

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
CENTRO DE CIÊNCIAS MATEMÁTICAS E DA NATUREZA
OBSERVATÓRIO DO VALONGO
CURSO DE ASTRONOMIA

Carolina de Assis Costa Moreira

*Estrelas Pós-AGB e modelagem do envoltório circunstelar de
estrelas Water Fountain*

Rio de Janeiro

2014

Carolina de Assis Costa Moreira

*Estrelas Pós-AGB e modelagem do envoltório circumstelar de
estrelas Water Fountain*

Monografia apresentada ao Curso de Astronomia
da UFRJ, como requisito parcial para a obtenção
do grau de BACHAREL em Astronomia.

Orientador: Silvia Lorenz Martins

Professor Doutor

Rio de Janeiro

2014

de Assis Costa Moreira, Carolina

Estrelas Pós-AGB e modelagem do envoltório circunstelar de estrelas Water Fountain / Carolina de Assis Costa Moreira - 2014

102.p

Astrofísica Estelar. I.Título.

CDU 524.3

Carolina de Assis Costa Moreira

*Estrelas Pós-AGB e modelagem do envoltório circumstelar de
estrelas Water Fountain*

Monografia apresentada ao Curso de Astronomia
da UFRJ, como requisito parcial para a obtenção
do grau de BACHAREL em Astronomia.

Aprovado em 07 de Março de 2014

BANCA EXAMINADORA

Silvia Lorenz Martins

Professor Doutor

Claudio Pereira Bastos

Doutor

Rundsthen Vasquez de Nader

Mestre

Ao Fred, por não me isentar daquele primeiro teste de Física.

À minha Mãe, por me mostrar a beleza do mundo.

À Bi, por sonhar comigo.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente à minha mãe, por cada sorriso, xícara de café, prato de comida, olhar orgulhoso, incentivo, bronca, resposta aos bilhetes de "Me acorda às xx, por favor!", cada "Pelo amor de Deus vá dormir menina!" e por cada palavrão proferido ao meu favor. Mãe, a senhora é o Sol do nosso sistema e eu te amo.

Em segundo à minha família por torcerem por mim, com uma certeza quase religiosa do meu sucesso. Especialmente meus meus padrinhos, Eliane e Aloisio, e meus primos, Yasmim e Rico. Abusei do amor, do computador e do quarto de vocês por incontáveis dias e madrugadas. Obrigada.

Agradeço também aos meus amigos por sempre perdoarem minha ausência, enxugarem minhas lágrimas e virem até mim. Matheus, Gabriel e Rodrigo: Obrigada pelo apoio e pelas conversas; Altair, Walter, Tomas, Pedro, Geisa, Natália, Vinícius, Roberta e Henrique: Começamos juntos e eu nunca conseguiria sem a ajuda de vocês. Um agradecimento especial para o Altair e o Walter, pois eu não teria conseguido, literalmente, escrever essa monografia sem a ajuda deles. Aos meus companheiros extensionistas: Flávia, Loloano, Bruno e Samantha: Vocês são os melhores no que fazem e eu me diverti e aprendi muito com vocês.

Agradeço agora aos meus maiores incentivadores e companheiros de trabalho: Henrique e Bi. Rique, você foi absurdamente generoso ao longo desses anos. Eu te amo. Bi, você é a responsável por isso, sempre alimentando meus sonhos e minha coragem. Te amo mais do que todos no mundo juntos conseguiriam amar alguém.

Um obrigada especial à estrela mais bonita da minha vida: Rafael, meu filho, Você foi meu maior desafio e meu maior consolo. Eu te amo. Muito obrigada.

Aos meus orientadores: Silvia Lorenz Martins, pela orientação; e Rundsthen Vasquez de Nader por me inserir na extensão, me apoiar e me permitir trabalhar com tanta vontade e independência.

E, por último, um agradecimento mais que especial aos funcionários do Valongo e, é claro, a todos que duvidaram de mim. Desistir seria muito mais atraente se vocês não estivessem por aí. Vocês extraíram o melhor de mim. Muito obrigada.

Resumo

Estrelas Pós-AGB são objetos evoluídos frios que, na Sequência Principal, tinham massa inicial entre 0.8 e 8 M_{\odot} e que agora estão em nas últimas etapas da sua evolução, em uma fase de transição muito curta entre as fases AGB, marcada pelos processos de perda de massa esférica que formam o envoltório circunstelar de gás e poeira, e Nebulosa Planetária, quando a estrela central aquece o envoltório de forma a ionizá-lo. Os envoltórios circunstelares das estrelas Pós-AGB observadas frequentemente exibem simetria axial, diferentemente do esperado de processos de perda de massa esférico, e apresentam uma *SED* (*Spectral Energy Distribution*) com máximo no infravermelho médio. O mecanismo que implica na mudança de morfologia ainda é um dos pontos pouco conhecidos da teoria de evolução estelar. Uma pequena classe de estrelas ricas em oxigênio, as *Water Fountain* (*WF*), apresentam em seus envoltórios estruturas axi-simétricas cuja origem parece estar relacionada à presença de jatos muito colimados de altíssima velocidade, associados à intensa atividade maser de água e hidroxila. O entendimento de como esses jatos atuam na mudança da morfologia do envoltório dessas estrelas pode ser a chave para o entendimento de como esse processo ocorre para estrelas Pós-AGB em geral.

Neste trabalho, investigamos a existência da assinatura dos mecanismos de perda de massa na SED do envoltório circunstelar de dez estrelas da classe WF, modelando-as com dois códigos que descrevem a transferência radiativa utilizando simulações do tipo Monte Carlo, o DGST e o MonRaT. Modelos com combinações de duas (DGST) ou três (MonRaT) espécies de grãos foram utilizados e envoltórios compostos pelas espécies olivina e piroxênio cristalinos, silicato astronômico e corundum foram considerados.

Palavras-chave: estrelas: AGB e Pós-AGB - estrelas: envoltório circunstelar - estrelas: Water Fountain - transferência radiativa

Abstract

Post-AGB stars are cold evolved objects which has inicial mass between 0.8 e 8 M_{\odot} when they were in Main Sequence and now are in the lasts stages of your evolution in a very short transition phase between the AGB phase, when a spherical mass loss processes gives rise the circumstellar envelope made of gas and dust, and Planetary Nebula, when the central stars heats the circumstellar envelope until it gets ionized. The Post-AGB's circumstellar envelopes observed often shows an axial simmetry, differently than what would be expected from spherical mass loss processes, and showing a *SED (Spectral Energy Distribution)* with a double peak pattern at mid infrared. The mechanism which could explain the changing of morphology is still an unclear point in the Stellar evolution theory. A class of few stars, the *Water Fountain(WF) stars*, shows in their envelopes axy-simmetric structures which origin seems be related with the presence of very collimated high velocity jets, related to the water and hydroxil masers that has been found in these stars. The knowledge of the role of those jets in the circumstellar envelopes changing morphology could be the key for the understanding of how this process occurs in Post-AGB stars in general.

In this monograph we investigate the possibility of a mass loss mechanism's signature in the circumstellar envelopes's SED of ten Water Fountain stars, using two radiative transfer codes which follow a Monte Carlo scheme, the DGST and MonRaT. Models using combinations of two (DGST) or three (MonRaT) kinds of grains species have been made and circumstellar envelopes made of crystalline olivine and pyroxen, astronomical silicate and corundum were considered.

Keywords: stars: AGB e Post-AGB - stars: circumstellar envelope - stars: Water Fountain - radiative transfer

Sumário

Sumário	5
Lista de Figuras	7
1 Introdução	10
1.1 Sequência Principal	11
1.2 Ramo das Gigantes Vermelhas (RGB)	13
1.3 Ramo Horizontal (HB)	15
1.4 Ramo Assintótico das Gigantes (AGB)	16
1.5 Pulsos Térmicos e Perda de Massa	18
1.6 Pós Ramo Assinótico das Gigantes (Pós-AGB)	20
2 Estrelas Pós-AGB	22
2.1 Formação de grãos	23
2.2 Envoltório Circunstelar	26
2.2.1 Formação	26
2.2.2 Composição química	28
2.2.3 Morfologia	32
2.3 Estrela Central	33
2.3.1 Processos	35
2.4 Estrelas Water Fountain	37
2.4.1 Identificação	39
2.4.2 Envoltório	41
2.4.3 Masers	45

3	Metodologia	49
3.1	Teoria de Mie	49
3.2	Códigos	53
3.3	Amostra	56
4	Resultados	60
4.1	IRAS15103-5754	60
4.2	IRAS15445-5449	63
4.3	IRAS16333-4807	65
4.4	IRAS18043-2116	67
4.5	IRAS18450-0148	69
4.6	IRAS18460-0151	72
4.7	IRAS18286-0959	74
4.8	IRAS19134+2131	76
4.9	OH12.8-0.9	78
4.10	IRAS16342-3814	81
5	Análise	85
5.1	OH/IR x WF	85
5.2	IRAS16342-3814	91
6	Conclusões e Perspectivas	93
	Referências Bibliográficas	97

Lista de Figuras

- 1.1 Esquema da trajetória evolutiva de uma estrela de $2 M_{\odot}$ com metalicidade solar, onde todas as suas fases evolutivas estão evidenciadas, desde seu surgimento na Sequência Principal até o final da sua evolução como uma Anã Branca. Os números posicionados acima das curvas das fases evolutivas indicam o logaritmo da duração da fase (Herwig 2005). 12
- 1.2 Estrutura interna da estrela no AGB, mostrando o núcleo e as duas camadas de queima, a de hidrogênio e a de hélio. Os valores assinalados representam a distância em raios estelares da borda superior de cada camada para uma estrela de $5 M_{\odot}$. Retirada de Ostlie & Carroll (2007). 16
- 1.3 Luminosidade superficial modelada de uma estrela de $0.6 M_{\odot}$ em função do tempo durante a fase TP-AGB. Os picos de luminosidade correspondem aos períodos de pulsos. Retirado de Ostlie & Carroll (2007). 19
- 2.1 Exemplo de configuração da distribuição espectral de energia de uma estrela Pós-AGB rica em carbono com os dois picos, o primeiro, no óptico/infravermelho próximo, em torno de $0.7 \mu\text{m}$, referente à emissão da estrela central e o segundo no infravermelho médio, em torno de $25 \mu\text{m}$, devido à emissão do envoltório circunestelar. Retirado de van Winckel (2003). 22
- 2.2 Exemplos de envoltórios de estrelas de diferentes composições apresentando suas emissões específicas: Estrela rica em oxigênio (HD161796), rica em carbono (HD235858) e de química dupla (HR4049), respectivamente, de cima para baixo. Retirado de van Winckel (2003). 29
- 2.3 Exemplos de espectros de estrelas com altas abundâncias de silicatos cristalinos. Retirado de Jones et al. (2012). 31
- 2.4 Espectro normalizado da Pós-AGB IRAS17460-3114 (SAO209306) mostrando o perfil duplo das linhas de H_{α} e HeI. Retirado de Mello et al. (2012). 34

2.5	Abundância observada da razão hs/ls em diferentes grupos de estrelas com metalicidades distintas e $M = 1.5 M_{\odot}$. Retirado de Busso et al. (2001). . .	36
2.6	Diagrama cor-cor do IRAS. A curva mostrada no diagrama IRAS representa a localização usual das AGBs nessa diagrama. Retirado Suárez et al. (2008).	39
2.7	Diagrama cor-cor de Sevenster (2002). No eixo vertical, temos a cor $[15]-[21]$ e no eixo horizontal, a cor $[8]-[12]$, obtidas das magnitudes observadas pelo MSX. As estrelas da classe WF estão localizadas nas regiões das AGBs e das Pós-AGBs. Retirado de Suárez et al. (2008).	40
2.8	Diagrama cor-cor do AKARI, mostrando as posições das estrelas da classe WF. A posição dos Objetos Estelares Jovens (YSO, acrônimo do inglês Young Stellar Objects) e das AGBs também é mostrada, evidenciando a diferença de localização desses objetos, que também possuem atividade maser, em relação às WF. Retirado de Yung et al. (2012).	41
2.9	Imagens das estrelas IRAS16342-3814, IRAS16333-4807, IRAS15445-5449 e IRAS15103-5754 obtidas com o instrumento VISIR do VLT (Very Large Telescope) no modo burst, mostrando a morfologia bipolar das fontes. Retirado de Lagadec et al. (2011).	42
2.10	Esquema de maser hipotético de três níveis. Retirado de Ostlie & Carroll (2007).	45
4.1	Componentes dos Maser de H_2O encontradas na IRAS15103-5754 (Suárez et al. 2009).	61
4.2	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS15103-5754.	62
4.3	Masers de água da IRAS15445-5449, analisados por Deacon et al. (2007) (esquerda) e Pérez-Sánchez et al. (2011) (direita).	64
4.4	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS15445-5449.	65
4.5	Maser de água da IRAS16333-4807 observado por Suárez et al. (2009). . .	66
4.6	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS16333-4807.	67
4.7	Maser de água da IRAS18043-2116 detectado por Deacon et al. (2007). . .	68
4.8	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18043-2116.	69

