer et al. (2018) e Doherty et al. (2015),

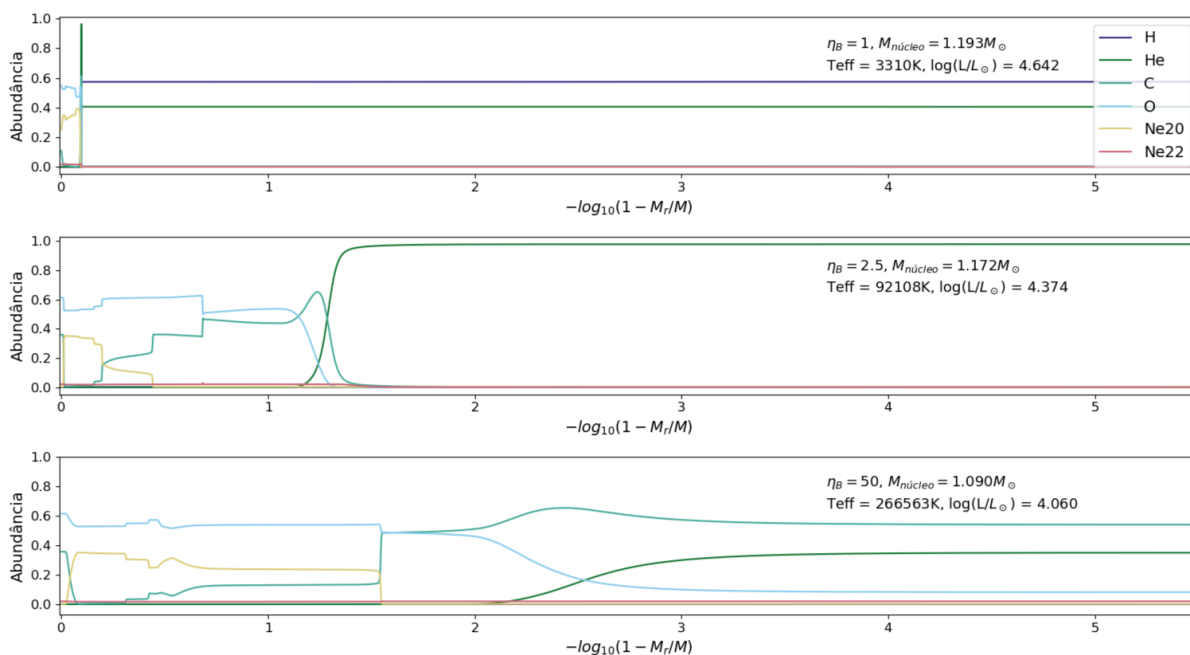


Figura 3.7 – perfis de abundância química para o último modelo calculado para sequência de massa inicial igual a $8M_{\odot}$ e diferentes parâmetros η

estando mais próxima das determinações observacionais. Mesmo quando comparados ao ponto corresponde à sequência com esquema de vento mais agressivo ($\eta_B = 50$), os demais trabalhos necessitam de massas iniciais maiores para uma mesma massa final. A sequência de $M_i = 8M_{\odot}$ de Doherty et al. (2015) é cerca de 1.5% menos massiva que o modelo de $\eta = 50$, enquanto para Lauffer et al. (2018) uma progenitora de $9.8M_{\odot}$ é necessária para produzir uma Anã Branca com $M = 1.088M_{\odot}$.

Uma vez que mesmo as sequências com esquemas de vento mais agressivos possuem massas finais maiores do que os trabalhos de comparação, essas diferenças de massa final ilustram então não apenas o efeito da perda de massa para relação massa inicial-massa final, mas também as diferenças em crescimento do núcleo ao longo de toda a evolução e seu impacto para massa final.

