

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE FÍSICA

Influência da emissão de áxions no esfriamento de anãs brancas

Jamile Katiele Fritzen

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado
para a obtenção do grau de Bacharel no Curso
de Física

Orientadora: Prof. Dra. Alejandra Daniela Ro-
mero

Porto Alegre - RS

Novembro de 2018

Agradecimentos

Quero agradecer à minha mãe, que nunca mediu esforços para me dar tudo o que eu precisei. Por ter me incentivado a correr atrás dos meus sonhos, mesmo que isso significasse ficar longe dela. Por ter aguentado a saudade para me deixar estudar, e por me mandar descansar dos estudos mesmo sabendo que eu não iria.

Ao meu namorado, que esteve sempre ao meu lado. Por ter passado horas e horas me ajudando a entender contas e conceitos, enquanto eu teimava que nada fazia sentido e por ter me dado apoio psicológico durante todos os momentos difíceis da graduação.

À minha irmã, que me orientou desde o início da minha trajetória. Por todas as implicações e compartilhamento de ideias e sonhos.

Aos amigos da pousada, que acreditam mais no meu potencial do que eu mesma. Pelos auxílios, momentos de descontração e de desabafo, e principalmente pelas palavras de incentivo.

Aos amigos da UFRGS, com quem compartilhei os momentos bons e ruins da graduação. Por terem me ajudado tirando dúvidas, ouvindo desabafos e fazendo meu dia-a-dia mais alegre.

Ao pessoal do AstroSports, que saiu do sedentarismo junto comigo. Por todos os momentos de diversão e, é claro, pelas colisões.

A todas as pessoas ligados à OBMEP que me encorajaram e deram inúmeras oportunidades para que eu pudesse estar aqui hoje. Por me incentivarem a estudar matemática e por entenderem, mais tarde, que eu queria fazer algo diferente. Por, mesmo assim, me darem oportunidades de participar de eventos, dar aulas e até gravar vídeos para alunos, deixando-me ainda fazer parte dessa olimpíada.

Aos professores que acreditaram no meu potencial. Por terem me incentivado e aberto caminhos.

Aos meus orientadores, Alejandra e Kepler, que me acompanharam durante toda a minha iniciação científica. Por toda a paciência, pelas correções, artigos e insistência para que eu pudesse fazer o meu melhor.

Por fim, gostaria de agradecer às instituições que financiaram o meu estudo. À UFRGS, pela graduação gratuita, ao departamento de Astronomia e ao Instituto de Física pelo comprometimento com as necessidades dos alunos, ao CNPq e à FAPERGS pelas bolsas de iniciação científica, à CAPES pela bolsa de iniciação a docência, e ao Instituto Tim e à OBMEP pela bolsa que deu as condições financeiras para que eu me mantivesse na universidade.

Resumo

Sabe-se que o esfriamento de anãs brancas ocorre via emissão de fótons e de neutrinos. É possível, no entanto, que áxions - que se existem e interagem com elétrons são produzidos no interior da estrela via efeito Compton, Bremsstrahlung e aniquilação de pares - também sejam emitidos pela estrela, acelerando o processo de esfriamento. Para investigar a suposta emissão via áxions em estrelas anãs brancas calculamos modelos completos de evolução estelar usando o código LPCODE, nos quais incluímos a emissão de áxions com massas entre 0 e 30 meV. A partir desses cálculos, obtivemos informações tais como luminosidade, temperatura e idade dos modelos. Essas informações foram comparadas entre modelos com diferentes massas de áxions. Com essa comparação, observou-se que as estrelas anãs brancas esfriam de forma mais rápida quando áxions são incluídos nos modelos, e que quanto maior a massa do áxion adotada maior a taxa de esfriamento, com efeitos chegando a 2 bilhões de anos. Além disso, foi observado que a forma de isócronas é modificada com a inclusão de áxions nos modelos.

Abstract

It is well known that the white dwarf cooling occurs mainly by photon and neutrino emission. However, it is possible that axions - which if exist and interact with electrons are produced by Compton effect, Bremsstrahlung and pair annihilation inside the stars - can be emitted by the star, accelerating the cooling process. To investigate the probable axion emission in white dwarfs stars we have calculated the completed star evolution models by LPCODE code, in which we included the emission of axion with mass between 0 and 30 meV. Based on these calculations, we were able obtain information as luminosity, temperature and age of the models. By comparing cooling sequences with different axion masses, we found that the white dwarfs cool faster when axions are consider and also that the higher the axion mass, the faster the cooling rate, with differences that can reach up to 2 Gyr. In addition, we found that the shape of isochrones changes when we include axions in the models.

Sumário

1	Introdução	7
1.1	Evolução estelar	7
1.2	Estrelas anãs brancas	10
1.3	Áxions	12
2	Metodologia	16
2.1	Código LPCODE	16
3	Resultados	21
4	Conclusões	25
	Bibliografia	27

Capítulo 1

Introdução

1.1 EVOLUÇÃO ESTELAR

Para identificar aspectos da estrutura e evolução de estrelas que podem ser usados como restrição ou descoberta de novos mecanismos de perda de energia - como áxions - é necessário entender como estrelas nascem, vivem e morrem.

De forma simplificada, é possível descrever evolução de estrelas não interagentes conforme esquematizado na Figura 1.1. Estrelas com massas entre cerca de 0.08 e $8-11 M_{\odot}$ são estrelas que se tornam anãs brancas quando a queima nuclear termina, sendo que estrelas com massas menores do que cerca de $0.45 M_{\odot}$ se tornam anãs brancas com núcleo de He e estrelas com massas maiores que $0.45 M_{\odot}$ se tornam anãs brancas com núcleo de C e O. Estrelas com massas maiores do que $8-11 M_{\odot}$ e menores do que cerca de $25 M_{\odot}$ explodem em supernova, tornando-se estrelas de nêutrons. Já estrelas com massas maiores do que $25 M_{\odot}$ evoluem para formar buracos negros estelares. De todos esses possíveis finais evolutivos, as anãs brancas representam o mais comum: estima-se que 97% das estrelas da nossa galáxia tornar-se-ão anãs brancas (Kepler et al. 2012). A evolução dessas estrelas será descrita na sequência com um enfoque maior, visto que são o objeto de estudo deste trabalho.

A formação de estrelas ocorre em nuvens moleculares, em uma escala de tempo da ordem de milhares a milhões de anos, dependendo da massa da nuvem inicial. As nuvens moleculares são nuvens densas e frias (com temperaturas próximas de 10 K) compostas de gás molecular e poeira. Regiões mais densas da nuvem podem colapsar por causa da auto-gravidade, dando início à formação estelar. Essas regiões mais densas da nuvem podem possuir massas da ordem de $10^4 M_{\odot}$, no entanto, conforme a nuvem colapsa e aumenta a sua densidade, ela se fragmenta, gerando as protoestrelas com massas de 10 a $50 M_{\odot}$.

O gás ao redor da protoestrela começa a cair sobre ela mesma, transformando energia

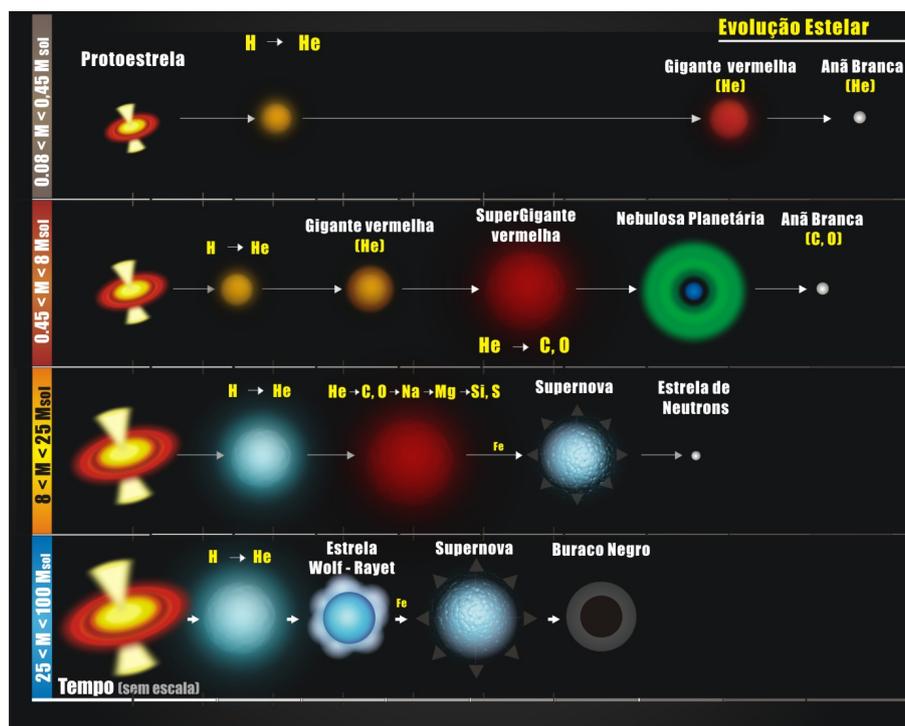


Figura 1.1: Estrelas com massas iniciais evoluem de forma diferente e possuem finais evolutivos diferentes. (Kepler de Souza 2018)

gravitacional em energia térmica, aumentando a sua pressão e temperatura. Para estrelas com mais de $0.08M_{\odot}$, após milhões de anos é atingida a temperatura necessária para a queima de Hidrogênio. Objetos com massa menor que $0.08M_{\odot}$ nunca alcançam a temperatura de queima de Hidrogênio, tornando-se objetos degenerados chamados Anãs Marrons.