4.9	Maser da IRAS18450-0148 observado por Deacon et al. (2007).	70
4.10	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18450-0148.	71
4.11	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18460-0151.	74
4.12	Maser de água IRAS18286-0959 observado por Deguchi et al. (2007).	75
4.13	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18286-0959.	76
4.14	Maser de água da IRAS19134+2131 detectado por Imai (2002).	77
4.15	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS19134+2131.	78
4.16	Aumento da separação dos masers da OH12.8-0.9. Retirado de Boboltz & Marvel (2005).	79
4.17	Melhor ajuste encontrado para a estrela OH12.8-0.9.	80
4.18	Maser IRAS16342-3814 observado por Engels et al. (1986).	81
4.19	Espectros ISO e LRS da IRAS16342-3814.	83
4.20	Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS16342-3814.	84
5.1	SED modelada das estrelas OH/IR AFGL5356 e AFGL2205. Retirado de Lorenz-Martins & Araújo (1997).	86
5.2	Melhores modelos ajustados às observações ISO das estrelas OH/IR IRAS2217+5936, GLMP920, AFGL230, AFGL2205, AFGL5379 e AFGL5535. Modelos gerados por Khouri (2010).	89

1 Introdução

Estrelas de massa baixa ou intermediária ($0.8-8 M_{\odot}$), em seus diferentes estágios evolutivos, compõem a grande maioria da massa estelar do nosso Universo. De todas as estrelas do Universo, de 95% a 98% são estrelas de massa baixa à intermediária nas últimas etapas do processo evolutivo Habing (1996).

Dentre os objetos evoluídos, aqueles encontrados na curta fase de transição entre o Ramo Assintótico das Gigantes (AGB) e a fase de Nebulosa Planetária (NP), a fase Pós-AGB, representam um grupo especial, de grande diversidade espectral e química. Ventos radiais no final do AGB, acelerados pela presença de grãos, dão origem a um envoltório circumstelar em expansão. Tal envoltório formado por grãos e moléculas, ao final da vida da estrela, se dissipará e enriquecerá o meio interestelar com os elementos produzidos pelos processos de nucleossíntese e trazidos à superfície estelar por processos convectivos. As estrelas centrais dessas fontes aparecem total ou parcialmente obscurecidas pelo envoltório circumstelar, o que dá origem a uma distribuição espectral de energia formada por um pico duplo.

Envoltórios circumstelares observados na fase de Nebulosa Planetária, frequentemente apresentam morfologias sem simetria esférica. Estruturas que fujam à simetria esférica, porém, não são observadas na época da sua formação, devido a ventos radiais no final do AGB. O mecanismo que dá origem a essa mudança na forma dos envoltórios entre as fases AGB e Pós-AGB ainda é desconhecido e em função deste período de transição ser muito curto da trajetória evolutiva das estrelas, pouquíssimos objetos podem ser usados para testar teorias.

Algumas poucas fontes observadas de natureza oxigenada, as Water Fountain (WF), apresentam mecanismos de perda de massa e emissão de radiação que alteram significativamente seus envoltórios, apresentando estruturas assimétricas muito incomuns aos outros objetos observados na fase AGB e muito semelhantes àquelas observadas na fase de PN. O estudo do envoltório dessas estrelas, da sua composição e suas modificações pode ser, portanto, a chave mestra para o entendimento dos mecanismos da transição morfológica dos envoltórios entre as duas fases.

Modelos de transferência radiativa são utilizados como ferramentas para se es-

tudar os parâmetros físicos e os componentes dos envoltórios circumstelares, bem como as condições necessárias para a expansão e a formação dos grãos, de forma a reproduzir a distribuição espectral de energia originada pela emissão dos envoltórios observados. Desta forma, através do resultado da modelagem, pode-se restringir os parâmetros livres nos modelos de evolução estelar, como a temperatura e a distribuição de grãos do envoltório, ampliando nosso conhecimento e completando as lacunas existentes na teoria de evolução estelar.

Neste trabalho, tratamos de explicitar as características dos objetos que estão vivendo essa fase transitória, mostrando as teorias que atualmente tentam explicar a formação dos envoltórios e dos seus grãos constituintes e abordando, por último, a modelagem das SEDs dos envoltórios circumstelares das estrelas WF a fim de melhor compreender as características dessas estrelas que podem ser a chave para o entendimento dos processos transitórios de moldagem dos envoltórios das Pós-AGBs em geral. Para este último fim, usamos dois códigos de transferência radiativa (DGST e MonRat) que tratam do problema da transferência radiativa através de simulações numéricas pelo método Monte Carlo e consideram apenas envoltórios esfericamente simétricos.

Neste capítulo será discutida a trajetória evolutiva das estrelas de massa baixa e intermediária, futuras Pós-AGBs. Para tanto, usamos como referências principais Iben & Renzini (1983) e Ostlie & Carroll (2007). No capítulo 2, apresentamos as características das estrelas Pós-AGBs e apresentamos as estrelas WF, discutindo sobre as suas características. No capítulo 3, discutimos a metodologia empregada durante a realização da modelagem dos envoltórios de dez fontes da classe WF, comentando brevemente sobre os três modelos utilizados e sobre a Teoria de Mie. No capítulo 4, serão mostrados os ajustes obtidos com os modelos. No capítulo 5, apresentamos a análise dos resultados obtidos e os comparamos com resultados anteriormente obtidos para estrelas OH/IR. No capítulo 6, apresentamos as conclusões e as perspectivas futuras.

1.1 Sequência Principal

Estrelas de massa baixa e intermediária são objetos dentro do intervalo de massa de 0.8 a 8 M_{\odot} . Estes valores não são exatamente precisos. De fato, para uma estrela de baixa massa, o limite superior desse intervalo está entre 2-2.3 M_{\odot} e o limite

inferior está entre $0.8-1.0M_{\odot}$; enquanto que para uma estrela de massa intermediária o limite superior para esse intervalo de massa está entre $8-9M_{\odot}$. A determinação do valor exato depende da composição química inicial da estrela.

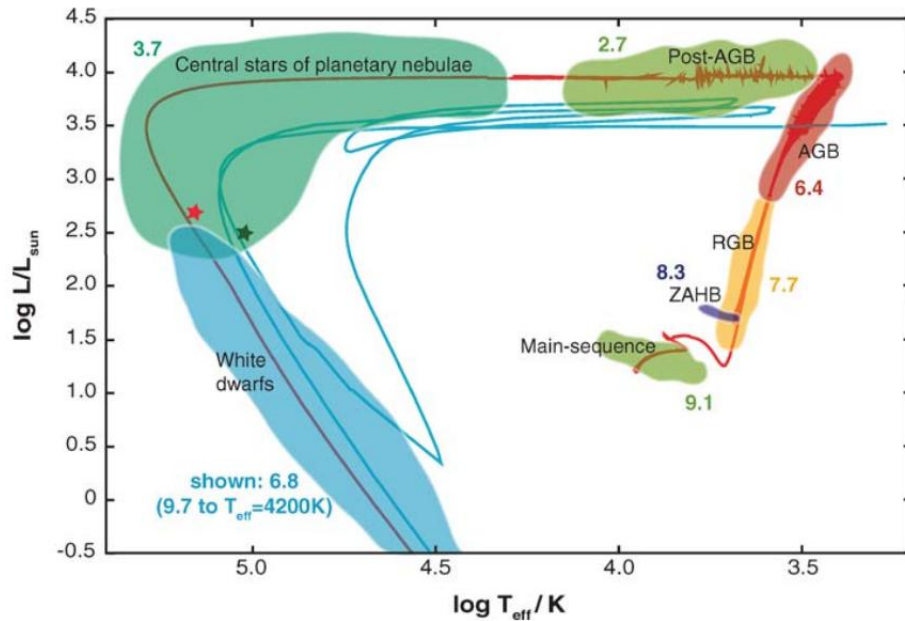


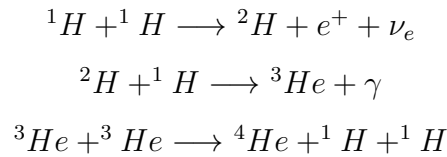
Figura 1.1: Esquema da trajetória evolutiva de uma estrela de $2 M_{\odot}$ com metalicidade solar, onde todas as suas fases evolutivas estão evidenciadas, desde seu surgimento na Sequência Principal até o final da sua evolução como uma Anã Branca. Os números posicionados acima das curvas das fases evolutivas indicam o logaritmo da duração da fase (Herwig 2005).

A vida de qualquer estrela começa, como dito anteriormente, independente do seu intervalo de massa inicial, quando esta atinge temperaturas no núcleo suficientemente altas para queimar seu hidrogênio constituinte. É neste ponto que, observacionalmente, podemos vê-la no diagrama Hertzsprung-Russell (diagrama HR), na Figura 1.1, entrando na principal região do diagrama, onde a estrela permanece a maior parte da sua vida, a chamada Sequência Principal.

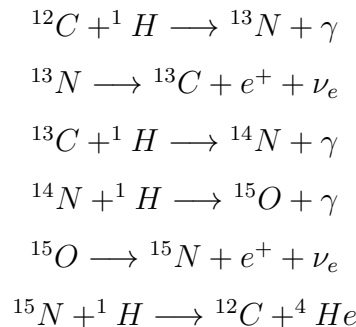
Durante todo o período em que está na Sequência Principal, a energia produzida pela queima do hidrogênio gera uma força cuja pressão equilibra a força gravitacional, garantindo o equilíbrio hidrostático da estrela e portanto sua estabilidade.

A nucleossíntese do hidrogênio ocorre através de dois processos: A cadeia próton-próton e o ciclo CNO. A cadeia próton-próton, ou cadeia p-p, é o caminho menos energético e o processo dominante em estrelas de massa baixa, onde quatro átomos de H

dão origem a um átomos de He através das reações:



Estrelas de massa intermediária tem como seu principal mecanismo de produção de energia na Sequência Principal o ciclo CNO ao invés da cadeia próton-próton. Neste conjunto de reações, a combinação de três partículas α forma C_{12} , que ao capturar prótons dá origem ao N_{14} ; que, por sua vez, combina-se com um átomo de H para formar O, que decai formando N novamente, que captura um átomo de H, formando, ao final, C e He:



A medida que todo hidrogênio é consumido no interior estelar, um núcleo de hélio vai se formando. Com o aumento do peso molecular do núcleo e como a temperatura não é suficiente para iniciar a queima do hélio, a pressão do gás não consegue sustentar as camadas estelares e o núcleo, como resposta, se contrai, liberando energia gravitacional. Ao final da Sequência Principal a configuração do interior de uma estrela é, então, um núcleo de hélio, inerte e em contração, e uma fina camada de queima de hidrogênio acima deste.

1.2 Ramo das Gigantes Vermelhas (RGB)

A energia gravitacional liberada pela contração no núcleo somada à energia liberada pela nucleossíntese na camada de queima de hidrogênio produz uma pressão que supera a força gravitacional, fazendo com que o envelope se expanda e aumente o raio e a luminosidade da estrela. A estrela deixa então a Sequência Principal e dá entrada no Ramo das Gigantes Vermelhas (ou RGB, do inglês Red Giant Branch). A luminosidade

e o raio da estrela continuarão a aumentar até que o núcleo pare de contrair.

A expansão do envelope leva ao seu resfriamento, à diminuição da sua densidade e ao aumento da opacidade fotosférica, devido à contribuição do íon H^- . O transporte radiativo se torna ineficiente e, com a expansão das camadas e a deposição do hélio produzido pela queima na camada de hidrogênio no núcleo, o gradiente de temperatura aumenta até o ponto em que o critério de Schwarzschild ¹ é alcançado, e uma zona convectiva próxima a superfície se desenvolve, chegando até as regiões onde ocorre a nucleossíntese.