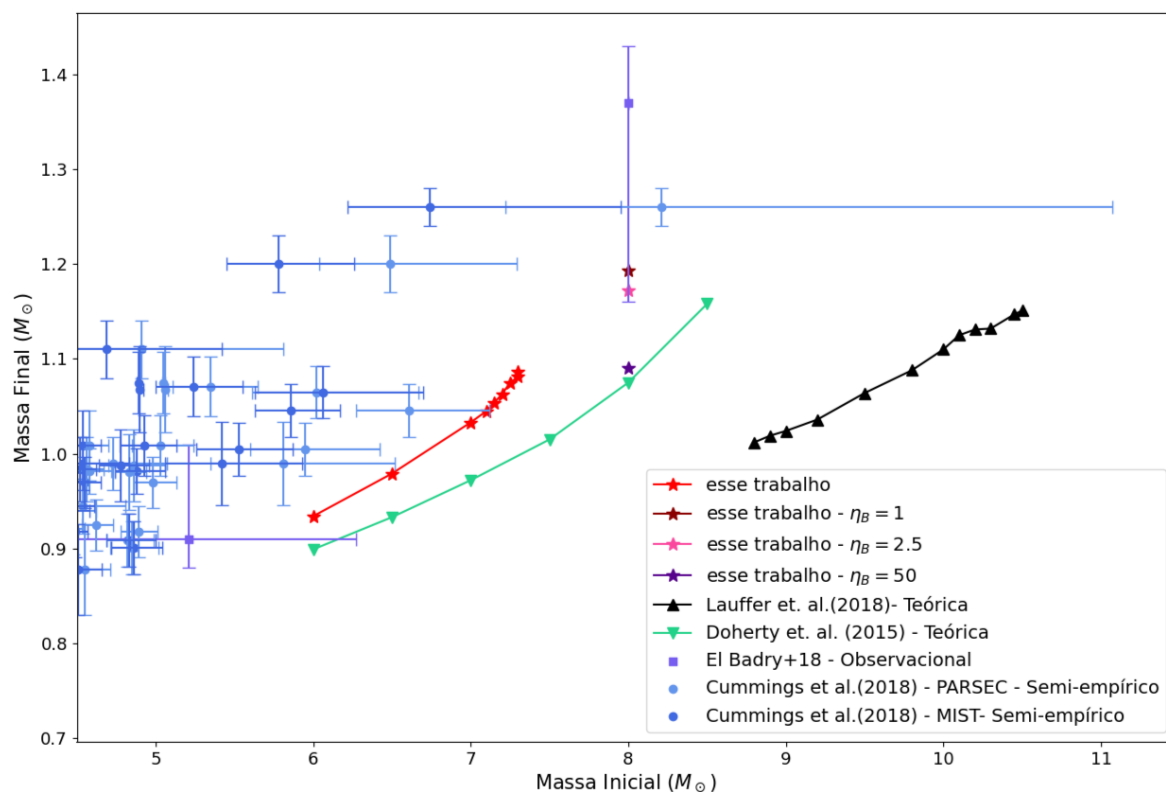


Figura 3.8 – Relação massa inicial - massa final deste trabalho (estrelas) comparada às teóricas de Doherty et al. (2015) (triângulos invertidos) e Lauffer et al. (2018) (triângulos), para modelos com $Z = 0.02$. Massa do núcleo no último modelo para sequências de diferente η_B são também plotadas. Além disso, são plotadas também massa de Anã Branca e massa estimada da progenitora determinadas pelos trabalhos de El-Badry et al. (2018) (quadrados) e Cummings et al. (2018) (círculos), para as estimativas feitas utilizando as isócronas PARSEC (azul claro) e MIST (azul escuro).

4 Conclusões e Perspectivas Futuras

Anãs Brancas massivas e ultramassivas foram historicamente pouco estudadas com modelos evolutivos completos. Tal fato acarreta não apenas em grande prejuízo para a compreensão da física desses objetos, mas também possui implicações para o estudo de populações estelares e enriquecimento químico da Galáxia como um todo. A relação massa inicial - massa final tem influência direta na taxa de supernovas tipo II, mas devido às divergências em tratamento de convecção e ventos, a massa mínima teórica para que uma estrela se torne uma supernova varia em até $6M_{\odot}$. Além disso, melhor compreender Anãs Brancas massivas e ultramassivas é passo fundamental para entendermos supernovas tipo Ia, dado que estes objetos participam da ocorrência de tais fenômenos.