Após expulsar o gás ao seu redor, a protoestrela se torna uma estrela de sequência principal. Durante essa fase a estrela queima Hidrogênio em seu núcleo, transformando-o em Hélio e liberando energia. Essa energia contrabalança a energia gravitacional da estrela, mantendo-a em equilíbrio. A quantidade de energia liberada pela estrela nessa fase depende de sua massa, sendo que quanto mais massiva, mais luminosa é. Dessa forma, estrelas mais massivas evoluem mais rapidamente na sequência principal quando comparadas com estrelas menos massivas.

Após esgotar o Hidrogênio no núcleo, as estrela começa a queimar o Hidrogênio em uma casca ao redor do núcleo de He. Como não há reação nuclear, o núcleo se contrai e a camada externa se expande, aumentando a sua luminosidade e se tornando uma Gigante Vermelha.

Para que a estrela queime o Hélio em seu núcleo, é necessária uma temperatura de 10^8K . Estrelas com massa entre 0.08 e $0.45M_{\odot}$ nunca atingem essa temperatura e acabam se tornando anãs brancas de He. Estrelas com massa maior do que $0.45M_{\odot}$ atingem a

temperatura necessária para queimar Hélio em Carbono e Oxigênio em seu centro, durante a fase conhecida como Ramo Horizontal. Nessa fase a estrela possui duas fontes de energia: o núcleo de Hélio queimando em Carbono e uma casca de Hidrogênio queimando em Hélio. A combustão do Hidrogênio aumenta a massa da casca de Hélio ao mesmo tempo que a combustão do Hélio aumenta a quantidade de Carbono e Oxigênio no núcleo da estrela. Essa fase termina quando o Hélio central se esgota.

A evolução posterior da estrela vai depender da sua massa: se tiver uma massa maior do que cerca de $8M_{\odot}$ continuará queimando elementos cada vez mais pesados em seu interior, até a formação de Ferro, que é a última reação nuclear exotérmica. Essas estrelas evoluem para estrelas de nêutrons ou buracos negros, dependendo de sua massa.

Se a massa da estrela for menor do que $8M_{\odot}$, após o esgotamento do Hélio central ela entrará no Ramo assintótico de gigantes. Nessa fase a estrela possui duas fontes de energia: a combustão do Hidrogênio e a combustão do Hélio na camada acima do núcleo inerte de Carbono e Oxigênio. Isso faz com que a massa do núcleo vá aumentando e a camada de Hélio vá se tornando cada vez mais fina. Quando a camada de He fica muito fina ela se torna termicamente instável, não expandindo com o aumento da temperatura efetiva. Dessa forma a eficiência de produção de energia aumenta muito, gerando o que se chama de Pulso Térmico. Com esse pulso, as camadas externas se expandem, fazendo com que a temperatura diminua e a camada de Hélio volte a ser estável. Não demora muito para que a camada de He se torne fina novamente, repetindo o ciclo. Durante os pulsos térmicos a estrela se expande, tornando-se uma estrela Supergigante. Ao mesmo tempo, o núcleo de Carbono e Oxigênio aumenta e se torna cada vez mais parecido com uma estrela anã branca.

No final dos pulsos térmicos a estrela ejeta suas camadas exteriores através de super-ventos, o que ocasiona a formação de uma Nebulosa Planetária. Com a perda das camadas externas, vê-se a parte mais interna da estrela e, portanto, uma região com temperatura maior. Dessa forma a temperatura efetiva da estrela aumenta em cerca de duas ordens de grandeza, enquanto a luminosidade permanece aproximadamente constante.

O núcleo dessa estrela se torna, então, em uma anã branca, possuindo apenas uma região central formada por Carbono e Oxigênio e uma camada fina de Hidrogênio e Hélio, a qual sobreviveu à expulsão das camadas externas durante a fase de nebulosa planetária.

Na Figura 1.2 é mostrado um diagrama HR teórico, isso é, um diagrama que mostra a luminosidade e a temperatura ao longo da evolução de uma estrela de $1M_{\odot}$. Nesse diagrama cada uma das fases citadas neste trabalho são discriminadas.

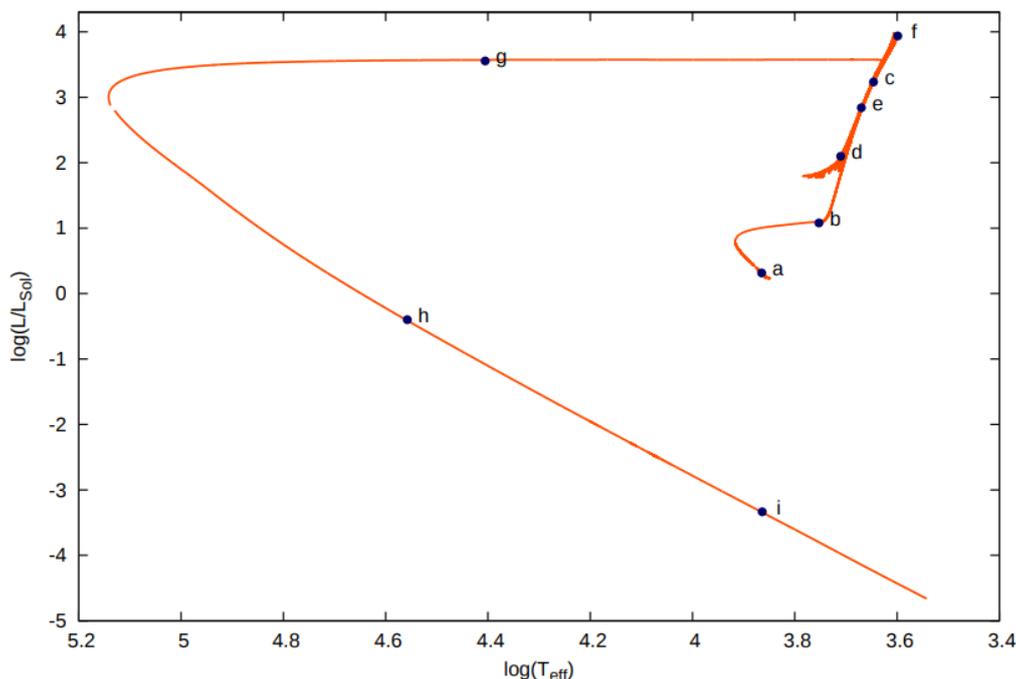


Figura 1.2: Evolução teórica de uma estrela de $1M_{\odot}$ e $Z=0,0001$ calculada com o LPCODE, em que a) sequência principal (MS); b) ramo de gigante vermelha (RGB); c) flash de He; d) ramo horizontal (HB); e) ramo assintótico de gigante (AGB); f) pulsos térmicos (TP-AGB); g) nebulosa planetária (pré-WD); h) fase inicial de anã branca (WD); i) anã branca fria (Pacheco 2018).

1.2 ESTRELAS ANÃS BRANCAS

Anãs brancas são o estágio evolutivo final de estrelas com massa inicial entre cerca de $0.08 M_{\odot}$ e $8-11 M_{\odot}$, ou seja, são o final evolutivo de estrelas de massa baixa e intermediária. Tendo em vista que estrelas de massa menor se formam em maior quantidade do que estrelas de massa maior (Salpeter 1955), as anãs brancas são o destino evolutivo mais comum das estrelas. Essas estrelas são formadas após a ejeção das camadas externas da estrela progenitora, formando uma Nebulosa Planetária, sendo constituídas essencialmente pelo núcleo da progenitora.

Uma anã branca é constituída por um núcleo degenerado de Oxigênio e Neônio, Carbono e Oxigênio ou Hélio e por uma fina camada de Hidrogênio e Hélio em sua superfície. Não há mais reações nucleares no núcleo, e sua luminosidade é devido à energia térmica residual. Por causa do núcleo degenerado de elétrons, a pressão hidrostática e as propriedades térmicas estão desacopladas, o que dá origem a algumas características importantes das anãs branca, como a relação massa X raio e a uma massa máxima para esse tipo de estrela.