O transporte convectivo se torna extremamente eficiente e a luminosidade da estrela aumenta rapidamente, mas sua temperatura se mantém aproximadamente constante. Essa convecção transporta hélio recém produzido para regiões mais externas bem como produtos do ciclo CNO, para estrelas ricas em metais, modificando a abundância superficial desses elementos. Esse fenômeno é conhecido na literatura como primeira dragagem e seus principais efeitos observados são: Aumento da abundância de ^{14}N em quase o dobro; redução de aproximadamente 30% da abundância superficial de ^{12}C ; a redução das abundâncias superficiais de Be e Li em muitas ordens de magnitudes; manutenção da abundância superficial de ^{16}O ; e formação da razão $^{12}C/^{13}C$ entre 20-30.

A Diferença na evolução de estrelas de massa baixa e de massa intermediária neste ponto é que as últimas conseguem atingir as condições de temperatura e densidade necessárias à queima do He antes que a contração do núcleo leve à degenerescência eletrônica. Estrelas de massa baixa, ao final da Sequência Principal apresentam um núcleo de He inerte e com degenerescência, o que afetará a forma como a queima do He irá se iniciar. Para essas estrelas, a equação de estado que governa o núcleo é do tipo politrópica, ou seja, a pressão e a temperatura no núcleo não se relacionam. Quando a contração do núcleo acaba por aumentar a temperatura no núcleo a ponto de conseguir queimar o He em C (aproximadamente 10^8 K) esta se dá de forma violenta, incluindo, eventualmente, a ocorrência de perda de massa. O início violento da nucleossíntese no núcleo de He é chamado flash do núcleo de Hélio e remove a degenerescência do núcleo, interrompendo a expansão do envoltório.

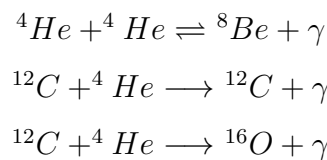
Em estrelas de massa intermediária, ao final do RGB, a temperatura e a den-

¹O critério de Schwarzschild consiste em um critério para continuação do movimento de uma 'bolha' de matéria em uma atmosfera estelar, de forma que o movimento convectivo seja realizado. Ele é alcançado quando o gradiente radiativo do ambiente ($\Delta = (lnT/lnP)_a$) é maior que o gradiente adiabático da bolha de matéria ($\Delta = (lnT/lnP)_b$), sendo, em última análise, uma comparação entre os gradientes de temperatura do ambiente e da bolha.

sidade se tornam altas o suficiente para que o He possa ser queimado em carbono (^{12}C) e Oxigênio (^{16}O), sem que esta queima ocorra de forma violenta e sem perda de massa, isto é, sem flashes. A estrela, então, ingressa na fase do Ramo Horizontal ou HB (Horizontal Branch).

1.3 Ramo Horizontal (HB)

O He é queimado através do Processo triplo- α , onde dois átomos de He colidem formando um átomo de ^8Be e liberando um raio γ :



A contração do núcleo cessa e a estrutura da estrela sofre um novo reajuste. Sem a liberação de energia gravitacional da contração do núcleo, a pressão da estrela diminui e o envelope se contrai, diminuindo seu raio e aumentando a temperatura superficial.

Apesar de, em um primeiro momento, a produção de energia através da nucleossíntese no núcleo ser dominada pela queima na camada de H, a medida que a densidade e a temperatura do núcleo aumentam, este se expande, empurrando a camada de queima de H para regiões onde a temperatura diminui a taxa de nucleossíntese.

Conforme o hélio no núcleo vai se extinguindo, um núcleo composto basicamente de carbono e oxigênio vai sendo formado. Estrelas de massa baixa ou intermediária jamais alcançarão a temperatura necessária para a queima desses elementos. O núcleo volta a se contrair até que a energia gravitacional liberada e as duas camadas acima, uma de He e outra de H, sejam responsáveis pela pressão radial da estrela que se sobrepõe à força gravitacional, fazendo com que a estrela se expanda e sua luminosidade aumente, uma situação análoga à extinção do H no núcleo no fim da Sequência Principal.

Durante essa fase, a dependência temporal da luminosidade é função da massa inicial da estrela. A configuração da estrela neste estágio da sua evolução é, então, um núcleo composto por carbono e oxigênio, inerte e em contração, e duas camadas de queima, uma de He imediatamente acima do núcleo, e uma de H acima desta, como está esquematizado na Figura 1.2.

Com a expansão, a camada de queima de hidrogênio é levada para regiões

muito mais frias e menos densas, e a nucleossíntese nela cessa. Agora, apenas a queima na camada de He é responsável pela produção de energia na estrela. A expansão se intensifica a medida que mais He é convertido em C-O e depositado no núcleo. Neste momento a estrela ascende ao Ramo Assintótico das Gigantes (ou AGB, do inglês de Asymptotic Giant Branch).

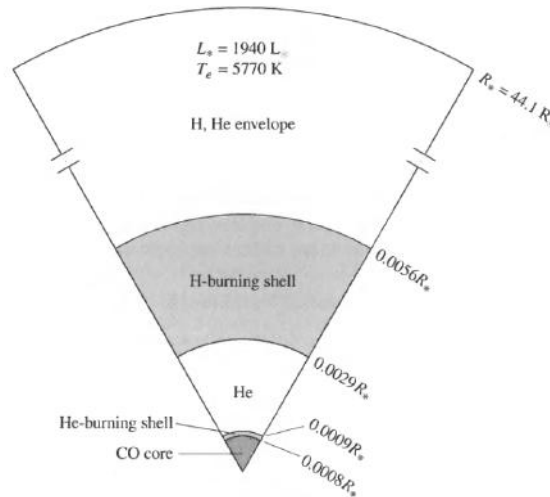


Figura 1.2: Estrutura interna da estrela no AGB, mostrando o núcleo e as duas camadas de queima, a de hidrogênio e a de hélio. Os valores assinalados representam a distância em raios estelares da borda superior de cada camada para uma estrela de $5 M_{\odot}$. Retirada de Ostlie & Carroll (2007).

1.4 Ramo Assintótico das Gigantes (AGB)

O termo “ *Asymptotic* “ no acrônimo tem origem na relação Temperatura efetiva-Luminosidade para estrelas cuja Massa inicial² (M_i) é de $M_i \sim 1 M_{\odot}$ nessa fase: Para esses casos, a relação Temperatura-Luminosidade é muito próxima, ainda que mais azulada, do que a das estrelas de baixa massa no Ramo das Gigantes.

A medida que expandem, as camadas superiores da estrela se resfriam e a opacidade aumenta nessas regiões, diminuindo o livre caminho médio dos fótons e dificultando o transporte radiativo de energia. Com o aumento do gradiente de temperatura devido à expansão e à ineficiência do transporte radiativo, a convecção, novamente, torna-se o principal meio de transporte de energia. Quanto maior a contração do núcleo, mais energia gravitacional é liberada e maior é a expansão do envoltório, de modo que esse cenário

²Massa que a estrela possui quando da época da sua formação

vai se intensificando e a convecção se torna cada vez mais intensa, alcançando regiões bastante profundas.

Para estrelas cuja função de massa inicial é, no mínimo, $M_i \sim 4.59 + 82.5\Delta Z^3 - 6.88\Delta Y^4 M_\odot$ (Becker 1979), a convecção se aprofunda o suficiente para alcançar a região da nucleossíntese na camada de He, levando bolhas de material dessa região, produtos do ciclo CNO (^4He , ^{12}C e ^{14}N) e da reação triplo α para a superfície. Esse processo é chamado de segunda dragagem.

Observe que o processo depende da profundidade que a convecção consegue alcançar. Ao contrário da primeira dragagem onde todas as estrelas experimentam mudanças nas suas abundâncias, apenas as estrelas de massa intermediária mais massivas terão suas abundâncias superficiais modificadas e a massa mínima para que essa mudança ocorra é altamente dependente da composição química da estrela. De fato, para estrelas com massa na Sequência Principal menor que $4 M_\odot$, o envelope convectivo não penetra até a camada de queima do He e a segunda dragagem não ocorre.

A quantidade de matéria dragada nesse processo depende monotonicamente da função de massa inicial da estrela. Para estrelas mais massivas ($M > 5 M_\odot$) a massa dragada pode chegar a valores próximos a $1M_\odot$.

Durante o período em que a segunda dragagem ocorre, a temperatura inicialmente tem um grande aumento, devido à liberação de energia gravitacional da contração do núcleo. Mas a medida em que a perda de energia por emissão de neutrinos – gerados pela alta degenerescência do núcleo – vai se tornando significativa, a estrela resfria. Ao final da segunda dragagem, tem-se um núcleo de C-O com degenerescência eletrônica que, apesar da contração, não consegue atingir a temperatura suficiente para ativar a nucleossíntese desses elementos.

Quando o núcleo se torna totalmente eletronicamente degenerado a contração cessa. A produção de energia é função da nucleossíntese na camada de He e a medida que esta vai se exaurindo, começa a contrair e a pressão de radiação a diminuir. O equilíbrio hidrostático é novamente prejudicado e o envelope estelar se contrai, trazendo a camada de queima de H para regiões mais quentes, reiniciando a nucleossíntese nesta enquanto a queima na camada de He vai diminuindo. A localização da camada de hidrogênio depois do reajuste da estrutura da estrela é função da sua massa inicial. Para estrelas de Popu-

³Abundância relativa à abundância de elementos mais pesados que o He. Abundância de metais na astrofísica

⁴Abundância relativa à abundância do He.

lação I, por exemplo, essa região é a região cuja massa contida é de $M \sim 0.59 + 0.0526M_i$; para estrelas de baixa massa, essa localização é apenas um pouco acima do núcleo, em $M \sim 0.53$.

1.5 Pulsos Térmicos e Perda de Massa

O estágio evolutivo do AGB é usualmente dividido em duas fases: A primeira, denominada Early-AGB (E-AGB), corresponde ao período do início da fase, com a expansão do envoltório e a queima na camada de He, até o ponto descrito acima, quando a camada de queima de hidrogênio é reativada. O tempo de duração dessa fase depende da massa inicial da estrela de acordo com a relação: $\tau_{e-agb} = 10^7 (2/M_i)^{3.64}$ anos. A segunda fase é a Thermally Pulsing-AGB (TP-AGB), o período que será descrito a seguir nesta seção, caracterizado por pulsos térmicos e altas taxas de perda de massa.

Enquanto a camada de hidrogênio vai queimando, uma região intermediária entre as camadas de queima de H e He vai se formando. A temperatura e a densidade na fina camada de He vai aumentando a medida que mais He vai sendo depositado como produto da queima na camada de H. A produção de energia aumenta e gera uma expansão das camadas superiores, o que as resfria e diminui as suas densidades. Enquanto a massa da camada de He vai aumentando, esta vai se tornando levemente degenerada. Se a camada de queima de He for suficientemente fina para que a diminuição da densidade do envelope se sobreponha à diminuição da pressão sobre a camada, a temperatura desta aumentará, ao invés de ocorrer a diminuição esperada com a expansão, e uma instabilidade térmica acontecerá na camada de He, analogamente ao flash do núcleo de He das estrelas de baixa massa. A intensa nucleossíntese na camada de He, realizada através da reação triplo α , aumenta a pressão da radiação e a expansão do envelope se intensifica.

A queima na camada de He é tão intensa que a luminosidade dessa camada passa a ser responsável por praticamente toda a luminosidade da estrela, atingindo valores máximos de aproximadamente $10^8 L_{\odot}$. Esse aumento drástico de luminosidade devido à intensa queima da camada de He, que leva a perda de massa em cada episódio, é chamado de pulso térmico. Neste processo, a camada de queima de H foi deslocada para regiões onde, novamente, a temperatura inibe a nucleossíntese.