Nesse trabalho, foram construídos e calculados modelos desde a pré-Sequência Principal para sequências com massas entre 6 e $8.5M_{\odot}$, com três metalicidades distintas. Destas, apenas as sequências com $M_i \leq 7.3M_{\odot}$ alcançam a curva de resfriamento das Anãs Brancas, as demais tendo modelos calculados até pontos distintos entre o topo do AGB e a fase de pré Anã Branca.

Da evolução de sequências com $Z=0.02$, resultam Anãs Brancas com massas entre 0.934 e $1.085 M_{\odot}$, das quais possuem núcleos de Carbono-Oxigênio aquelas com $M_{WD} \leq 1.045M_{\odot}$. Para o intervalo de $1.054M_{\odot} - 1.085M_{\odot}$, os modelos tem núcleos mistos de Carbono, Neônio e Oxigênio, onde Oxigênio é o elemento dominante e a proporção Ne/C aumenta com a massa final.

Foram calculados também modelos com $Z=0.01$ e massas iniciais 6 e $6.5M_{\odot}$ até a curva de resfriamento, no objetivo de investigar o efeito da metalicidade na relação massa inicial-massa final e na composição química dos modelos. Além de apresentarem temperaturas efetivas e luminosidade mais elevadas em todas as etapas da evolução, as sequências com $Z=0.01$ encerram com massas $0.972M_{\odot}$ e $1.027 M_{\odot}$, aproximadamente 5% mais altas que as de $Z=0.02$. Para esse regime massa, nenhuma mudança significativa na composição química da Anã Branca foi detectada.

Além disso, foram calculados modelos com massa inicial $8 M_{\odot}$, $Z=0.02$ e diferentes fatores de Blocker para perda de massa durante o AGB, a fim de investigar o efeito da intensidade dos ventos para a massa final e composição do núcleo. Esses modelos não alcançam a curva de resfriamento, mas uma análise feita com base no tamanho do núcleo e da massa livre de H permite demonstrar que um tratamento mais intenso da perda de massa resulta em núcleos menores, se comparado a tratamentos de perda de massa mais brandos. As sequências terminam com núcleos com massas entre 1.090 e $1.193M_{\odot}$ e composição mista de Carbono-Oxigênio-Neônio, onde a abundância de Neônio é novamente maior para os núcleos de massas mais elevadas.

A relação massa inicial - massa final obtida deste trabalho é notadamente mais íngreme

que a de Lauffer et al. (2018) no regime de suas menores massas, sendo necessária uma progenitora com cerca de $2M_{\odot}$ a menos, para que se obtenha uma Anã Branca de mesma massa. Supondo que esta relação se mantivesse para as Anãs Brancas de massas mais elevadas, o limite superior para uma progenitora de Anã Branca obtida de meus modelos estaria em $\sim 10M_{\odot}$, para uma metalicidade inicial $Z = 0.02$. Assim, a relação massa inicial-massa final obtida nesse trabalho está em melhor acordo com as observações que aquela obtida por Lauffer et al. (2018).

Como é possível perceber, existem diversos caminhos que podem ser tomados como continuidade para este trabalho, dado que há ainda muito a se fazer no que se diz respeito ao cálculo de modelos para Anãs Brancas massivas e ultramassivas. Em específico ao que se diz a este trabalho, os primeiros passos seriam levar todas as sequências até temperaturas mais baixas na curva de resfriamento das Anãs Brancas. Com isso, a composição final dos núcleos poderia ser estudada com mais clareza e se obteria uma melhor construção da relação massa inicial-massa final. Além disso, o refinamento e expansão da grade de modelos para massas mais elevadas – de modo a determinar a massa máxima de uma progenitora de Anã Branca – e diferentes metalicidades (dado a ausência de modelos completamente evolutivos para Anãs Brancas ultramassivas de baixa metalicidade na literatura) são também de meu interesse.