Em estrelas que não são constituídas por um gás degenerado, um aumento de massa da estrela gera um aumento de tamanho. No caso de anãs brancas, o gás degenerado exerce uma

pressão para contrabalançar a gravidade, e essa pressão é maior quanto maior a densidade da estrela. Dessa forma, quanto maior a massa de uma estrela anã branca, menor o seu raio.

A degenerescência na estrela também faz com que haja uma massa máxima para anãs brancas, conhecida como massa de Chandrasekhar. Essa massa é da ordem de $1.4 M_{\odot}$ e pode ser obtida calculando a pressão de degenerescência considerando elétrons com a velocidade da luz, que seria uma boa aproximação para a velocidade máxima que podem ter. Acima da massa de Chandrasekhar a pressão de degenerescência dos elétrons não consegue contrabalançar a gravidade, não existindo equilíbrio possível para anãs brancas. (Kepler de Souza 2018)

As anãs brancas evoluem de forma relativamente simples, tendo em vista que não há mais reações nucleares. Sua evolução pode ser vista como um processo de esfriamento, em que a taxa de perda de energia é dada por

$$\frac{dU}{dt} = -(L_{\gamma} + L_{\nu} + L_x) \quad ,$$

em que L_{γ} é a perda de energia via emissão de fótons, L_{ν} é a perda de energia via neutrinos e L_x , via emissão de outras possíveis partículas (Raffelt 1996).

A perda de energia por emissão de fótons é a forma de esfriamento mais conhecida. Praticamente toda a energia térmica é armazenada pelos íons e é transportada pelo interior degenerado através da condução de elétrons. No envelope, a energia difunde-se gradualmente pelo gás não degenerado. Dentro da estrela também são produzidos neutrinos, os quais interagem muito pouco com a matéria e escapam livremente da estrela, carregando consigo energia.

Com essas perdas energéticas a estrela vai se esfriando aos poucos. Quando a temperatura atinge um certo valor baixo suficiente (cerca de 4000 K para estrelas de $0.5M_{\odot}$ e 13000 K para estrelas de $1M_{\odot}$), os íons no interior da anã branca passam a formar uma estrutura ordenada. A energia liberada nesse processo, chamado cristalização, aumenta o tempo de esfriamento de uma anã branca em cerca de 30%.

1.3 ÁXIONS

A conservação ou não de certas quantidades na natureza é fundamental para o estudo de física. A descoberta de novas partículas, por exemplo, está geralmente relacionada com a conservação de quantidades como massa, carga elétrica e spin em reações observadas. No caso do áxion, sua hipotetização foi um pouco às avessas: enquanto a teoria prevê que uma simetria é quebrada, as observações indicam o contrário.

Essa simetria é a chamada "simetria CP". De acordo com essa simetria, as leis da física deveriam ser as mesmas se trocássemos as partículas por suas antipartículas (simetria C) e invertêssemos as suas coordenadas espaciais (simetria P). Para interações fortes, a QCD (cromodinâmica quântica) prevê uma quebra dessa simetria; no entanto essa violação nunca foi observada - esse problema é chamado 'Problema CP da força forte'. Para explicar essa falta de violação da simetria CP em interações fortes, em 1977 por Peccei e Quinn postularam o mecanismo de Peccei-Quinn (Peccei e Quinn 1977). No ano seguinte, Weinberg e Wilczek mostraram que a consequência desse mecanismo seria uma nova partícula, chamada áxion (Weinberg 1978).

O áxion é um bóson (possui spin 0) de carga elétrica nula e massa muito pequena. Por causa dessas características, os áxions são considerados possíveis constituintes da matéria escura fria. Existem diversos modelos de áxions, sendo que os predominantemente discutidos na literatura são os modelos DFSZ (Dine, Fischler e Srednicki 1981) (Zhitnitsky 1980) e KSVZ (Kim 1979) (Shifman, Vainshtein e Zakharov 1980). No modelo KSVZ os áxions se acoplam somente com bósons, enquanto no modelo DFSZ os áxions se acoplam também com léptons, como os elétrons. Tendo em vista que no núcleo de anãs brancas elétrons livres são abundantes, o modelo DFSZ foi usado neste trabalho. Nesse modelo, a constante de acoplamento é dada por

$$g_{ae} = 2.8 \times 10^{-14} \frac{m_a \cos^2 \beta}{1 \text{ meV}}$$

em que $\cos^2 \beta$ é um parâmetro dependente de modelo, geralmente fixado em 1 e m_a é a massa do áxion, dada por

$$m_a = \frac{6 \text{ eV}}{\frac{f_a}{10^6 \text{ GeV}}}$$

Sendo dependente de uma constante de decaimento f_a , cujo valor é desconhecido. Em busca de uma quantificação desses valores, estão sendo realizados diversos experimentos de detecção direta e indireta dos áxions, como IAXO (Armengaud et al. 2014) e CAST (Collar

2003). Na Figura 1.3 consta uma janela mostrando os principais experimentos de detecção direta e suas respectivas coberturas.

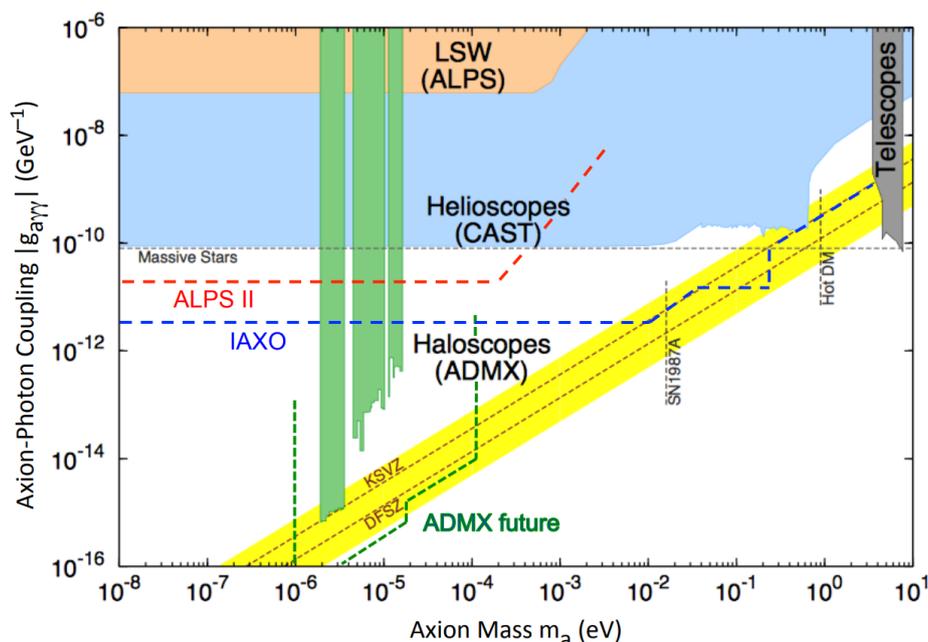


Figura 1.3: Cobertura dos principais experimentos que buscam a detecção de áxions (Graham et al. 2015). No eixo horizontal é mostrada a massa do áxions e no vertical a constante de acoplamento. Em amarelo é mostrada a faixa de massas e constante de acoplamento de acordo com as teorias e, em diferentes cores são mostradas as coberturas que os experimentos oferecem.

Visivelmente esses experimentos não cobrem a maior parte da região em que os áxions são previstos. Dessa forma, busca-se formas indiretas de detectar os áxions ou ao menos restringir sua massa. Uma dessas formas é a utilização de observações astrofísicas, afinal o ambiente denso das estrelas é uma fonte considerável de partículas de baixa massa e pouco interagentes. Particularmente, anãs brancas são excelentes laboratórios para estudar este tipo de partícula, tendo em vista que são sistemas relativamente simples e bem estudados. De acordo com (Raffelt, Redondo e Maira 2011), os limites astrofísicos mais restritivos em que modelos de áxions acoplam com léptons carregados provêm de anãs brancas.

Na literatura, são encontradas duas formas principais para definir limites na massa dos áxions a partir de anãs brancas: usando a função de luminosidade de anãs brancas e usando a variação no período de pulsação dessas estrelas (estudo asterosismológico). A função de distribuição de anãs brancas em luminosidade (WDLF) mostra a densidade espacial de anãs brancas por intervalo de luminosidade, a qual pode ter a forma modificada com a existência de novas partículas, como áxions (Isern et al. 2018). O período de pulsação

de anãs brancas varia no tempo, sendo dependente do quão rápido essas estrelas esfriam. Dessa forma, se existir um mecanismo extra de perda de energia em anãs brancas, como áxions, essa variação pode ser maior do que a esperada (Córsico et al. 2016). Na Figura 1.4 são mostrados os intervalos de massa possíveis para os áxions a partir de estudos através desses dois métodos. Em cinza se vê a determinação a partir da função de distribuição de luminosidade de anãs brancas, que limita a massa dos áxions em cerca de 10 meV. Em laranja, roxo, vermelho, azul e verde são mostradas as determinações usando a variação nos períodos das estrelas anãs brancas L19-2, PG1351+489, R548, G117-B15A (em 2012) e G117-B15A (em 2008), respectivamente. Como se observa nessa figura, a massa do áxion se encontra no intervalo de 0 a 30 meV.