Quando a queima desenfreada diminui e a luminosidade da estrela cai, a pres-

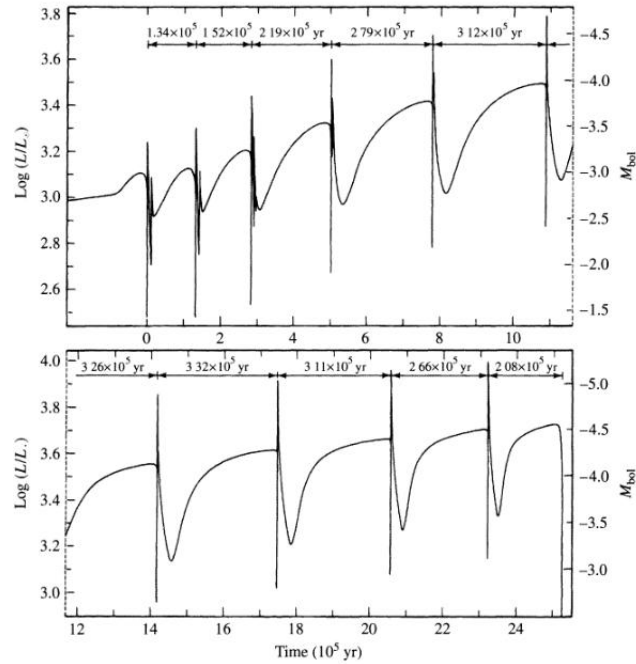


Figura 1.3: Luminosidade superficial modelada de uma estrela de $0.6M_{\odot}$ em função do tempo durante a fase TP-AGB. Os picos de luminosidade correspondem aos períodos de pulsos. Retirado de Ostlie & Carroll (2007).

são da radiação diminui e a estrela volta a se reajustar, com as camadas mais externas voltando a regiões mais internas. A camada de H retorna, então, para regiões onde a temperatura e a densidade permitem que a nucleossíntese ocorra e volte a dominar a produção de energia.

A medida que a nucleossíntese da camada de H volta a depositar He na camada abaixo, esta se torna levemente degenerada e o padrão acima se repete. Durante todo o TP-AGB, a estrela experimenta esse processo periodicamente, aumentando sua temperatura e diminuindo a luminosidade a cada período entre flashes – quando o envelope volta a se contrair, para logo depois ocorrer um flash e sua luminosidade aumentar e temperatura efetiva diminuir (Figura 1.3).

O período entre pulsos é uma função da massa da estrela, variando de milhares de anos para estrelas de massa intermediária à centenas de milhares de anos para estrelas de baixa massa. A amplitude de cada pulso aumenta a cada ocorrência.

Em função do grande gradiente de temperatura, uma zona convectiva é formada na região entre as camadas de queima e outra no envelope. Para estrelas com $M > 1.2M_{\odot}$ a amplitude dos pulsos é mais intensa e o gradiente de temperatura mais acentuado, de forma que as duas zonas convectivas acabam por se fundir e material rico em

produtos do processo triplo- α e do ciclo CNO é levado à superfície. Esse fenômeno é a terceira dragagem e eventualmente, para estrelas no intervalo de massa de $1.2M_{\odot} \geq M \geq 4M_{\odot}$ (Pérez-Sánchez 2010), a abundância superficial de carbono pode ser modificada e a estrela poderá se tornar uma carbonada.

O aumento da taxa de perda de massa e as baixas temperaturas efetivas são as principais marcas das estrelas nesse estágio evolutivo. A medida que a frequência dos pulsos aumenta e mais matéria é perdida, a gravidade superficial diminui e a matéria do envelope vai se tornando progressivamente menos ligada à estrela central. No final do AGB um vento radial lento, denso e isotrópico, de velocidades de 5 – 30 km/s, eleva a taxa de perda de massa a valores impressionantes – $10^{-7} \leq \dot{M} \leq 10^{-4}M_{\odot}/\text{ano}$ (van Winckel 2003), formando um envoltório circumstelar.

A medida que a massa vai sendo ejetada das camadas estelares formando o envelope circumstelar, o meio interestelar é enriquecido com elementos produzidos pela estrela na fase AGB. Essa é a principal contribuição para o enriquecimento de metais do meio interestelar que se é conhecida, principalmente o enriquecimento de material rico em isótopos pesados, produzidos através do processo s^5 .

1.6 Pós Ramo Assinótico das Gigantes (Pós-AGB)

Quando o intenso processo de perda de massa ($\dot{M} \sim 10^{-4}M_{\odot}$) reduz o envelope de hidrogênio de forma que sua massa se torne muito pequena, 10^{-2} - $10^{-3} M_{\odot}$, a estrela deixa o AGB e entra em uma nova fase, muito curta, de duração da ordem de 10^2 a 10^4 anos.

O supervento (com a velocidade de expansão do envelope estelar de $V \geq 30km/s$), responsável pelas altas taxas de perda de massa, cessa e a estrela segue uma trajetória no diagrama HR em direção a temperaturas maiores, a uma luminosidade aproximadamente constante, consequência da diminuição da massa do envelope. É interessante notar que o aumento da temperatura efetiva não se dá em função de um desequilíbrio na estrela. Durante toda essa fase até o final da vida da estrela ela permanecerá estável.

A medida que a estrela se aquece, temperaturas efetivas aumentam até valores na faixa entre 5000 e 10000 K, o intenso fluxo no ultravioleta, emitido pela estrela central,

⁵Processo de formação de isótopos pesados pela captura de nêutrons em uma escala de tempo menor do que a do decaimento β . Esse processo será melhor detalhado mais adiante

acaba por destruir os grãos de poeira, dissociar as moléculas e, finalmente, ionizar o gás do envoltório circunstelar. A estrela então se torna uma Nebulosa Planetária (PN) (Kwok 2000).

Quando a massa do envelope chega a $10^{-5}M_{\odot}$ e o envoltório circunstelar finalmente se dispersa no meio interestelar, toda a produção de energia da estrela cessa e, conseqüentemente, sua luminosidade diminui. A partir desse ponto o objeto, que é chamado de Anã Branca, se resfriará até não ser mais observável, se tornando uma 'Anã Negra'. Objetos desse tipo, no entanto, ainda não existem no Universo, pois a escala de tempo necessária para uma Anã Branca se resfriar totalmente até se tornar uma Anã Negra é maior do que a idade do Universo atual.

Uma discussão mais detalhada das características dos objetos encontrados entre o final do AGB e a fase de PN será feita no próximo capítulo.

2 Estrelas Pós-AGB

Após o intenso processo de perda de massa, as estrelas na fase Pós-AGB evoluem em uma escala de tempo muito pequena se comparada à escala de tempo das demais fases da vida da estrela (Figura 1.1). O tempo de permanência na fase Pós-AGB é governado pela taxa de perda de massa da estrela e as estrelas nessa etapa evolutiva apresentam uma enorme diversidade em características espectrais. Pode-se dizer que os objetos nessa fase possuem duas componentes: O envoltório circumstelar, formado pela ejeção de matéria da estrela; e a própria estrela central, que continuará se aquecendo até que a massa do envelope chegue ao valor crítico.

O envoltório opticamente fino permite que a luminosidade da estrela central não seja completamente absorvida pelos grãos do envoltório e, em função disso, cada uma das componentes tem sua contribuição no espectro observado dessas fontes, que apresenta uma SED formada por um pico duplo: Um devido à emissão da estrela, que não está mais completamente obscurecida pelo envoltório, nos comprimentos de onda mais curtos e outra referente à emissão dos grãos constituintes deste nos comprimentos de onda longos (Figura 2.1).

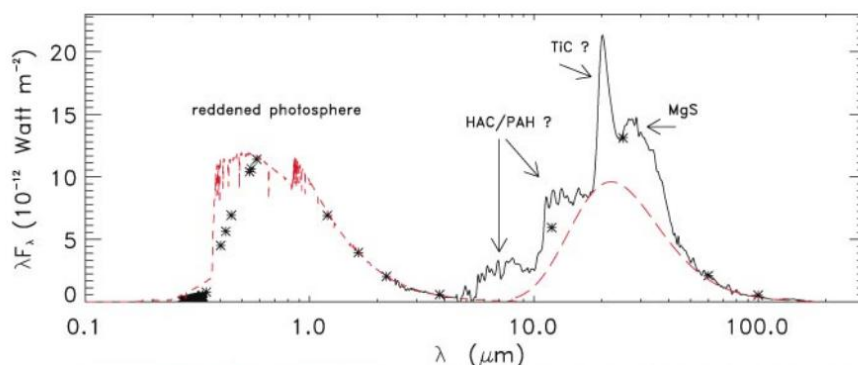


Figura 2.1: Exemplo de configuração da distribuição espectral de energia de uma estrela Pós-AGB rica em carbono com os dois picos, o primeiro, no óptico/infravermelho próximo, em torno de $0.7\mu\text{m}$, referente à emissão da estrela central e o segundo no infravermelho médio, em torno de $25\mu\text{m}$, devido à emissão do envoltório circumstelar. Retirado de van Winckel (2003).

A rápida duração dessa fase faz com que muitas questões ainda sejam impostas sobre os fenômenos que ocorrem nela, cujas consequências são observadas na fase posterior.

Neste capítulo, discorreremos sobre as características das fontes que estão justamente nesse período de transição entre o final do AGB e a fase Pós-AGB, finalizando com enfoque especial nas estrelas Water Fountain, representantes dos objetos nessa fase de transição que podem fornecer muitas pistas sobre o que ocorre durante este período ainda muito pouco compreendido da evolução de estrelas de massa baixa e intermediária.

2.1 Formação de grãos

A presença de grãos de poeira é uma das principais características das estrelas das estrelas AGB/Pós-AGB. Acredita-se que os grãos formados no envelope tenham um papel significativo no mecanismo de perda de massa que dá origem ao envoltório circunstelar, mas apesar disso, os mecanismos de formação e sobrevivência de grãos no meio interestelar e circunstelar ainda são alvos de muitas pesquisas.

Atualmente, a teoria que melhor tenta explicar a formação e crescimento de grãos é a chamada Teoria Clássica de Nucleação. Ela prevê, em um primeiro momento, a formação de pequenos aglomerados através de colisões entre partículas e agregação de gases, com os quais, através de adição de outros aglomerados e/ou moléculas, os grãos seriam formados.

Nesse contexto, a formação do grão está completamente ligada ao crescimento de um aglomerado, que por sua vez, depende da probabilidade de colisões dele com átomos e moléculas e da fração destes últimos que permanecerão ligados ao aglomerado depois de interagir com ele. É exigido, portanto, que uma grande quantidade de moléculas esteja disponível, ou seja, que o ambiente esteja saturado para uma espécie de molécula condensável à temperatura do gás, de forma que um aglomerado possa crescer até um certo tamanho crítico. A probabilidade de colisão é proporcional ao número de constituintes do aglomerado. Quanto maior o aglomerado, maior a probabilidade dele sobreviver e crescer. Da mesma forma, quanto menor o tamanho do aglomerado, mais facilmente ele pode ser diminuído através de interações com outras partículas ou sublimação.

O tamanho crítico define, portanto, a condição de estabilidade de um aglomerado: Se o aglomerado tem um número mínimo de constituintes em uma região da

atmosfera com uma determinada temperatura e densidade, ele será termicamente estável e entrará em um regime de crescimento. Antes de atingir o tamanho crítico para as condições locais, ele está no chamado regime de nucleação, termicamente instável e sujeito à sublimação. Esse tamanho é definido como o tamanho do aglomerado para o qual a energia de formação tem seu valor mais alto para as condições de temperatura e densidade do ambiente.

A probabilidade de crescimento/decrescimento de um aglomerado pode ser relacionada com a razão entre a pressão parcial (P) e a pressão do vapor de saturação (P_{sat}) na região de formação, através do parâmetro S , definido como:

$$S = P/P_{sat}$$

Quando $S=1$, a probabilidade de crescimento é igual à de decrescimento; quando $S < 1$, a evaporação se sobrepõe ao acúmulo de constituintes e a probabilidade de decrescimento é maior; quando $S > 1$, o caso contrário ao anterior, temos maior probabilidade de crescimento. Este último regime é o regime propício para a formação de grãos.

Quando o aglomerado alcança um tamanho tal que a probabilidade de crescimento é maior que a de perda de constituintes, esse aglomerado se torna um núcleo, denominado núcleo crítico, que servirá de semente para os futuros grãos.

A Teoria Clássica de Nucleação se divide em duas, de acordo com a variedade química dos constituintes do aglomerado: Nucleação Homogênia e Nucleação Heterogênia. Na Nucleação Homogênia descreve-se a formação de aglomerados por adição de moléculas de um só tipo, os monômeros, que podem formar tanto aglomerados por adição/perda de átomos ou moléculas do mesmo tipo (Nucleação Homogênia Homomolecular) quanto moléculas diferentes (Nucleação Homogênia Heteromolecular). A Nucleação Heterogênia trata da formação de aglomerados através de reações químicas entre os núcleos semente, formando um aglomerado com uma composição química diferenciada dos demais. Note que na Nucleação Heterogênia, os aglomerados não são formados por colisões, mas através de reações que envolvem núcleos que podem ter sido formados por colisões.