Referências

- Althaus, L. G., García-Berro, E., Isern, J., Córscico, A. H., e Rohrmann, R. D. (2007). The age and colors of massive white dwarf stars. , 465(1):249–255.
- Althaus, L. G., Panei, J. A., Miller Bertolami, M. M., García-Berro, E., Córscico, A. H., Romero, A. D., Kepler, S. O., e Rohrmann, R. D. (2009). New Evolutionary Sequences for Hot H-Deficient White Dwarfs on the Basis of a Full Account of Progenitor Evolution. , 704(2):1605–1615.
- An, Z.-D., Ma, Y.-G., Fan, G.-T., Li, Y.-J., Chen, Z.-P., e Sun, Y.-Y. (2016). New Astrophysical Reaction Rate for the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction. , 817(1):L5.
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl’Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotter, A., e Laméhi Rachti, M. (1999). A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates. , 656(1):3–183.
- Bauer, E. B., Schwab, J., Bildsten, L., e Cheng, S. (2020). Multi-gigayear White Dwarf Cooling Delays from Clustering-enhanced Gravitational Sedimentation. , 902(2):93.
- Bloecker, T. (1995). Stellar evolution of low and intermediate-mass stars. I. Mass loss on the AGB and its consequences for stellar evolution. , 297:727.
- Caplan, M. E., Bauer, E. B., e Freeman, I. F. (2022). Accurate diffusion coefficients for dense white dwarf plasma mixtures. , 513(1):L52–L56.
- Caughlan, G. R. e Fowler, W. A. (1988). Thermonuclear Reaction Rates V. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40:283.
- Choi, J., Dotter, A., Conroy, C., Cantiello, M., Paxton, B., e Johnson, B. D. (2016). Mesa Isochrones and Stellar Tracks (MIST). I. Solar-scaled Models. , 823(2):102.
- Cummings, J. D., Kalirai, J. S., Tremblay, P. E., Ramirez-Ruiz, E., e Choi, J. (2018). The White Dwarf Initial-Final Mass Relation for Progenitor Stars from 0.85 to 7.5 M_{\odot} . , 866(1):21.
- Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R., Meisel, Z., Smith, K., Warren, S., Heger, A., Hoffman, R. D., Rauscher, T., Sakharuk, A., Schatz, H., Thielemann, F. K., e Wiescher, M. (2010). The JINA REACLIB Database: Its Recent Updates and Impact on Type-I X-ray Bursts. , 189(1):240–252.

- De Gerónimo, F. C., Miller Bertolami, M. M., Plaza, F., e Catelan, M. (2022). The composition of massive white dwarfs and their dependence on C-burning modeling. , 659:A150.
- Doherty, C. L., Gil-Pons, P., Siess, L., Lattanzio, J. C., e Lau, H. H. B. (2015). Super- and massive AGB stars - IV. Final fates - initial-to-final mass relation. , 446(3):2599–2612.
- El-Badry, K., Rix, H.-W., e Weisz, D. R. (2018). An Empirical Measurement of the Initial-Final Mass Relation with Gaia White Dwarfs. , 860(2):L17.
- Farmer, R., Fields, C. E., e Timmes, F. X. (2015). On Carbon Burning in Super Asymptotic Giant Branch Stars. , 807(2):184.
- Garcia-Berro, E. e Iben, I. (1994). On the Formation and Evolution of Super-Asymptotic Giant Branch Stars with Cores Processed by Carbon Burning. I. SPICA to Antares. , 434:306.
- Garcia-Berro, E., Isern, J., e Hernanz, M. (1997). The cooling of oxygen-neon white dwarfs. , 289(4):973–978.
- García-Berro, E., Ritossa, C., e Iben, I. (1997). On the Evolution of Stars that Form Electron-Degenerate Cores Processed by Carbon Burning. III. The Inward Propagation of a Carbon-Burning Flame and Other Properties of a 9 M_{\odot} Model Star. , 485(2):765–784.
- Herwig, F. (2000). The evolution of AGB stars with convective overshoot. , 360:952–968.
- Istrate, A. G., Fontaine, G., e Heuser, C. (2017). A Model of the Pulsating Extremely Low-mass White Dwarf Precursor WASP 0247-25B. , 847(2):130.
- Istrate, A. G., Marchant, P., Tauris, T. M., Langer, N., Stancliffe, R. J., e Grassitelli, L. (2016). Models of low-mass helium white dwarfs including gravitational settling, thermal and chemical diffusion, and rotational mixing. , 595:A35.
- Jermyn, A. S., Bauer, E. B., Schwab, J., Farmer, R., Ball, W. H., Bellinger, E. P., Dotter, A., Joyce, M., Marchant, P., Mombarg, J. S. G., Wolf, W. M., Wong, T. L. S., Cinquegrana, G. C., Farrell, E., Smolec, R., Thoul, A., Cantiello, M., Herwig, F., Toloza, O., Bildsten, L., Townsend, R. H. D., e Timmes, F. X. (2022). Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Time-Dependent Convection, Energy Conservation, Automatic Differentiation, and Infrastructure. *arXiv e-prints*, página arXiv:2208.03651.
- Kepler, S. O., Kleinman, S. J., Nitta, A., Koester, D., Castanheira, B. G., Giovannini, O., Costa, A. F. M., e Althaus, L. (2007). White dwarf mass distribution in the SDSS. , 375(4):1315–1324.

- Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., Ourique, G., Romero, A. D., Reindl, N., Kleinman, S. J., Eisenstein, D. J., Valois, A. D. M., e Amaral, L. A. (2016). New white dwarf and subdwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 12. , 455(4):3413–3423.
- Lauffer, G. R., Romero, A. D., e Kepler, S. O. (2018). New full evolutionary sequences of H- and He-atmosphere massive white dwarf stars using MESA. , 480(2):1547–1562.
- Martínez-Rodríguez, H., Piro, A. L., Schwab, J., e Badenes, C. (2016). Neutronization During Carbon Simmering In Type Ia Supernova Progenitors. , 825(1):57.
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., Herwig, F., Lesaffre, P., e Timmes, F. (2011). Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA). , 192(1):3.
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., Bildsten, L., Brown, E. F., Dotter, A., Mankovich, C., Montgomery, M. H., Stello, D., Timmes, F. X., e Townsend, R. (2013). Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars. , 208(1):4.
- Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., Bauer, E. B., Bildsten, L., Cantiello, M., Dessart, L., Farmer, R., Hu, H., Langer, N., Townsend, R. H. D., Townsley, D. M., e Timmes, F. X. (2015). Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Binaries, Pulsations, and Explosions. , 220(1):15.
- Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., Bildsten, L., Blinnikov, S., Duffell, P., Farmer, R., Goldberg, J. A., Marchant, P., Sorokina, E., Thoul, A., Townsend, R. H. D., e Timmes, F. X. (2018). Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Convective Boundaries, Element Diffusion, and Massive Star Explosions. , 234(2):34.
- Paxton, B., Smolec, R., Schwab, J., Gaultschi, A., Bildsten, L., Cantiello, M., Dotter, A., Farmer, R., Goldberg, J. A., Jermyn, A. S., Kanbur, S. M., Marchant, P., Thoul, A., Townsend, R. H. D., Wolf, W. M., Zhang, M., e Timmes, F. X. (2019). Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA): Pulsating Variable Stars, Rotation, Convective Boundaries, and Energy Conservation. , 243(1):10.
- Pepper, B. T., Istrate, A. G., Romero, A. D., e Kepler, S. O. (2022). The impact of the uncertainties in the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction rate on the evolution of low- to intermediate-mass stars. , 513(1):1499–1512.
- Rebassa-Mansergas, A., Rybicka, M., Liu, X. W., Han, Z., e García-Berro, E. (2015). The mass function of hydrogen-rich white dwarfs: robust observational evidence for a distinctive high-mass excess near $1 M_{\odot}$. , 452(2):1637–1642.
- Reimers, D. (1975). Circumstellar envelopes and mass loss of red giant stars. In *Problems in stellar atmospheres and envelopes.*, páginas 229–256.