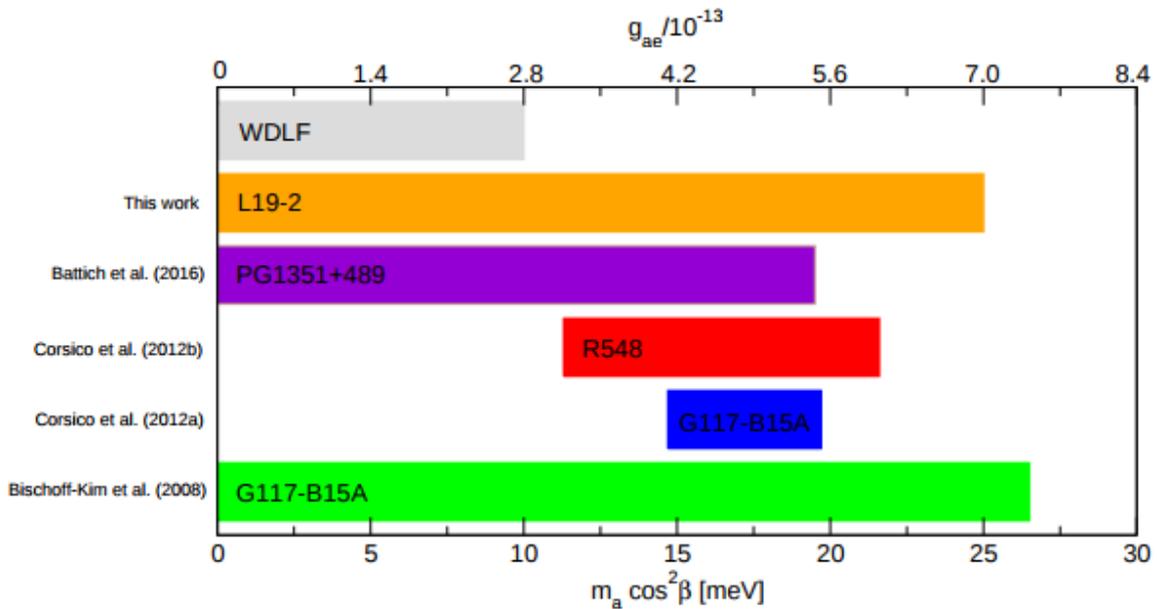


Figura 1.4: Intervalo de massas de áxions determinados a partir de estudos usando asterosismologia e função de distribuição de luminosidade. No eixo horizontal inferior é mostrada a massa do áxion, enquanto no superior é mostrada a constante de acoplamento. No eixo vertical são citados os estudos referentes a cada determinação de massa (Córsico et al. 2016).

Dentro de anãs brancas os áxions são formados via três processos principais: aniquilação de pares, efeito Compton e Bremsstrahlung, sendo o último processo dominante. A taxa de emissão de áxions é dada por (Nakagawa et al. 1988) (Nakagawa, Kohyama e Itoh 1987):

$$\epsilon_a = 1.08 \times 10^{23} \frac{g_{ae}^2}{4\pi} \frac{Z^2}{A} T_7^4 F(T, \rho) \quad [erg/g/s]$$

em que Z é o número atômico, A é a massa atômica, T_7 é a temperatura em unidades de

10^7K e $F(T, \rho)$ é uma função da temperatura e densidade que considera efeitos de plasma coulombiano.

Vê-se que a taxa de emissão depende do quadrado da constante de acoplamento, que por sua vez é diretamente proporcional a massa. Portanto existe uma relação quadrática entre a taxa de emissão e a massa do áxion, o que significa que quanto maior for a massa do áxion, maior será a taxa de emissão. Como a emissão de áxions causaria uma perda de energia que, por sua vez, causa uma diminuição na temperatura da estrela, percebe-se que quanto maior a massa do áxion, mais rapidamente uma anã branca irá se esfriar.

Além dos argumentos já citados, anãs brancas também são excelentes laboratórios no estudo de áxions por chegarem a temperaturas e densidades em que a emissão de áxions domina sobre a emissão de neutrinos, tornando-se (caso exista) uma fonte importante de perda de energia de anãs brancas.

Capítulo 2

Metodologia

Para a realização deste trabalho utilizei um código de evolução estelar. Detalhes sobre o código serão dados na seção 2.1 e a metodologia será descrita na sequência.

2.1 CÓDIGO LPCODE

O código de evolução estelar utilizado para os cálculos deste trabalho, LPCODE, foi desenvolvido no Observatório de La Plata (Althaus et al. 2003). O código foi elaborado a partir do método de Kippenhahn, Weigert e Hofmeister (Kippenhahn, Weigert e Hofmeister 1967), sendo baseado em um esquema de iteração tipo Henyey. A implementação desse esquema é feita através de uma linearização implícita do sistema de equações de estrutura e evolução de uma configuração esfericamente simétrica. Esse sistema de equações de estrutura se refere às equações de equilíbrio hidrostático, conservação de massa e energia e transporte de energia. As condições de contorno externas são dadas por integrações de envelope, desde a fotosfera até o interior do modelo. A variável independente é uma variável lagrangiana definida como $\xi = \ln\left(1 - \frac{m_r}{M_*}\right)$, e as variáveis dependentes são raio, pressão, luminosidade e temperatura.

A composição química é modelada por um sistema de equações diferenciais acopladas que descreve a evolução temporal das espécies químicas presentes no modelo. As equações de estrutura não são resolvidas simultaneamente às equações de composição química. Conhecendo as variáveis de estrutura em um dado t se calcula a composição química em $t + \Delta t$, a qual é utilizada para calcular as novas variáveis de estrutura em $t + 2\Delta t$ e assim sucessivamente.

Para o cálculo de estrelas anãs brancas é utilizada a equação de estado de (Segretain et al. 1994) no regime de altas densidades, complementada pela equação de estado de

(Magni e Mazzitelli 1979) para baixas densidades (Romero, Campos e Kepler 2015). As opacidades são obtidas a partir das tabelas de opacidade OPAL, visto que durante a fase de anã branca a fração de massa de metais no envelope não está fixa. São considerados processos de assentamento gravitacional e de difusão química de 1H , 3He , 4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O (Althaus et al. 2003), sendo que a difusão nos modelos começa a operar quando se alcança o limite de ventos em altas temperaturas efetivas. Também são considerados os efeitos da combustão nuclear residual e mistura convectiva e a re-homogeneização química do perfil interno de carbono/oxigênio induzida pela instabilidade de Rayleigh-Taylor. Além disso, é calculada a emissão por neutrinos, sendo que os efeitos via formação de pares, fotoneutrino e Bremsstrahlung são calculados segundo (Itoh et al. 1996) e efeitos por processos de plasma, segundo (Haft, Raffelt e Weiss 1994) (Romero, Campos e Kepler 2015).

Para o cálculo da produção de áxions dentro da estrela são considerados dois processos: Compton e Bremsstrahlung. O efeito Compton e o Bremsstrahlung para o caso não degenerado são calculados segundo (Raffelt 1996). O Bremsstrahlung para o caso degenerado com $\Gamma < 1$ é calculado segundo (Raffelt e Weiss 1995), e para o caso degenerado com $\Gamma > 1$, segundo (Nakagawa et al. 1988) (Nakagawa, Kohyama e Itoh 1987), em que Γ é um parâmetro que dá a correlação dos íons em um plasma fortemente acoplado. Para anãs brancas esse valor é tipicamente entre 20 e 150 (Raffelt e Weiss 1995).

Para a execução deste trabalho foram usados modelos evolutivos já previamente calculados até o início da fase de anã branca com metalicidade $Z = 0.01$ (Renedo et al. 2010). Foram calculadas 155 sequências evolutivas ao longo da fase de anã branca, a fim de testar a influência de uma mudança na massa de áxion no tempo de evolução. Essas sequências evolutivas iniciam no começo da curva de esfriamento e terminam em uma $T_{eff} \approx 3000K$, sendo o final determinado pelo limite de convergência do código de evolução LPCODE, e são caracterizadas pela sua massa e pela massa de áxion utilizada para o cálculo. Na Figura 2.1 estão marcadas todas as sequências evolutivas que foram calculadas neste trabalho; no eixo vertical estão discriminadas as massas de anã branca utilizadas, enquanto no eixo horizontal estão discriminadas as massas de áxion utilizadas.