A estrutura do grão que será formado, após o processo de crescimento de aglomerados, depende da taxa de adição de monômeros ao longo deste processo. Se a taxa é baixa, cada monômero capturado encontrará uma posição energeticamente mais estável, se ajustando na estrutura cristalina do grão em um tempo menor do que o da captura do próximo monômero; e então o processo de crescimento do grão se dará em etapas que

ocorrerão em equilíbrio termodinâmico, resultando em uma estrutura monocristalina. Se, ao contrário, essa captura se der a uma taxa rápida, não haverá tempo suficiente para o reajuste da estrutura e então se formará um grão amorfo. Caso haja um reajuste local durante o processo de captura, há a formação de uma estrutura policristalina.

Grãos heterogêneos apresentam ainda outras possibilidades de estrutura mais complexas. Devido às diferentes condições químicas da sua formação, é possível, além das estruturas comentadas no parágrafo acima, a formação de grãos com manto, formação típica em ventos estelares onde, ao longo do seu crescimento, o grão translada para diferentes áreas do envoltório circumstelar; formação de grãos com carga, devido à ionização de seus átomos/moléculas constituintes ao interagirem com radiação UV; e grãos amorfos por composição heterogênea.

A sobrevivência de um grão formado pode ser inferida ao se analisar a sua temperatura de equilíbrio radiativo, que é a temperatura resultante do equilíbrio entre o aquecimento do grão pela radiação estelar e seu resfriamento por emissão térmica. Para que ele se mantenha, é necessário que sua temperatura de condensação seja maior que a temperatura de equilíbrio radiativo, ou então ele sublimará, pois o ambiente estará quente o suficiente para que o grão não condense. A formação e o crescimento de grãos só será possível, então, a partir de uma determinada distância da estrela que tenha uma temperatura que seja $T = T_{con}$, onde T_{con} é a temperatura de condensação do grão. Obviamente, o raio necessário à formação variará de espécie para espécie, de acordo com a opacidade do grão, a sua distância da estrela, e a temperatura efetiva da mesma (Lamers & Cassinelli 1999).

A densidade da região tem um papel tão relevante quanto a temperatura. Caso a densidade de 'núcleos sementes' não seja alta, a formação pode não ser possível mesmo em uma região onde a condição de temperatura é alcançada. Temos, portanto, duas condições fundamentais para que se ocorra formação de grãos: A temperatura da camada, $T = T_{con}$, e altas taxas de densidade de matéria.

Satisfazer ambas as condições em uma estrela cuja atmosfera está em equilíbrio hidrostático é impossível. A condição de temperatura só seria satisfeita à distâncias muito grandes da estrela, já na fotosfera estelar, onde a densidade é extremamente baixa e o grão não seria formado. Assim, a formação de grãos ocorreria nas etapas evolutivas onde a matéria mais densa é levada à regiões mais frias, como acontece em um pulso térmico durante a fase AGB. De fato, estrelas AGB produzem quase todos os núcleos de poeira

interestelar e a fração de massa típica poeira/gás observada no envoltório circunstelar de estrelas Pós-AGB é de aproximadamente 1% van Winckel (2003).

A quantidade de carbono ou oxigênio livre para a formação de grãos é intrinsecamente dependente da quantidade de um desses elementos que está mais abundante após a formação de moléculas de CO. Moléculas CO são muito estáveis por possuírem um alto valor de energia de ligação. Desta forma, a classificação da estrela em oxigenada (razão C/O < 1), carbonada (razão C/O > 1) ou S (razão C/O \sim 1) depende da sobreabundância de um desses elementos em relação ao outro. Se a estrela é oxigenada, a grande maioria dos átomos de carbono presentes na estrela estão ligados à molécula de CO, deixando um excesso de átomos de oxigênio disponível para a formação de grãos. No caso contrário, os átomos de oxigênio estão ligados à molécula e o elemento disponível para a formação de grãos é o C.

Nos moldes da Teoria Clássica de Nucleação, o carbono amorfo seria formado nos envoltórios de estrelas carbonadas pela Nucleação Homogênia Homomolecular ou pela combinação de diferentes moléculas através da Nucleação Homogênia Heteromolecular. No envoltório de estrelas oxigenadas, os silicatos e óxidos (MgO, Fe- e MgS) seriam formados pela Nucleação Homogênia Homomolecular ou, quando da formação por moléculas distintas, pela Nucleação Homogênia Heteromolecular.

2.2 Envoltório Circunstelar

2.2.1 Formação

A natureza do mecanismo de perda de massa intensa que acaba por formar o envoltório circunstelar ainda é muito discutida. A teoria mais aceita é a presença de ventos formados pela propagação de ondas de matéria dos pulsos térmicos que são acelerados por grãos existentes no envelope, onde a pressão de radiação atuando nos grãos transferiria momento para o vento.

As baixas temperaturas dos envelopes das estrelas ao final do AGB (da ordem de 2000 K) permitem a formação de grãos de tamanhos maiores e estes absorvem a radiação emitida pela estrela em uma extenso intervalo espectral ($3000\text{\AA} \leq \lambda \leq 7000\text{\AA}$). A absorção de fótons emitidos pela estrela tem dois grandes efeitos: Aquecer o grão e transferir momento para ele. Ao absorver um fóton, o grão acaba por ser acelerado na

direção oposta à incidência de fótons que, como são emitidos pela estrela, vêm radialmente. Dessa forma os grãos seriam acelerados até alcançarem uma velocidade maior do que a velocidade de escape.

Esse mecanismo não seria tão eficiente em arrastar a matéria do envelope se não houvesse o acoplamento dos grãos com o gás constituinte. Ao serem acelerados, os grãos colidem com partículas do gás, acumulando-se sobre elas, de forma a produzir uma força de arrasto e transferindo momento para elas. (Lamers & Cassinelli 1999)

Existe, porém uma quantidade de matéria mínima que pode ser conduzida por esse mecanismo. Se a taxa de perda de massa pelos pulsos térmicos for reduzida drasticamente, poucos grãos serão acelerados e, conseqüentemente, poucos colidirão com o gás e assim, a taxa de transferência do momento não será alta o suficiente para retirar o material gasoso do poço potencial da estrela. A taxa mínima de perda de massa para que a aceleração dos grãos atue no vento é de $10^{-7}M_{\odot}/\text{ano}$, justamente a taxa mínima de perda de massa encontrada nos ventos do AGB.

A velocidade de colisão entre gás e grãos também é uma limitação ao mecanismo. Se esta é muito alta, a aceleração pode não gerar um acúmulo de grãos no material gasoso, mas sim destruí-los durante o processo. Como a velocidade com que os grãos são acumulados aumenta com a diminuição da densidade da matéria, tem de haver um raio mínimo onde o processo pode ocorrer. Esse raio é diferente para cada espécie de grão, sendo os valores definidos pela opacidade destes.

A opacidade, aliás, representa um papel essencial no funcionamento de todo o mecanismo. Para estrelas oxigenadas, por exemplo, a eficiência do mecanismo seria bem menor, pois as espécies de grãos formadas, geralmente silicatos, absorvem pouco nos comprimentos de onda em que a estrela mais emite. Em função disso, a transferência de momento por fótons é baixa nessas estrelas e, conseqüentemente, todo o mecanismo de perda de massa é prejudicado. Para essas estrelas, então, esse mecanismo não reproduziria os ventos observados na fase AGB. Uma solução para esse impasse é a existência de grãos silicatos poluídos com Fe no envelope estelar, o que aumentaria a absorção de fótons e garantiria a validade do mecanismo discutido. No caso de estrelas carbonadas a perda de massa por ventos conduzidos por grãos é uma teoria perfeitamente aplicável, sendo extremamente eficiente. Os grãos formados nessas estrelas, notadamente o carbono amorfo, são grãos de alto coeficiente de absorção e por isso a transferência de momento é bastante eficiente.

2.2.2 Composição química

A composição química do envoltório reflete a composição da atmosfera estelar depois de todos os processos convectivos e de nucleossíntese ocorrerem. Muitas bandas de espécies diferentes podem ser observadas nos espectros dos objetos na fase Pós-AGB. Desta forma, estrelas carbonadas mostram envoltórios ricos em grãos derivados de C. A presença da banda de SiC amorfo em $11.3\mu\text{m}$ e da banda larga e intensa em $30\mu\text{m}$, atribuída ao MgS (Hony et al. 2002) são assinaturas marcantes das carbonadas nessa fase, além da presença da banda em $21\mu\text{m}$, também observada (fracamente) em PNs e de procedência ainda discutida. As oxigenadas apresentam grãos ricos em O, com os espectros dos envoltórios bem caracterizados pelas bandas de silicato amorfo em 9.7 e $18\mu\text{m}$. Mais a frente outras características da emissão dos grãos encontrados nos envoltórios dessas estrelas serão discutidas. As estrelas de química dupla (que apresentam em seus envoltórios partículas de ambas composições, carbono e oxigênio) apresentam envoltórios cujas emissões mostram a presença de Hidrocarbonetos Policíclicos Aromáticos (PAH), silicatos e óxidos. Espectros desses tipos de envoltório podem ser vistos na Figura 2.2.

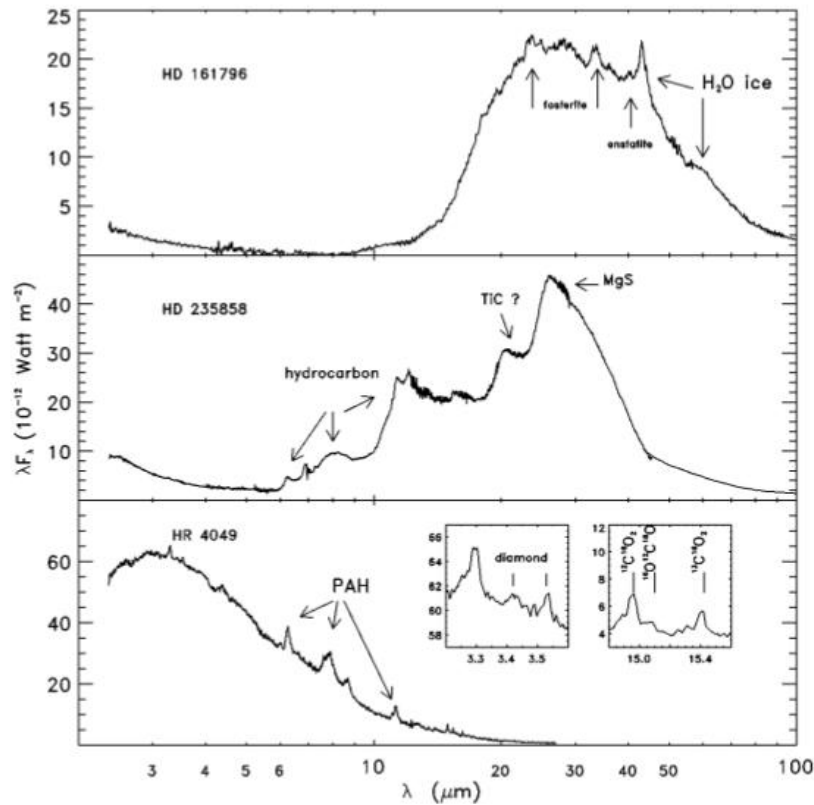


Figura 2.2: Exemplos de envoltórios de estrelas de diferentes composições apresentando suas emissões específicas: Estrela rica em oxigênio (HD161796), rica em carbono (HD235858) e de química dupla (HR4049), respectivamente, de cima para baixo. Retirado de van Winckel (2003).

Os grãos presentes no envoltório absorvem a radiação em comprimentos de onda curtos (UV e óptico), emitida pela estrela central, e a reemitem em comprimentos de onda longos, o que gera um excesso de radiação emitida no infravermelho. Em algumas fontes, a espessura do envoltório obscurece completamente a estrela central no visível e a estrela torna-se uma fonte brilhante no infravermelho. A radiação térmica emitida pelo envoltório circunstelar é uma das ferramentas observacionais para o seu estudo.

Outras duas formas de 'observarmos' essas estruturas é através da medida de transições rotacionais de linhas de moléculas, emitidas em rádio, e o estudo da emissão de linhas maser de OH, SiO, H₂O e H₂, detectadas em microondas. A presença de emissão maser é uma das principais características de estrelas ricas em O durante a fase de perda de massa do AGB e, com exceção do maser de OH, que ainda pode ser observado em PNs, ela desaparece rapidamente após o término da fase de alta perda de massa no fim do AGB.