-
- Romero, A. D., Campos, F., e Kepler, S. O. (2015). The age-metallicity dependence for white dwarf stars. , 450(4):3708–3723.
- Romero, A. D., Córscico, A. H., Althaus, L. G., Kepler, S. O., Castanheira, B. G., e Miller Bertolami, M. M. (2012). Toward ensemble asteroseismology of ZZ Ceti stars with fully evolutionary models. , 420(2):1462–1480.
- Romero, A. D., Kepler, S. O., Córscico, A. H., Althaus, L. G., e Fraga, L. (2013). Asteroseismological Study of Massive ZZ Ceti Stars with Fully Evolutionary Models. , 779(1):58.
- Salaris, M. e Cassisi, S. (2017). Chemical element transport in stellar evolution models. *Royal Society Open Science*, 4(8):170192.
- Salaris, M., García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., e Saumon, D. (2000). The Ages of Very Cool Hydrogen-rich White Dwarfs. , 544(2):1036–1043.
- Siess, L. (2010). Evolution of massive AGB stars. III. the thermally pulsing super-AGB phase. , 512:A10.
- Soethe, L. T. T. e Kepler, S. O. (2021). Convection and rotation boosted prescription of magnetic braking: application to the formation of extremely low-mass white dwarfs. , 506(3):3266–3281.