Todos os modelos foram calculados visando a obtenção de curvas de esfriamento para

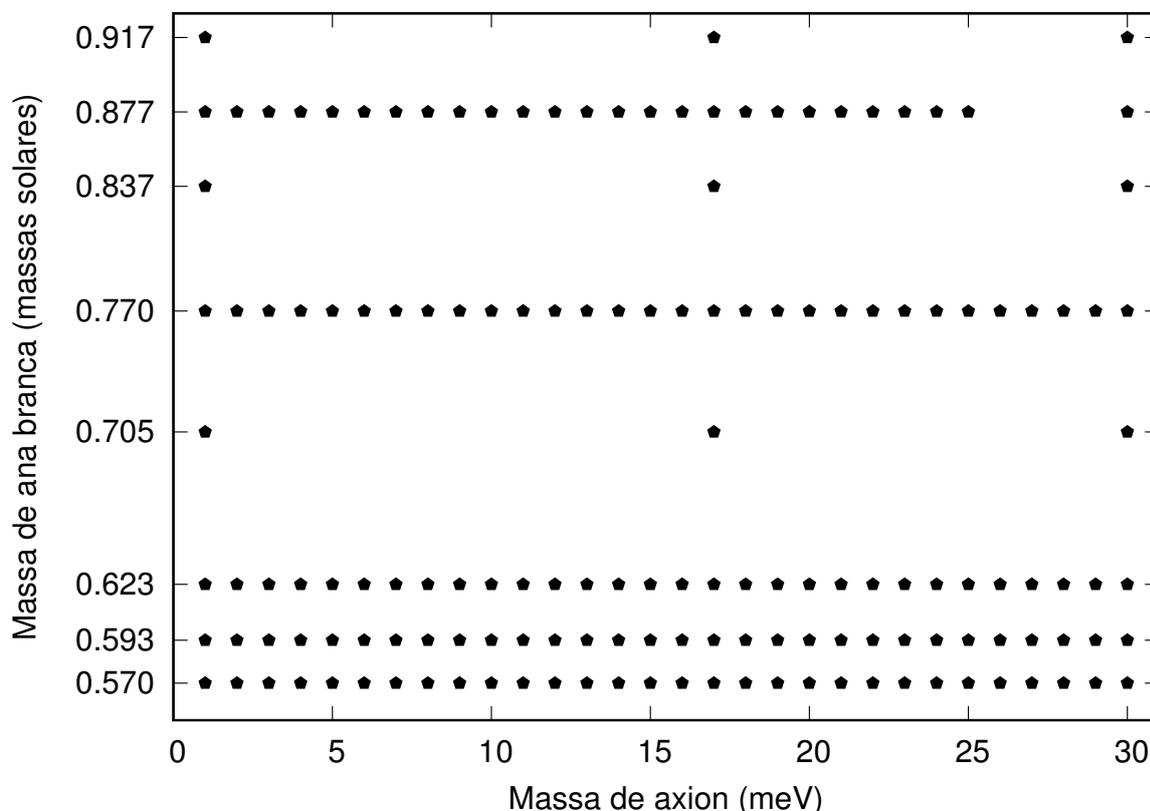


Figura 2.1: Grade contendo as seqüências calculadas para a execução deste trabalho. No eixo vertical são apresentadas as massas de anã branca que foram utilizadas para os cálculos (de 0.570 a 0.917 M_{\odot}), e no eixo horizontal são mostradas as massas de áxion (de 1 a 30 meV).

identificar e mensurar as diferenças entre seqüências calculadas com diferentes massas de áxions.

Sabe-se que, se áxions existirem, a sua emissão em estrelas depende da densidade e temperatura. Da mesma forma, a emissão de neutrinos depende fortemente desses dois fatores. Com os cálculos realizados neste trabalho foi possível verificar e comparar como se dá a emissão de áxions e neutrinos dentro da anã branca. Na Figura 2.2, é mostrada a emissão de áxions de 17 meV e de neutrinos em um modelo estelar de 0.623 M_{\odot} a uma temperatura de $T_{eff} \approx 40000$ K. No eixo vertical do gráfico é mostrada a taxa de emissão das partículas (áxions e neutrinos), enquanto no eixo horizontal é mostrado um perfil da estrela, em que 0 representa o núcleo e o menor valor representa a borda externa do modelo. Vê-se que a emissão de áxions e neutrinos ocorre principalmente no centro da estrela, onde a densidade é maior. A essa temperatura já se vê a emissão de áxions dominando sobre a emissão de neutrinos.

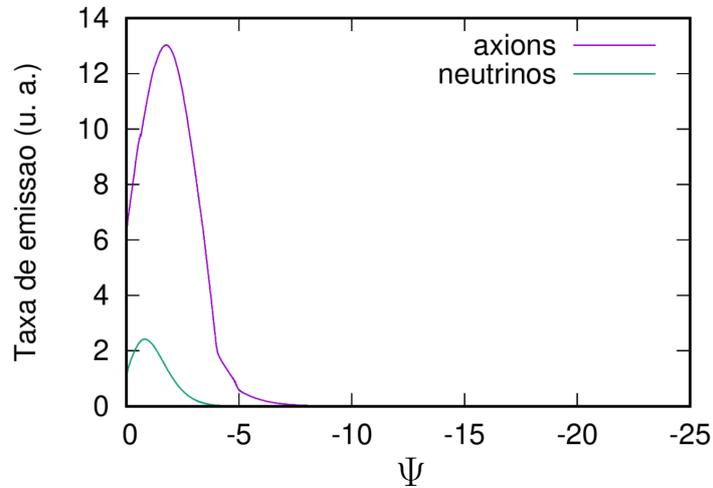


Figura 2.2: Taxa de emissão de neutrinos e áxions de 17 meV em unidades arbitrárias versus $\Psi(r) = \log(1 - \frac{m_r}{M_*})$. Como Ψ assume valor 0 no centro da estrela e valor máximo na borda, pode-se dizer que este é um perfil da emissão de áxions e neutrinos dentro de um modelo estelar de $0.623M_\odot$ a uma temperatura efetiva de aproximadamente 40000 K. A taxa de emissão de áxions é maior próximo do centro da estrela, onde a temperatura e a densidades são maiores.

Para o estudo da emissão em anãs brancas se faz necessário saber quando a emissão de áxions é significativa dentro da estrela. Para estrelas com massa intermediária de anã branca, esse momento ocorre quando a estrela atinge uma temperatura de aproximadamente 40000K. Sabendo isso, todas as sequências foram calculadas considerando a emissão de áxions começando em temperaturas efetivas de $T \approx 40000$ K. Na Figura 2.3 é apresentado um gráfico mostrando a emissão de áxions e neutrinos em uma anã branca de $0.6 M_\odot$, em que se vê que a partir de uma temperatura de cerca de 40 000K a emissão de áxions começa a dominar sobre a emissão de neutrinos.