Moléculas maser não são as únicas moléculas encontradas nos envoltórios de estrelas evoluídas. Um verdadeiro envoltório molecular rodeia essas estrelas, apresentando diversas moléculas, com as de CO e H₂ em abundância. É interessante comentar que, apesar de ser a molécula mais abundante, o H₂ não é detectado nos envoltórios circunstelares de estrelas no AGB mas é encontrado na emissão do envoltório de estrelas Pós-AGB. Essa emissão no Pós-AGB tem sido relacionada à existência de envoltórios com forma bipolar, sendo indicativo da existência de regiões de choques. O envoltório molecular pode ser observado em comprimentos submilimétricos e radio, e algumas espécies presentes em envoltórios de estrelas carbonadas podem ser detectadas inclusive no seu espectro UV-óptico.

Estrelas Oxigenadas

A emissão do envoltório circunstelar de estrelas oxigenadas, como comentado anteriormente, é dominada pelas bandas de silicato amorfo em 9.7 μ m e 18 μ m.

No entanto, observações de alta resolução feitas com o instrumento Short Wavelength Spectrometer (SWS) do Infrared Space Observatory (ISO) de envoltórios ricos em oxigênio de Pós-AGBs revelaram a presença de muitas outras características atribuídas a silicatos cristalinos (Figura 2.3), olivina ((Mg_{2-2x}Fe_{2x}SiO₄) e piroxênio (Mg_{1-x}Fe_xSiO₃) nos comprimentos de onda 9.7, 10, 11.3, 18, 20, 23, 28, 32, 40 e 60 μ m (Molster et al. 2002; Watson et al. 2009). Tais assinaturas também parecem compor o espectro dos envoltórios de algumas das fontes na fase Pós-AGB, mas não estão presentes na maioria das estrelas AGBs observadas. Este fato pode ser um indicativo do período em que esses silicatos foram condensados.

É interessante comentar que a formação de material cristalino não é intuitiva. Acredita-se que os silicatos formados nos fluxos AGB de perda de matéria sejam silicatos amorfos e não cristalinos e a conversão desse material de amorfo para cristalino exigiria um processo de aquecimento. Porém, os envoltórios das estrelas Pós-AGB são frios e em expansão, de forma que esse aquecimento não é esperado e nem observado nas estrelas dessa fase. Ainda assim trabalhos recentes (Waters 2011) mostram uma relação entre a abundância de silicatos cristalinos e as altas taxas de perda de massa dos fluxos não esféricos, quando a emissão do silicato amorfo é reabsorvida pelo próprio grão, o que fornecem uma proporção de composição de silicatos cristalinos no envoltório circunstelar de AGBs de, em média, 15%. Em discos circunstelares associados à presença de um companheira,

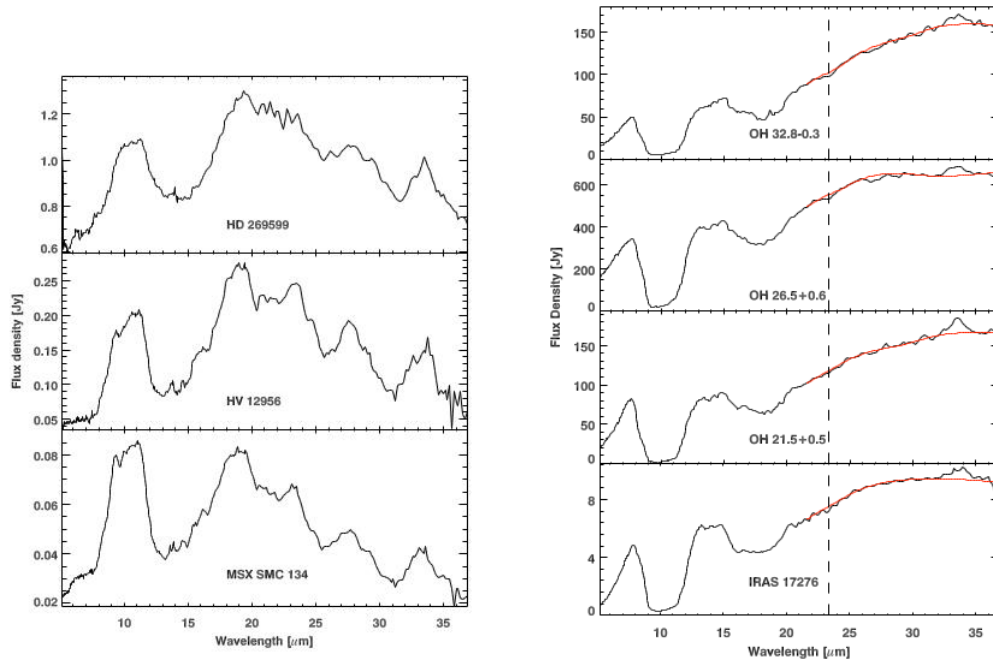


Figura 2.3: Exemplos de espectros de estrelas com altas abundâncias de silicatos cristalinos. Retirado de Jones et al. (2012).

no entanto, essa proporção excede 50%.

A formação de grãos cristalinos em estrelas oxigenadas pode ser explicada apenas se a formação desses silicatos se deu à altíssimas taxas de perda de massa com ventos de altas densidades. Neste cenário, o grão manteria sua temperatura relativamente alta neste ambiente de alta densidade por um período longo de tempo após a sua formação e assim poderia se reestruturar em uma estrutura cristalina. Um processo que gerasse cristalização desse tipo ainda é desconhecido.

Bandas de óxidos metálicos também parecem estar presentes nas regiões do infravermelho médio. O amplo pico entre $12\mu\text{m}$ e $13\mu\text{m}$ encontrado no espectro de algumas variáveis Mira foi interpretado por Vardya et al. (1986) como originado pelo corundum (Al_2O_3). Simulações termodinâmicas com esse grão indicaram que ele se formaria no início da formação do envoltório circunstelar, quando as taxas de perda de massa ainda fossem baixas (Waters 2011) e os primeiros silicatos seriam formados por suas reações com o gás ambiente (Lorenz-Martins & Pompeia 2000). Goebel & Gerbault (1989) interpretaram as características espectrais em $11\mu\text{m}$, $13\mu\text{m}$ e $19\mu\text{m}$ devido à óxidos metálicos e Henning et al. (1995) encontraram que óxidos de Mg-Fe apresentam estruturas na região entre $15\text{-}24\mu\text{m}$. É possível ainda que eles apresentem estruturas entre 30 e $45\mu\text{m}$.

Em comprimentos de onda maiores, em $43\mu\text{m}$ e $60\mu\text{m}$, bandas intensas e largas

do gelo de água cristalino aparecem na emissão dos envoltórios de quase todas as estrelas oxigenadas, desde objetos OH/IR à PNs.

2.2.3 Morfologia

A evolução desse envoltório, à semelhança do mecanismo de sua criação, também é uma questão ainda sem solução definitiva. Particularmente a transformação da morfologia do envoltório ao longo da evolução AGB \rightarrow PN das estrelas é um ponto que mobiliza muitos estudos.

A formação do envoltório se dá no AGB, através de ventos radiais, simetricamente esféricos. No entanto, cerca de 75% das PN observadas apresentam estruturas bi ou multipolares nos seus envoltórios, com simetria axial (Manchado et al. 2000). Assimetria esférica parece ser uma morfologia muito comum mesmo em estrelas ainda no final do AGB: Sahai et al. (2007) realizaram um survey observando Pós-AGBs e OH/IRs em busca de catalogar possíveis diferentes morfologias e encontraram na maioria das estrelas observadas estruturas bi ou multipolares, lóbulos, um disco central e halos.

Uma vez que os ventos no AGB são simetricamente esféricos, essa transformação poderia começar apenas na fase seguinte, durante o Pós-AGB. A primeira proposta de um mecanismo que fosse responsável pelas assimetrias observadas foi feita por Sahai & Trauger (1998) que propuseram que jatos colimados de matéria poderiam interferir no vento esférico no final do AGB, possibilitando a formação de estruturas assimétricas. Esta ainda é a teoria mais aceita para justificar a mudança de morfologia, mas um mecanismo que explique definitivamente a criação de eixos de simetria durante o Pós-AGB ainda é desconhecido. A origem da forte colimação desses jatos também ainda é um mistério, mas algumas fontes na literatura (Vlemmings et al. 2006; Lovelace et al. 2010), apontam uma participação significativa de um forte campo magnético estelar polarizado na colimação dos jatos. Essa teoria vem ganhando alguns reforços. Wolak et al. (2012), em um survey conduzido com o radio telescópio Nançay de 152 estrelas de tipo tardio, das quais 24 eram Pós-AGBs, verificaram que 75% da amostra apresentavam características devido à polarização e campos magnéticos da ordem de 1 mG.

Modelos teóricos sobre os mecanismos de moldagem do envoltório foram desenvolvidos baseados na teoria dos jatos, mas uma análise 3D destes é necessária e existem poucas fontes que poderiam contribuir com dados.

Binaridade também é considerada como um fator que pode ocasionar as mudanças estruturais observadas. Morris & Naftilan (1997) Morris (1997) sugeriu que um jato colimado de alta velocidade proveniente da estrela companheira seria somado ao vento lento e radial da estrela principal, uma Pós-AGB. Um disco quase estático de gás e poeira seria formado pelo vento da estrela principal e rodearia o sistema, enquanto os jatos, que teriam origem no centro do disco, fluiriam ao longo do eixo de rotação. A princípio, modelos considerando a interação desses dois ventos conseguem reproduzir formação de masers (nas regiões de choque entre os dois ventos) nos envoltórios e os discos encontrados em alguns objetos. Porém, para esta teoria, apenas pressupõe-se a existência de um jato oriundo da estrela companheira. Seu surgimento não é explicado.

Nesse cenário de muitas lacunas no entendimento do desenvolvimento dos envoltórios circumstelares, as estrelas Water Fountain podem ser aliadas poderosas. Medidas do efeito Zeeman¹ nas linhas de emissão maser permitem inferir o campo magnético e, portanto, estudar a sua relação na colimação de jatos, também encontrados nessas estrelas. O modelo de binaridade, por sua vez, consegue explicar a distribuição espacial de masers de algumas fontes como a IRAS18450-0148 e também em fontes não WFs, como a OH231.8 (Likkell et al. 1992).

2.3 Estrela Central

Em função da grande opacidade do envoltório, estrelas Pós-AGBs são, geralmente, primeiramente observadas no infravermelho. Apenas quando o envoltório se expandiu o suficiente para que tenha se tornado opticamente fino, a radiação da estrela central pode ser observada no óptico.

Os espectros ópticos observados dessas estrelas são aqueles de estrelas dos tipos espectrais de B a M, mas uma grande parte dos objetos conhecidos apresentam tipo espectral F ou G.

Diferentemente dos espectros de supergigantes clássicas, nas Pós-AGBs algumas linhas espectrais, como as de HI, NaI e HeI, apresentam perfis diferenciados que

¹O efeito Zeeman é um efeito de dispersão das linhas de um espectro causado pela presença de um campo magnético. Quando o campo magnético não está presente, enxergamos no espectro as linhas referentes a algumas transições diferentes que possuem a mesma energia. Quando o campo está atuando, a energia de cada uma dessas transições é alterada, dando origem a um conjunto de linhas onde antes havia apenas uma.

forneem informações preciosas sobre a química e dinâmica da estrela central. As linhas de H_α , principalmente, exibem uma grande variedade de perfis apresentados dentre os objetos na fase, muitas vezes apresentando componentes duplas (Klochkova et al. 2007), como pode ser visto na Figura 2.4.

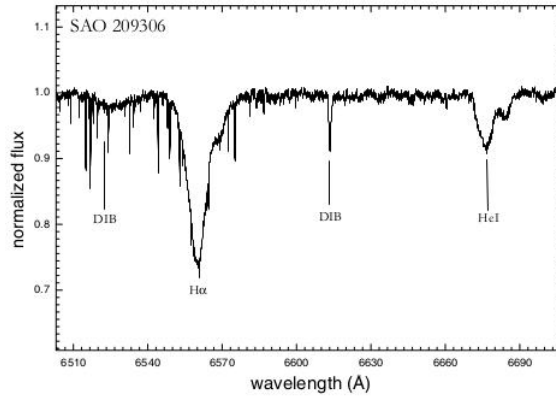


Figura 2.4: Espectro normalizado da Pós-AGB IRAS17460-3114 (SAO209306) mostrando o perfil duplo das linhas de H_α e HeI. Retirado de Mello et al. (2012).