Apêndice

Seguindo práticas comuns à comunidade de usuários MESA, umas vez finalizado esse trabalho os arquivos contendo os modelos resultantes serão disponibilizados na plataforma Zenodo. Por hora, a reproduzo aqui um dos inlists utilizados para cálculo dos modelos.

```
&star_job

create_pre_main_sequence_model = .true.

! save a model at the end of the run
save_model_when_terminate = .true.
save_model_filename = 'last.mod'
save_photo_when_terminate = .true.

change_initial_net = .true.
new_net_name = 'sagb_NeNa_MgAl.net' ! de geronimo el al 2022,
!bauer 2019

rate_tables_dir = 'rate_tables'
num_special_rate_factors = 1
reaction_for_special_factor(1)= 'r_c12_ag_o16'
special_rate_factor(1) = 1
filename_of_special_rate(1) = 'An.txt' !ben pepper (2022)

show_net_reactions_info= .true.
list_net_reactions = .true.

pgstar_flag = .true.

/ ! end of star_job namelist

&eos
! default

/ ! end of eos namelist
```

```
&kap
```

```
!herdadado do gabriel (Lauffer et al. 2018)
```

```
kap_file_prefix = 'a09'
```

```
kap_lowT_prefix = 'lowT_fa05_a09p'
```

```
kap_CO_prefix = 'a09_co'
```

```
!CO enhanced opacities -> done same as lauffer
```

```
use_Type2_opacities = .true.
```

```
kap_Type2_full_on_X = 1d-6
```

```
kap_Type2_full_off_X = 1d-3
```

```
Zbase = 0.02
```

```
/ ! end of kap namelist
```

```
&controls
```

```
! see star/defaults/controls.defaults
```

```
! starting specifications
```

```
initial_mass = 7 ! in Msun units
```

```
initial_z = 0.02 !
```

```
! wind
```

```
cool_wind_full_on_T = 1d6
```

```
hot_wind_full_on_T = 1d6
```

```
hot_wind_scheme = ''
```

```
cool_wind_RGB_scheme = 'Reimers'
```

```
cool_wind_AGB_scheme = 'Blocker'
```

```
RGB_to_AGB_wind_switch = 1d-4
```

```
Reimers_scaling_factor = 0.1 ! same as Lauffer
```

```
Blocker_scaling_factor = 1 !0.2 !0.3 !0.4 !0.5 !0.6 !0.7 !0.8 !0.9 !5
```

```
!escadinha no rse
```

```
max_wind = 1d-3 ! 1d-4
!o max deveria ser esse, que é o observacional, gabriel usa 1d-3

!pra impedir a estrela de perder todo o H !
wind_H_envelope_limit = 1d-6 ! da pra ser menos inclusive.

! atmosphere
  atm_option = 'T_tau'
  atm_T_tau_relation = 'Eddington'
  atm_T_tau_opacity = 'fixed'

! element diffusion

do_element_diffusion= .true.
diffusion_use_caplan = .true.
! the bauer&caplan 2022 scheme for strong coupling
diffusion_use_full_net = .true. !
!

!u can use the next control to stop diffusion instead of doing it in the src
diffusion_dt_limit = 3.15d6 !in seconds

! mlt

  use_Ledoux_criterion = .true.
  mixing_length_alpha = 2.0 !default!
  thermohaline_option= 'Kippenhahn'
  thermohaline_coeff = 2 !como no gabriel! ben usa 1, default do mesa é 0
  alpha_semiconvection = 0.07
  ! middle of the range reported by the Salaris&Cassisi Review
  !gabriel usa 0.01! ben usa 0.1
  MLT_option = 'Heneyey'

!to help with convergence
okay_to_reduce_gradT_excess = .true.
Pextra_factor = 2.0 !increasing it helps with convergence
! same as Lauffer ! stabilizes tenuous atms
```

```
!H core overshoot
overshoot_scheme(1) = 'exponential'
overshoot_zone_type(1) = 'any'
overshoot_zone_loc(1) = 'core'
overshoot_bdy_loc(1) = 'top'
overshoot_f(1) = 0.016 !essas escolhas vem do mist, + herwig
! it is also in the range from Cassissi&Salaris
overshoot_f0(1) = 0.008

!envelope
overshoot_scheme(2) = 'exponential'
overshoot_zone_type(2) = 'any'
overshoot_zone_loc(2) = 'shell'
overshoot_bdy_loc(2) = 'any'
! pra below_burn_z_shell gabriel usa 0.1 3 f0 = 0.01
overshoot_f(2) = 0.016
overshoot_f0(2) = 0.008

! mesh

max_allowed_nz = 50000 ! as done by gabriel
mesh_delta_coeff = 1.0
! test_suite usa 1.5 gabriel tambem ->menos resolução com 1.5
!mesh_delta_for_highT = 1.0 !default 3
max_dq = 1d-4
!1d-3 pro ben - lowering increases number of zones. default d-2= 100 cells

!better resolution of the Henyey hook
delta_lg_XH_cntr_max = -1

!limit on magnitude of relative change at any grid point
delta_lgTeff_limit = 0.005
delta_lgTeff_hard_limit = 0.01
delta_lgL_limit = 0.02
delta_lgL_hard_limit = 0.05
```

```
!increase resolution
mesh_logX_species(1) = 'h1'
mesh_logX_min_for_extra(1) = -6
mesh_dlogX_dlogP_extra(1) = 0.25

mesh_logX_species(2) = 'he4'
mesh_logX_min_for_extra(2) = -6
mesh_dlogX_dlogP_extra(2) = 0.25

mesh_logX_species(3) = 'c12'
mesh_logX_min_for_extra(3) = -6
mesh_dlogX_dlogP_extra(3) = 0.25

use_other_mesh_delta_coeff_factor = .true.
!valores adicionados em inlist separado
!rotina no run_star_extras

! timestep resolution and solvers

varcontrol_target =1d-4 !default is d-3
delta_HR_limit =0.005 !
delta_HR_hard_limit = 0.1

time_delta_coeff = 1 !default ! menor = força timesteps menores

max_years_for_timestep = 1d7 !1d6 !

! options for energy conservation (see MESA V, Section 3)

energy_eqn_option = 'dedt'
use_gold_tolerances = .true.
warning_limit_for_max_residual = 1d-2

! debugging

retry_limit = 200 ! 100 é o default
```



```
warn_when_large_rel_run_E_err = 0.01

! output
num_trace_history_values = 2
trace_history_value_name(1) = 'rel_E_err'
trace_history_value_name(2) = 'log_rel_run_E_err'

photo_interval = 50
photo_digits = 4
profile_interval = 100
history_interval = 1
terminal_interval = 10
write_header_frequency = 20

dH_div_H_limit_min_H = 1e-3
dH_div_H_limit = 0.9d0
dH_div_H_hard_limit = 2.0d0
log_L_lower_limit = -3.0

/ ! end of controls namelist
```