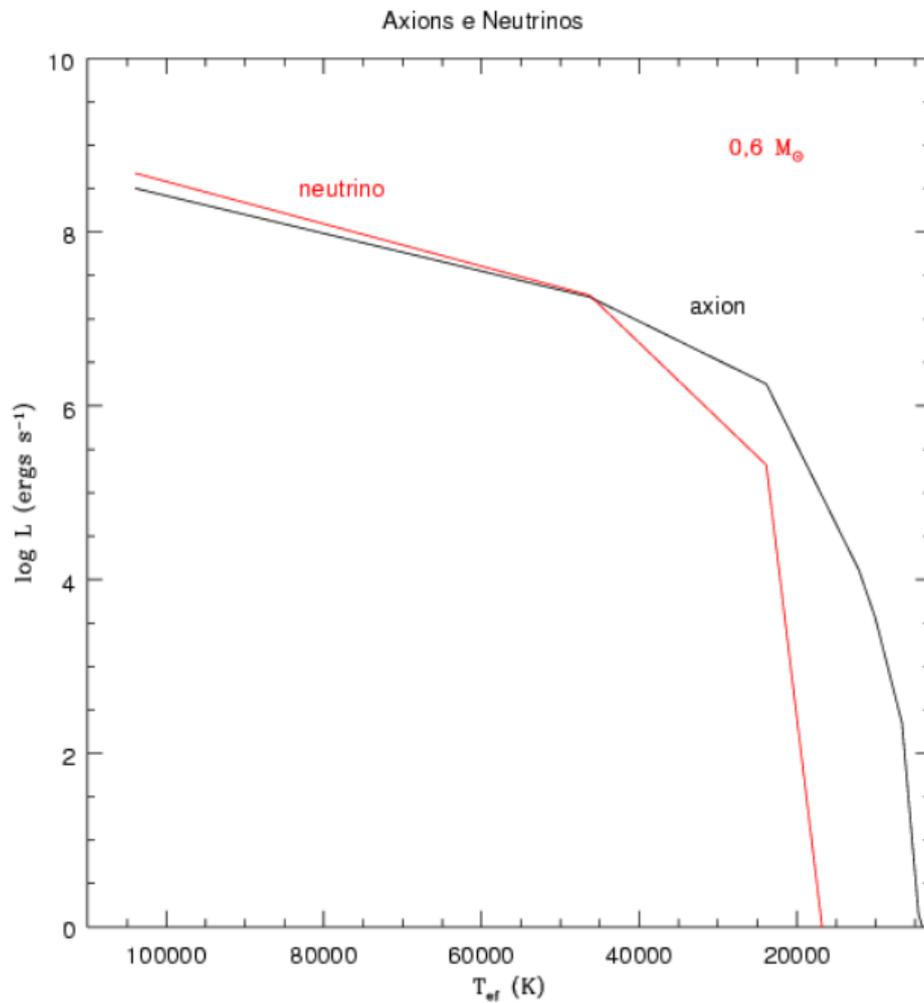


Figura 2.3: Comparação entre a emissão de áxions e de neutrinos em um modelo evolutivo de $0,6M_{\odot}$. No eixo horizontal é mostrada a temperatura efetiva da estrela, enquanto no eixo vertical é mostrado o logaritmo da luminosidade atribuído a áxions e a neutrinos. Vê-se que a partir de $T \approx 40000$ K a emissão de áxions se torna dominante frente à emissão de neutrinos (Kepler de Souza 2018)¹.

1. Esse gráfico também pode ser encontrado em International Journal of Modern Physics, Vol. 13, No. 7 (2004) 1493–1508.

Capítulo 3

Resultados

Com as sequências mostradas na Figura 2.1 foram obtidas diversas curvas de esfriamento teóricas. Para avaliar a influência da emissão de áxions nessas sequências, foram comparadas sequências calculadas com mesma massa de anã branca e com massas de áxions diferentes. Na Figura 3.1 é feita essa comparação para uma massa de anã branca de $0.623 M_{\odot}$.

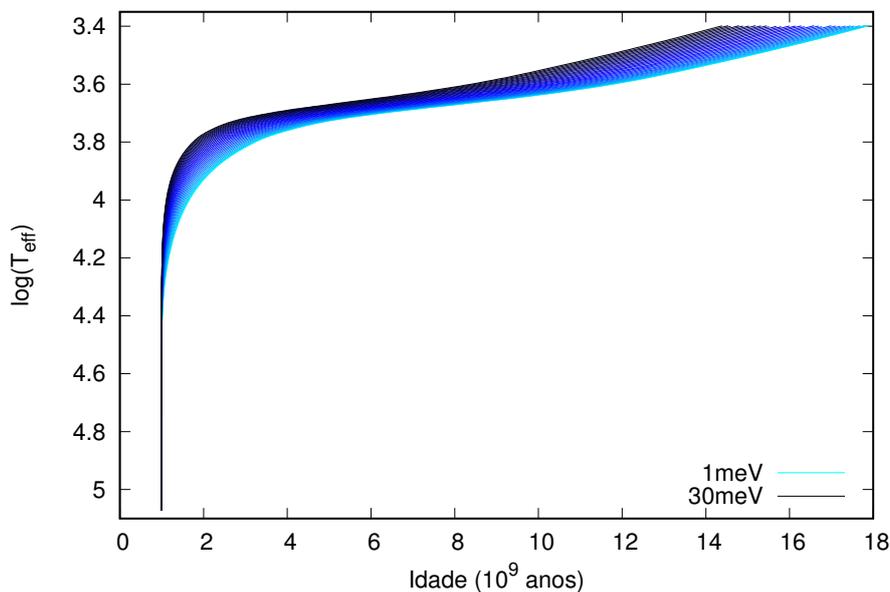


Figura 3.1: Gráfico mostrando o logaritmo da temperatura efetiva do modelo em função da idade em bilhões de anos, em que são comparadas sequências evolutivas de mesma massa ($0.623 M_{\odot}$), porém calculadas com diferentes massas de áxion (a cor mais clara representa áxions com menor massa, enquanto a cor mais escura representa áxions com massas maiores). O tempo de esfriamento é consideravelmente menor para modelos calculados com massas de áxions maiores.

Nesse tipo de comparação (apresentado na Figura 3.1) é possível identificar que os áxions

modificariam a evolução de uma estrela anã branca. Especificamente, eles influenciariam no tempo de esfriamento dessas estrelas, fazendo com que anãs brancas esfriem mais rápido do que no caso em que a emissão de áxions não é considerada. Essa influência fica ainda mais clara quando é analisada a diferença em idade para uma mesma temperatura. Para sequências com massa de anã branca de $0.623M_{\odot}$, quando o logaritmo da temperatura é fixado em 3.6 (por exemplo), vê-se que a diferença em idade para sequências calculadas com 1 e com 30 meV é de cerca de 4 bilhões de anos. Isso significa que, se áxions com massa da ordem de meV existirem, idades de estrelas e de aglomerados usando anãs brancas podem estar sendo estimadas incorretamente.

Para analisar a influência da emissão de áxions no esfriamento de anãs brancas de diferentes massas foram construídas isócronas utilizando dados de sequências de esfriamento calculadas com 1, 17 e 30 meV. Isócronas com idade de 8 bilhões de anos são mostradas na Figura 3.2.

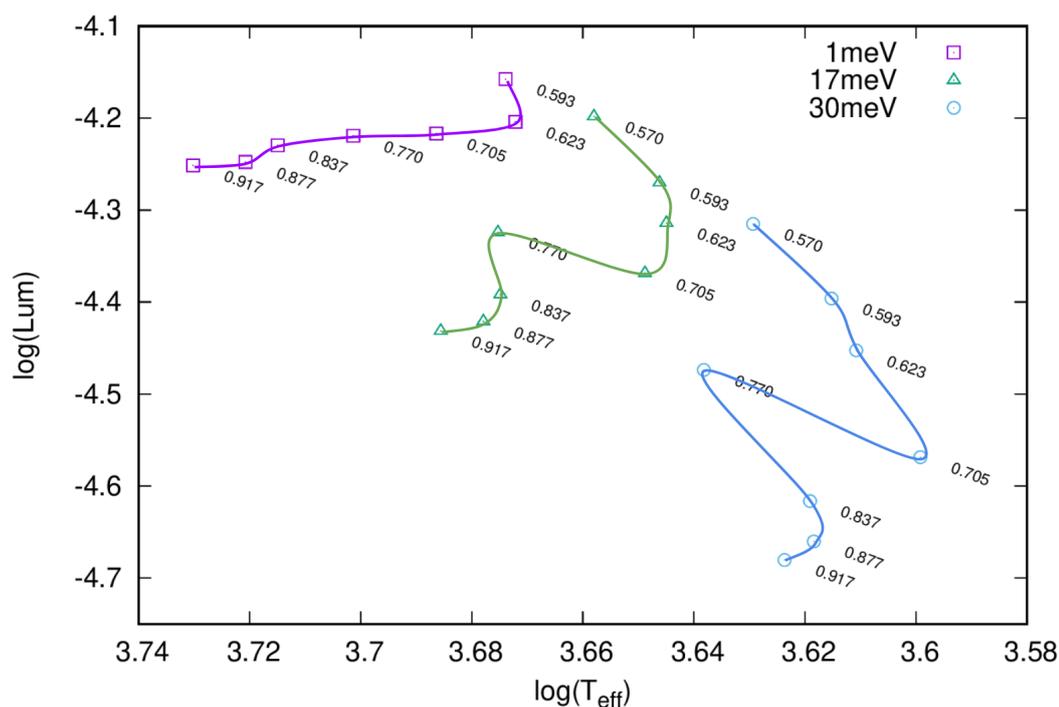


Figura 3.2: Diagrama HR de modelos evolutivos calculados com massas de áxions de 1 (azul), 17 (verde) e 30 meV (roxo) a 8 bilhões de anos. Vê-se que o formato e a posição das isócronas são modificados com a inserção de áxions nos modelos.

Na Figura 3.2 se vê que as isócronas calculadas com diferentes massas de áxion se situam em posições diferentes no diagrama HR, sendo que as isócronas calculadas com massa de áxion maior se situam na parte de mais baixa temperatura e luminosidade. Esse é um efeito

direto da maior perda de energia por parte da estrela quanto maior a massa do áxion. Se a perda de energia é maior, isso significa que a estrela se esfriará mais rápido e, portanto, estará mais fria e menos luminosa a mesma idade.