Existe uma grande variedade de perfis nos espectros ópticos dos objetos Pós-AGB, devido aos processos dinâmicos que ocorrem nas atmosferas em expansão dessas estrelas. Perfis P-Cygni ou P-Cygni² inverso e/ou perfis com duas componentes também são frequentemente observados em espectros ópticos de Pós-AGBs típicas e são indicativos da existência de ventos que sugerem perda de massa e/ou pulsações e da presença de um envoltório não esférico. A presença de combinações desses perfis também é bastante comum.

A química presente nas estrelas Pós-AGBs revela os resultados dos processos convectivos e da nucleossíntese de elementos do ciclo CNO e de elementos pesados através do processo s, ocorridos nas fases anteriores. A análise das atmosferas estelares dessas fontes revelaram a abundância de uma grande variedade de elementos (C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, Ca, Sc, Ti, Fe, Ni, Zr,...) e bandas moleculares (Stasińska et al. 2006). O tipo de molécula presente está relacionado, obviamente, com a natureza da estrela carbonada/oxigenada. A grande maioria das fontes, porém, é oxigenada.

Em uma primeira análise pode-se esperar que os objetos encontrados não apre-

²Perfis frequentemente encontrados em estrelas que estão passando por um período de perda de massa, onde cada linha com o perfil é 'composta' por duas partes, uma em emissão, deslocada para o lado dos comprimentos de onda mais vermelhos em relação à posição em repouso da linha, e uma em absorção, deslocada para o lado azul.

sentem muitas diferenças quanto à composição química, mostrando linhas de elementos produzidos pelo processo s e trazidos à atmosfera pela terceira dragagem. Porém, uma grande diversidade de padrões químicos fotosféricos é observada e enquanto algumas fontes são extremamente enriquecidas em elementos do processo s , outras não apresentam enriquecimento nenhum.

2.3.1 Processo s

Durante a permanência da estrela no AGB, a estrela produz isótopos pesados ($90 \leq A \leq 240$) através da captura de nêutrons em um processo que ocorre em uma escala de tempo maior que o tempo necessário para os átomos decaírem pelo decaimento β . Esse processo de captura lenta de nêutrons (em relação ao decaimento β) é denominado processo s e é a origem de metade de todos os elementos mais pesados que o ferro no Universo (Arlandini et al. 1999), sendo relevante também, em alguns casos, na abundância de elementos mais leves em ambientes de metalicidade extremamente baixa como, por exemplo, $Z = 10^{-8}$ (Cruz et al. 2013).

Para a ocorrência desse processo é necessário que haja uma fonte contínua e não muito intensa de nêutros, formando um ambiente em que a densidade de nêutros disponíveis à captura (Nn) não seja superior a 10^{11}cm^{-3} (Herwig, 2005). Na literatura as reações que interpretariam esse papel seriam: $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ e $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$.

Ao contrário do que se pode esperar, os isótopos formados não obedecem a uma relação linear com a taxa de exposição de nêutrons. Quanto maior a exposição de nêutrons, maior a produção de elementos cujo número de massa é $A \sim 140$, como Ba, La, Nd e Sm em comparação às espécies de $A \sim 90$, como Y, Sr e Zr. Parece existir, no entanto, uma saturação na produção dos isótopos segundo a exposição: Quando a exposição de nêutrons cresce acima de 1mbarn^3 , todo o fluxo de nêutrons capturados é gasto na produção de Pb. A razão entre a quantidade de elementos pesados (hs) pela quantidade de elementos leves (ls) criados no processo depende intrinsecamente da metalicidade da estrela e essa razão é máxima ($hs/ls \sim 1.5$, para estrelas Pós-AGB) para metalicidades baixas (Busso et al. 2001), como pode ser visto na Figura 2.5.

A principal fonte de nêutrons na reação $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ é o ^{13}C e este depende da disponibilidade de ^{12}C e prótons. Na zona entre as camadas de queima de H e

³barn é uma unidade de medida que equivale a 10^{-28}m , geralmente usada para seções de choque

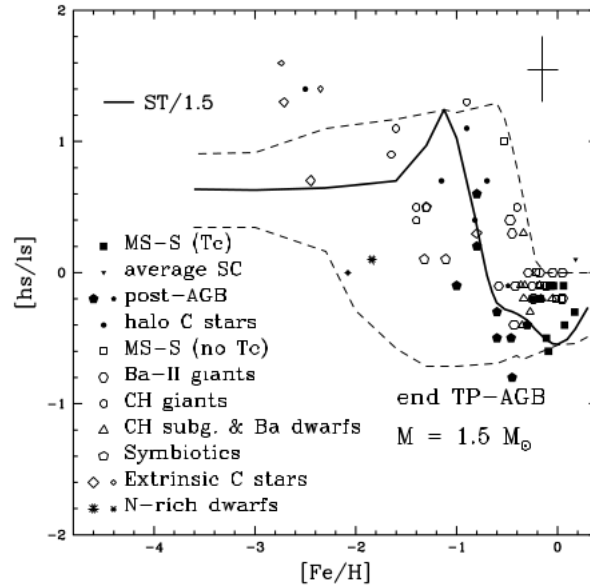


Figura 2.5: Abundância observada da razão hs/ls em diferentes grupos de estrelas com metalicidades distintas e $M = 1.5 M_{\odot}$. Retirado de Busso et al. (2001).

He se forma uma zona convectiva rica nesses elementos, produtos da reação triplo- α , com uma densidade baixa de nêutrons ($\log N_n \sim 7$). É nesta zona que a maior parte do ^{13}C é formado, em pequenas regiões que, de alguma forma, não interagem com o ambiente, conhecidas na literatura por 'reservatórios de ^{13}C '. O fluxo de nêutrons fornecido por essa reação se mantém ativo por milhares de anos durante a fase entre os pulsos térmicos. A geração de um fluxo contínuo de nêutrons e o fato de que essa reação depende de temperaturas relativamente mais baixas, aproximadamente 10^7K , fazem dessa reação a principal fonte de nêutrons do processo s.

A segunda reação, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, por outro lado, necessita de temperaturas maiores que $T > 2.5 \times 10^8 \text{K}$, só encontradas na base das zonas convectivas dos pulsos durante um flash na camada de He, que é uma região de alta densidade de nêutrons ($\log N_n \sim 9 - 11$) ou então em AGBs massivas. O fluxo de nêutrons liberado por essa reação é muito mais rápido que o anterior, se extinguindo depois de um ano, aproximadamente. Estes fatores fazem com que ela não represente um papel muito significativo na ocorrência do processo s.

2.4 Estrelas Water Fountain

Como dissemos anteriormente, dentro das estrelas evoluídas existe uma classe de objetos oxigenados e com envoltórios circumstelares muito opacos que recentemente iniciaram a fase Pós-AGB ou que ainda estão no final da fase AGB que apresentam intensas emissões maser de H_2O (22.2 GHz) e OH (1612, 1665 e 1667 MHz) . Como comentado anteriormente, masers moleculares são comuns nesses estágios evolutivos mas, ao contrário das outras estrelas do AGB ou Pós-AGBs que também apresentam masers, nessas fontes, o espectro da emissão maser de H_2O aparece padronizado com um perfil de picos duplos simetricamente distribuídos, com uma extensão em velocidade que supera largamente a extensão do maser de OH, e velocidades muito maiores que este, frequentemente acima de 100 km/s (Desmurs 2012). Em função da intensidade do maser de H_2O , essas fontes foram denominadas Water Fountains, do inglês, “fontes de água”.

Para vias de comparação, os ventos radiais de estrelas no AGB, por exemplo, apresentam, tipicamente, velocidades na linha de visada da ordem de 15 km/s (Engels 2012). A escala de velocidades encontrada nos masers de H_2O das Water Fountain é cerca de dez vezes a escala de velocidades encontrada em outras estrelas na mesma fase evolutiva. Essa característica peculiar levou à descoberta da primeira estrela atribuída à classe, a IRAS16342-3814, por Zuckerman & Lo (1987) . Eles reportaram inesperadas observações de emissões masers de água com velocidades radiais muito altas na linha de visada, o que foi ratificado por Likkell et al. (1988) que encontraram um altíssimo valor para a velocidade de expansão do maser de água na linha de visada: maior que 117.4 km/s. Essa estrela deu origem, então, à classe das WF.

Vinte e cinco anos depois do primeiro diagnóstico, são conhecidas apenas 15 estrelas pertencentes ao grupo (Tabela 2.1), a maioria descoberta depois de 2002, sendo ainda a mais conhecida e estudada a própria IRAS16342-3814. Esse número, porém, pode crescer nos próximos anos: seis candidatas, descobertas por Amiri et al. (2012), aguardam confirmação. Todas as possíveis novas fontes apresentam um perfil espectral com um pico duplo do maser de H_2O de alta velocidade.

A existência de fontes com alta emissão maser já era conhecida desde 1966 quando Litvak et al. (1966) e Perkins et al. (1966), independentemente, concluíram que a forte emissão desconhecida observada por Weaver et al. (1965) podia ser explicada por um processo de emissão espontânea da molécula de OH. Uma classe de estrelas que também

Tabela 2.1: Tabela de fontes WF confirmadas segundo Desmurs (2012). Nesta Tabela não está incluída a IRAS16333-4807, classificada como um objeto WF por Lagadec et al. (2011).

Estrela	Nome alternativo	OH	H ₂ O	Referências
IRAS15445-5449	OH 326.5-0.4		90	Daecon et al.(2007)
IRAS15544-5332	OH 325.8-0.3		74	Daecon et al.(2007)
IRAS16342-3814	OH 344.1+5.8		260	Claussen at al.(2009)
IRAS16552-3050	GLMP 498			Suárez et al.(2007)
IRAS18043-2116	OH 0.9-0.4		400	Walsh et al.(2009)
IRAS18113-2503	PM 1-221		500	Gómez et al. (2011)
IRAS18139-1816	OH 12.8-0.9	23	42	Boboltz & Marvel (2007)
IRAS18286-0959	OH 21.79-0.1		200	Yung et al. (2011)
IRAS18450-0148	W 43A/OH 31.0+0.0		180	Imai et al. (2002)
IRAS18460-0151	OH 31.0-0.2	20	300	Imai et al. (2008)
IRAS18596+0315	OH 37.1-0.8	30	60	Amiri et al. (2011)
IRAS19067+0811	OH 42.3-0.1	20	70	Gómez et al. (1994)
IRAS19134+2131	G054.8+4.6		105	Imai et al. (2007)
IRAS19190+1102	PM 1-298		100	Day et al. (2010)
IRAS15103-5754	G230.9-0.2		80	Suárez et al. (2009)

apresentam uma emissão maser de OH intensa e tem características muito semelhantes às WF são as OH/IR, estrelas oxigenadas do final do AGB com altas taxas de perda de massa. Estas estrelas também apresentam altas taxas de perda de massa, envoltórios muito opacos e que frequentemente exibem sinais de assimetria, mas os masers de água encontrados, quando existentes, possuem velocidades muito mais baixas do que as das WF.

Embora a existência de masers intensos e espacialmente alargados da molécula de água seja a razão da nomenclatura da classe Water Fountain, a presença de uma emissão maser de OH, geralmente menos intensa e menos extensa que a do H₂O, é característica comum em quase todas as estrelas identificadas. Dez das quinze estrelas atualmente classificadas como objetos WF foram primeiro observadas pelos seus masers de OH de alta intensidade, sendo classificadas como objetos OH/IR. Apenas duas das quinze fontes não apresentam emissão maser de OH: IRAS16552-3050 (GLMP 498) e IRAS19134+2131 (G054.8+4.6).

É interessante comentar o caso da IRAS15103-5754, única estrela pertencente à classe que não é nem uma Pós-AGB jovem, nem uma AGB mas sim uma Nebulosa Planetária, segundo Suárez et al. (2009). Esta não é a única PN a apresentar masers de

água. Outras três fontes também o apresentam: IRAS18061-2505 (Gómez et al. 2008), IRAS17347-3139 (de Gregorio-Monsalvo et al. 2004) e K3-35 (Uscanga et al. 2008) – mas a emissão maser nessas fontes não mostram componentes de alta velocidade e por isso não são caracterizadas como objetos WF.