Além disso, outro efeito interessante é a mudança de forma nas sequências calculadas com diferentes massas de áxion. Para massas maiores de áxion há um abaulamento maior no formato da isócrona quando comparado com massas menores. Esse abaulamento é causado pela cristalização das estrelas, e se torna maior quanto mais fria a estrela está. Com a emissão de áxions, o modelo evolutivo da estrela se torna mais frio de forma mais rápida e, portanto, possui uma isócrona mais parecida com uma isócrona sem áxions de idade maior.

A fim de comparação, na Figura 3.3 é apresentado um gráfico com isócronas de idades diferentes, todas calculadas com a mesma massa de áxion, 17 meV. A isócrona central, calculada com idade de 8 bilhões de anos, é a mesma representada no centro da Figura 3.2. Nota-se, a partir da comparação entre os dois gráficos, que as isócronas com diferentes idades se assemelham as isócronas de diferentes massas de áxions, o que indica que os efeitos da inclusão de áxions são parecidos com os efeitos do envelhecimento de estrelas.

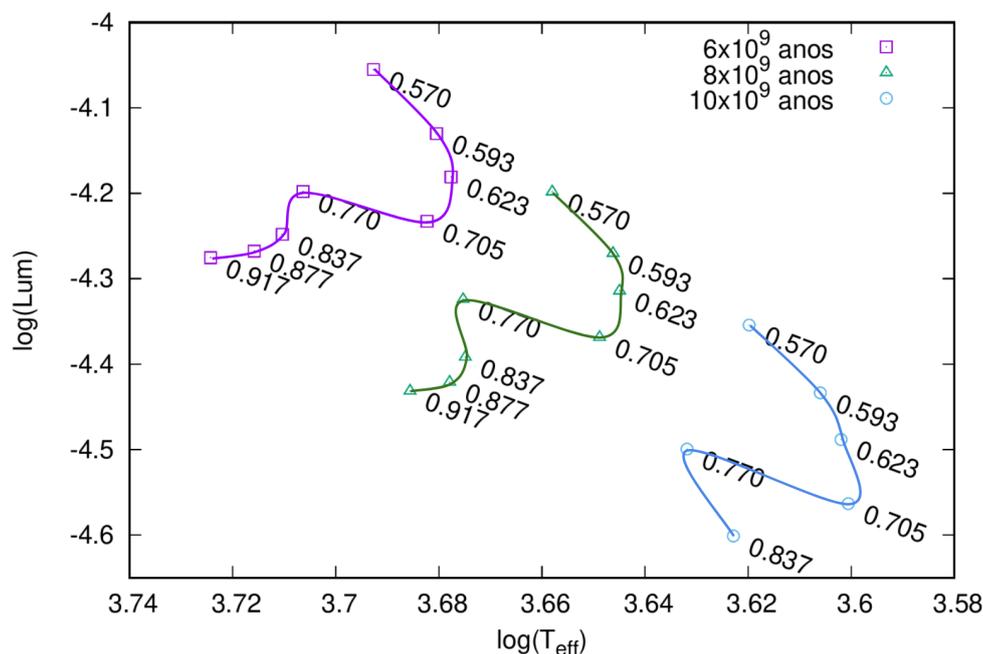


Figura 3.3: Isócronas de diferentes idades calculadas com massa de áxion de 17 meV.

Como discutido, a inclusão de áxions causa um efeito parecido com o envelhecimento das estrelas, no sentido de modelos com áxions de maior massa e modelos com idade maior atingirem temperaturas e luminosidades mais baixas. Assim sendo, podemos estimar a

diferença em idade que obteríamos comparando duas isócronas calculadas com e sem a consideração de emissão por áxions a temperaturas e luminosidades parecidas. Para avaliar isso, foi construída a Figura 3.4, em que são representadas duas isócronas de diferentes idades e com massas de áxion diferentes que se situam aproximadamente na mesma posição no diagrama HR. As idades dessas isócronas distam 2 bilhões de anos, uma diferença de idade bastante significativa. Essa diferença de idade significa que, se existirem áxions com massa de 17 meV, uma isócrona atualmente dita como tendo 12 bilhões de anos pode estar sendo confundida com uma isócrona de 10 bilhões de anos.

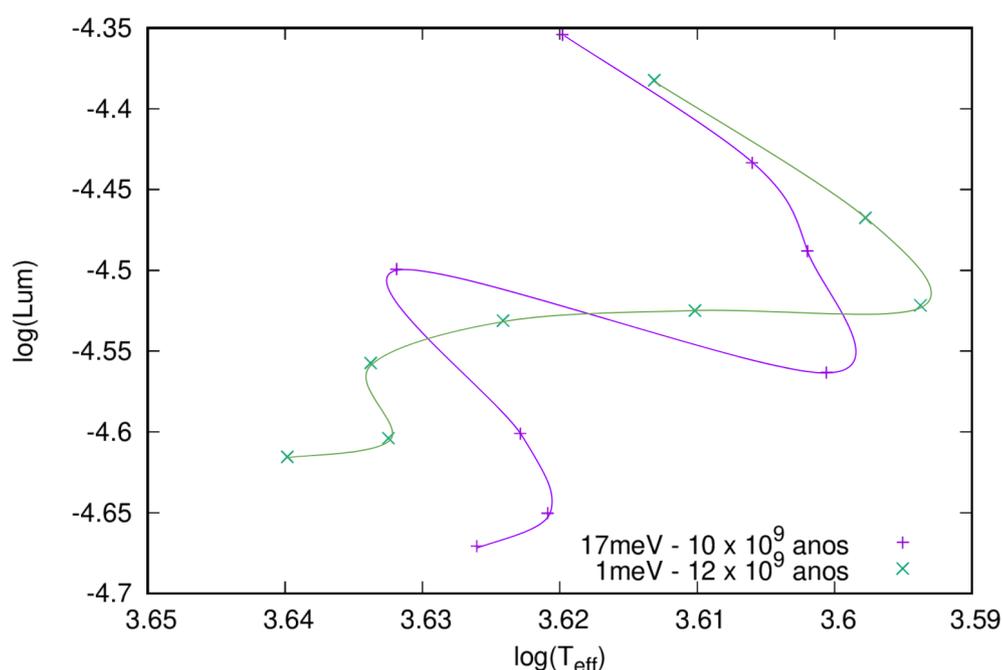


Figura 3.4: Diagrama HR mostrando duas isócronas diferentes. A isócrona representada em verde foi calculada usando áxions com massa de 1meV e foi fixada em 12 bilhões de anos; já a isócrona representada em roxo foi calculada usando áxions com massa de 17 meV e foi fixada em 10 bilhões de anos.

Um efeito evidenciado na Figura 3.4 é a mudança no formato da isócrona. Situando-se aproximadamente na mesma região do diagrama HR, era esperado que as duas isócronas tivessem formato bastante parecido, mesmo com idades diferentes - visto que o efeito do áxion é uma aceleração do envelhecimento da estrela. No entanto, há uma diferença de até 0.1 em logaritmo de luminosidade e temperatura entre as duas isócronas. Essa diferença abre uma nova possibilidade para estudar áxions e restringir a sua possível massa.

Capítulo 4

Conclusões

Através do estudo realizado neste trabalho foram obtidas novas evidências de que, se existirem, áxions com massa da ordem de meV causariam efeitos importantes no esfriamento de estrelas anãs brancas.

Um efeito da existência de áxions com massa dessa ordem é a aceleração da taxa de esfriamento de anãs brancas, o que implicaria que estrelas anãs brancas que vemos poderiam ter idades menores do que as idades que são estimadas atualmente. Esse efeito pode vir a ser melhor compreendido através do estudo da curva de esfriamento de anãs brancas em aglomerados globulares. Como essas curvas são usadas para calcular a idade dos aglomerados, é possível usar os cálculos realizados neste estudo para que sejam feitas novas restrições na massa de áxions.

Outro efeito da existência de áxions com massa da ordem de meV é uma mudança no formato das isócronas. A existência de áxions faria com que isócronas apresentassem uma curvatura um pouco diferente das isócronas calculadas atualmente. Além disso as estrelas de mais baixa luminosidade e temperatura das isócronas seriam ainda menos luminosas e mais frias do que é esperado atualmente, possuindo uma diferença de cerca de 0.1 em logaritmo de luminosidade e de temperatura. Esse efeito também poderia ser estudado através de curvas de esfriamento de anãs brancas em aglomerados globulares, no entanto é possível que essa diferença seja muito sutil quando comparadas ao poder de resolução que temos atualmente para observar estrelas fracas como anãs brancas. Apesar disso, espera-se que, no futuro, com o aumento do poder de resolução de telescópios, seja possível avaliar o formato da curva de esfriamento e, a partir disso, definir novos limites para a massa de áxions.

Pretende-se, após a conclusão deste trabalho, iniciar estudos comparativos dos resultados obtidos neste trabalho com observações. Isso deverá ser feito a partir da análise de curvas de esfriamento de anãs brancas, principalmente de aglomerados globulares. Essas curvas de

esfriamento possuem diversas informações que podem ser usadas para restringir a massa do áxion, como a luminosidade e temperatura que as anãs brancas atingem e também o seu formato. Como já mencionado, esse tipo de informação pode ser comparada com as informações resultantes dos cálculos realizados neste trabalho, obtendo-se possíveis novas idades para aglomerados (Campos et al. 2016) no caso da existência de áxions e restrições para sua possível massa.

Bibliografia

- Althaus, L. G., A. M. Serenelli, A. H. Córscico e M. H. Montgomery. 2003. “New evolutionary models for massive ZZ Ceti stars. I. First results for their pulsational properties”. 404 (): 593–609. doi:[10.1051/0004-6361:20030472](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030472). eprint: [astro-ph/0304039](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304039).
- Armengaud, E., F. T. Avignone, M. Betz, P. Brax, P. Brun, G. Cantatore, J. M. Carmona et al. 2014. “Conceptual design of the International Axion Observatory (IAXO)”. *Journal of Instrumentation* 9, T05002 (): T05002. doi:[10.1088/1748-0221/9/05/T05002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/05/T05002). arXiv: [1401.3233](https://arxiv.org/abs/1401.3233) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/physics.ins-det)].
- Campos, F., P. Bergeron, A. D. Romero, S. O. Kepler, G. Ourique, J. E. S. Costa, C. J. Bonatto et al. 2016. “A comparative analysis of the observed white dwarf cooling sequence from globular clusters”. 456 (): 3729–3742. doi:[10.1093/mnras/stv2911](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2911). arXiv: [1512.03114](https://arxiv.org/abs/1512.03114) [[astro-ph.SR](https://arxiv.org/abs/astro-ph.SR)].
- Collar, J. I. 2003. “CAST: A search for solar axions at CERN”. *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints* (). eprint: [hep-ex/0304024](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0304024).
- Córscico, Alejandro H., Alejandra D. Romero, Leandro G. Althaus, Enrique García-Berro, Jordi Isern, S.O. Kepler, Marcelo M. Miller Bertolami, Denis J. Sullivan e Paul Chote. 2016. “An asteroseismic constraint on the mass of the axion from the period drift of the pulsating DA white dwarf star L19-2”. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016 (07): 036. <http://stacks.iop.org/1475-7516/2016/i=07/a=036>.
- Dine, Michael, Willy Fischler e Mark Srednicki. 1981. “A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion” [[inlang](https://arxiv.org/abs/inlang)English (US)]. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* 104, número 3 (): 199–202. ISSN: 0370-2693. doi:[10.1016/0370-2693\(81\)90590-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90590-6).

Bibliografia

- Graham, P. W., I. G. Irastorza, S. K. Lamoreaux, A. Lindner e K. A. van Bibber. 2015. “Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles”. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 65 (0): 485–514. doi:[10.1146/annurev-nucl-102014-022120](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102014-022120). arXiv: [1602.00039](https://arxiv.org/abs/1602.00039) [hep-ex].
- Haft, M., G. Raffelt e A. Weiss. 1994. “Standard and nonstandard plasma neutrino emission revisited”. 425 (0): 222–230. doi:[10.1086/173978](https://doi.org/10.1086/173978). eprint: [astro-ph/9309014](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9309014).
- Isern, J., E. Garcí’a-Berro, S. Torres, R. Cojocaru e S. Catalán. 2018. “Axions and the luminosity function of white dwarfs: the thin and thick discs, and the halo”. 478 (0): 2569–2575. doi:[10.1093/mnras/sty1162](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1162). arXiv: [1805.00135](https://arxiv.org/abs/1805.00135) [astro-ph.SR].
- Itoh, N., H. Hayashi, A. Nishikawa e Y. Kohyama. 1996. “Neutrino Energy Loss in Stellar Interiors. VII. Pair, Photo-, Plasma, Bremsstrahlung, and Recombination Neutrino Processes”. 102 (0): 411. doi:[10.1086/192264](https://doi.org/10.1086/192264).
- Kepler de Souza, Maria de Fátima Saraiva. 2018. *Evolução Final das Estrelas*. [Online; accessed 05-November-2018]. <http://astro.if.ufrgs.br/>.
- Kepler, S. O., Ingrid Pelisoli, Viviane Peçanha, J. E. S. Costa, Luciano Fraga, J. J. Hermes, D. E. Winget et al. 2012. “Seismology of a Massive Pulsating Hydrogen Atmosphere White Dwarf”. *The Astrophysical Journal* 757 (2): 177. <http://stacks.iop.org/0004-637X/757/i=2/a=177>.
- Kim, J. E. 1979. “Weak-interaction singlet and strong CP invariance”. *Physical Review Letters* 43 (0): 103–107. doi:[10.1103/PhysRevLett.43.103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.103).
- Kippenhahn, R., A. Weigert e E. Hofmeister. 1967. “Methods for Calculating Stellar Evolution”. *Methods in Computational Physics* 7:129–190.
- Magni, G., e I. Mazzitelli. 1979. “Thermodynamic properties and equations of state for hydrogen and helium in stellar conditions”. 72 (0): 134–147.
- Nakagawa, M., T. Adachi, Y. Kohyama e N. Itoh. 1988. “Axion bremsstrahlung in dense stars. II - Phonon contributions”. 326 (0): 241–248. doi:[10.1086/166085](https://doi.org/10.1086/166085).
- Nakagawa, M., Y. Kohyama e N. Itoh. 1987. “Axion Bremsstrahlung in Dense Stars”. 322 (0): 291. doi:[10.1086/165724](https://doi.org/10.1086/165724).
- Pacheco, Thayse Adineia. 2018. “Influência da perda de massa nos cálculos de evolução estelar”. *Universidade Federal do Rio Grande do Sul Instituto de Física*. ISSN: 001060310. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/173032>.

Bibliografia

- Peccei, R. D., e Helen R. Quinn. 1977. “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles”. *Phys. Rev. Lett.* 38 (25): 1440–1443. doi:[10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440). <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.1440>.
- Raffelt, G. G. 1996. *Stars as laboratories for fundamental physics : the astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*.
- Raffelt, G. G., J. Redondo e N. V. Maira. 2011. “The meV mass frontier of axion physics”. 84, número 10, 103008 (): 103008. doi:[10.1103/PhysRevD.84.103008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.103008). arXiv: [1110.6397](https://arxiv.org/abs/1110.6397) [hep-ph].
- Raffelt, G., e A. Weiss. 1995. “Red giant bound on the axion-electron coupling reexamined”. 51 (): 1495–1498. doi:[10.1103/PhysRevD.51.1495](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.51.1495). eprint: [hep-ph/9410205](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9410205).
- Renedo, I., L. G. Althaus, M. M. Miller Bertolami, A. D. Romero, A. H. Córscico, R. D. Rohrman e E. Garcí’a-Berro. 2010. “New Cooling Sequences for Old White Dwarfs”. 717 (): 183–195. doi:[10.1088/0004-637X/717/1/183](https://doi.org/10.1088/0004-637X/717/1/183). arXiv: [1005.2170](https://arxiv.org/abs/1005.2170) [astro-ph.SR].
- Romero, A. D., F. Campos e S. O. Kepler. 2015. “The age-metallicity dependence for white dwarf stars”. 450 (): 3708–3723. doi:[10.1093/mnras/stv848](https://doi.org/10.1093/mnras/stv848). arXiv: [1504.03945](https://arxiv.org/abs/1504.03945) [astro-ph.SR].
- Salpeter, E. E. 1955. “The Luminosity Function and Stellar Evolution.” 121 (): 161. doi:[10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971).
- Segretain, L., G. Chabrier, M. Hernanz, E. Garcia-Berro, J. Isern e R. Mochkovitch. 1994. “Cooling theory of crystallized white dwarfs”. 434 (): 641–651. doi:[10.1086/174766](https://doi.org/10.1086/174766).
- Shifman, M. A., A. I. Vainshtein e V. I. Zakharov. 1980. “Can confinement ensure natural CP invariance of strong interactions?” *Nuclear Physics B* 166 (): 493–506. doi:[10.1016/0550-3213\(80\)90209-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(80)90209-6).
- Weinberg, Steven. 1978. “A New Light Boson?” *Phys. Rev. Lett.* 40 (4): 223–226. doi:[10.1103/PhysRevLett.40.223](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.223). <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.223>.
- Zhitnitsky, A. R. 1980. “On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions. (In Russian)”. [Yad. Fiz.31,497(1980)], *Sov. J. Nucl. Phys.* 31:260.