Existem diversas contribuições que o estudo dessas poucas fontes podem fornecer à teoria de evolução estelar, como o entendimento do papel do campo magnético na colimação de jatos, a formação de estruturas assimétricas em envoltórios circunstelares, o estudo do surgimento e atuação de masers em estrelas evoluídas e etc, sendo elas por si só, objetos extremamente interessantes, peculiares e ainda pouco conhecidos.

2.4.1 Identificação

Aliado às observações dos masers, os diagramas cor-cor são uma ferramenta muito utilizada no auxílio do diagnóstico dessas fontes e de suas características.

No diagrama cor-cor do IRAS (Infrared Astronomical Satellite), por exemplo, elas geralmente ocupam a região onde as estrelas Pós-AGBs estão localizadas (Suárez et al. 2007), como pode ser visto na Figura 2.6.

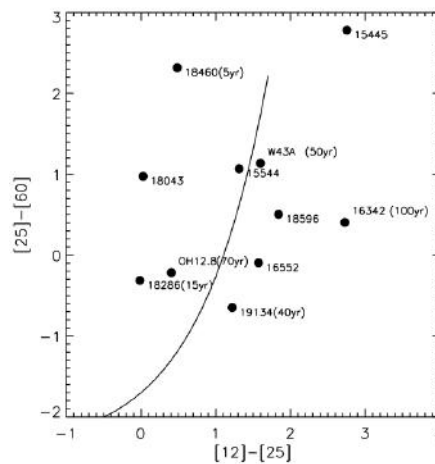


Figura 2.6: Diagrama cor-cor do IRAS. A curva mostrada no diagrama IRAS representa a localização usual das AGBs nessa diagrama. Retirado Suárez et al. (2008).

No diagrama proposto por Sevenster (2002), que pode ser observado na Figura 2.7, onde tem-se as cores do MSX (Midcourse Space Experiment⁴) [8]-[12], no eixo

⁴Satélite inicialmente criado para compor um experimento para defesa de mísseis, esse satélite mapeou fontes brilhantes no infravermelho nos comprimentos de onda de 4.29, 4.35, 8.28, 12.13, 14.65 e 21.3 μm

horizontal, e $[15]-[21]$, no eixo vertical, é possível estimar o estágio evolutivo dos objetos. As WF, cujos jatos tem idades dinâmicas mais curtas, estão localizadas na região III – região ocupada pelas estrelas AGBs clássicas, enquanto a de idade dinâmica mais longa, na região I, ocupada pelas estrelas mais evoluídas.

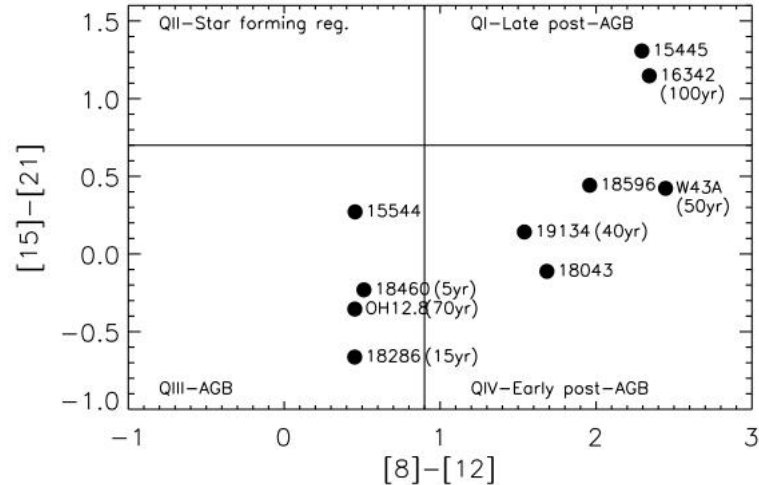


Figura 2.7: Diagrama cor-cor de Sevenster (2002). No eixo vertical, temos a cor $[15]-[21]$ e no eixo horizontal, a cor $[8]-[12]$, obtidas das magnitudes observadas pelo MSX. As estrelas da classe WF estão localizadas nas regiões das AGBs e das Pós-AGBs. Retirado de Suárez et al. (2008).

O diagrama cor-cor ($[09]-[18]$ x $[18]-[65]$) do AKARI (Japanese Infrared imaging surveyor), por sua vez, parece ser uma ferramenta de identificação direta, existindo uma distinção clara entre a distribuição das WF e das demais estrelas no AGB que também apresentam emissão maser de água (Figura 2.8). A causa apontada para essa separação é o comportamento da banda de silicato em $9.7 \mu\text{m}$, que altera de emissão para absorção ao longo da mudança entre as fases AGB e PN.

O motivo pelo qual a banda de silicato se altera ao longo da evolução está intrinsicamente ligado ao fato de que os envoltórios circunstelares dessas estrelas são opticamente muito mais espessos e as camadas internas mais desacopladas da estrela central do que as outras estrelas do AGB ou Pós-AGB. Quando a opacidade em $9.7 \mu\text{m}$ é baixa – estrela no final do AGB, a banda está em emissão; quando ela é aproximadamente 1 a banda desaparece e quando é maior que 1 ela está em absorção (Habing 1996). O envelope mais espesso absorve mais radiação e a reemite em comprimentos de onda maiores, o que faz $[18]-[65]$ aumentar. A medida que o $F18/F09$ também aumenta, a cor $[09]-[18]$ diminui,

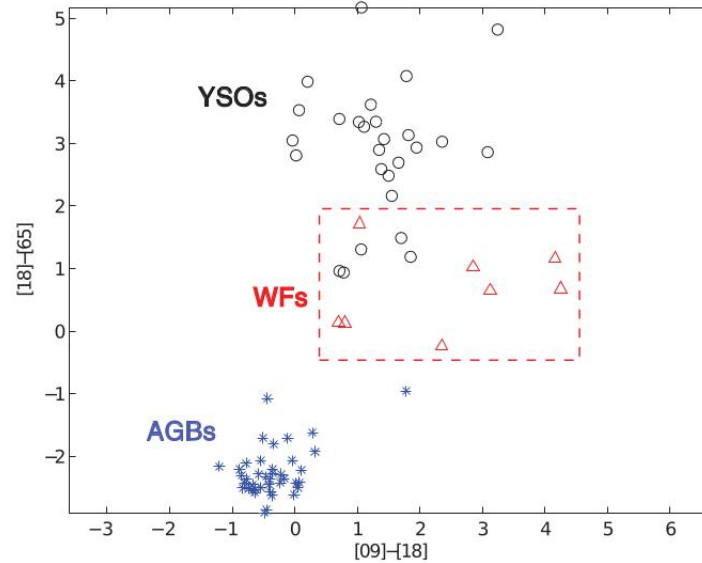


Figura 2.8: Diagrama cor-cor do AKARI, mostrando as posições das estrelas da classe WF. A posição dos Objetos Estelares Jovens (YSO, acrônimo do inglês Young Stellar Objects) e das AGBs também é mostrada, evidenciando a diferença de localização desses objetos, que também possuem atividade maser, em relação às WF. Retirado de Yung et al. (2012).

posicionando as WF em uma região claramente distinta das estrelas no AGB. Apesar de bem sucedido na classificação de objetos pertencentes à classe, o uso do diagrama cor-cor do AKARI como uma ferramenta diagnóstica só poderá ser confirmado com a observação de novas fontes.

Dentre as novas candidatas, a IRAS19067+0811 tem tornado a pesquisa por um diagnóstico ainda mais interessante: Em 1994, Gómez et al. (1994) observaram essa estrela e apenas a emissão maser de OH foi detectada, o que não a caracterizaria como um objeto WF. Porém, observações mais recentes (Amiri et al. 2012) detectaram um pico duplo no espectro de H_2O cobrindo uma faixa de velocidades que é duas vezes mais intensa do que as do pico duplo do maser de OH. Se confirmada, essa fonte abriria uma discussão interessante sobre o surgimento da emissão maser característica da classe, o que talvez ampliasse as ferramentas para um diagnóstico mais preciso.

2.4.2 Envoltório

As semelhanças entre os espectros e as cores IRAS das OH/IRs e WFs levaram às primeiras análises sobre os envoltórios das estrelas da classe. Constatando a semelhan-

ça entre o espectro da IRAS16342-3814 com o espectro da OH231.8, Likkell et al. (1988) ainda no primeiro estudo sobre a IRAS16342-3814 como uma fonte de água em 1988, levantaram a possibilidade da morfologia bipolar da estrela. Eles alegaram que as pequenas diferenças encontradas entre os espectros das componentes masers OH em 1612MHz da IRAS16342-3814 e da OH231.8, uma estrela com estrutura bipolar, seriam devidas apenas às orientações do eixo simetria com relação à linha de visada. Outra evidência que corroboraria essa hipótese seria o fato de que a banda relativa ao gelo de água, em $31\mu\text{m}$, foi encontrada no espectro dessa fonte por diversos outros autores; e os únicos envoltórios circumstelares conhecidos a apresentarem gelo de água possuem estrutura bipolar.

Outra hipótese levantada por esses autores ao analisarem o perfil do maser de OH em 1612MHz, caracterizado por pontas finas sobrepostas ao longo do perfil de emissão do maser, é que o envoltório da estrela deveria apresentar uma estrutura formada por um mecanismo cuja polarização fosse circular.

O fato de que ambas hipóteses propostas, sendo a primeira baseada puramente na comparação com o espectro de uma única OH/IR, parecem estar corretas é surpreendente. Imagens ópticas recentes do Hubble Space Telescope mostram que a morfologia do envoltório da IRAS16342-3814 realmente é bipolar, apresentando ainda um disco espesso de poeira na região equatorial e lóbulos que não parecem dividir o mesmo eixo de simetria. Verhoelst et al. (2009) encontraram evidências de que esse envoltório seria bipolar mesmo no infravermelho médio.

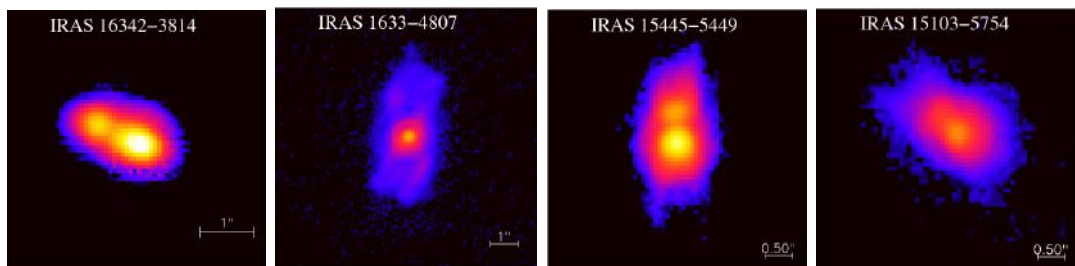


Figura 2.9: Imagens das estrelas IRAS16342-3814, IRAS16333-4807, IRAS15445-5449 e IRAS15103-5754 obtidas com o instrumento VISIR do VLT (Very Large Telescope) no modo burst, mostrando a morfologia bipolar das fontes. Retirado de Lagadec et al. (2011).

Análises espectrais desse tipo foram feitas para outras fontes. Deacon et al. (2004) sugeriram que a IRAS15445-5449 seria um objeto de morfologia bipolar, em função dos perfis irregulares de três linhas do maser de OH, o que foi confirmado por imagens da fonte no infravermelho médio. Na identificação da morfologia do envoltório da

IRAS15103-5754, no entanto, a análise espectral não foi conclusiva, pois essa fonte exibe uma distribuição espacial dos masers de água diferente da que é tipicamente encontrada nas WFs (Suárez et al. 2012). Apenas com a imagem infravermelha é possível observar o envoltório bipolar. O fato é que independente do método de inferência, a bi ou multipolaridade parece ser uma característica dos envoltórios de todas as WFs conhecidas até o momento (Figura 2.9).

Muitas discussões já foram realizadas na tentativa de identificar o agente responsável pelo fenômeno das morfologias bipolares dessas estrelas. Atualmente, a explicação mais aceita é que a forma dos envoltórios das WFs é moldada pelo mesmo fator que as engloba em uma mesma classe: o próprio maser de H_2O (Suárez et al. 2008).

Associados às componentes das intensas emissões masers são encontrados jatos de matéria de alta velocidade, altamente colimados e com idades dinâmicas menores que 100 anos (Imai et al. 2007). À semelhança dos jatos previstos como modeladores dos envoltórios circumstelares das PN observadas em geral, os jatos associados aos masers parecem modelar o envoltório circumstelar das WF, que como consequência da sua atuação, apresentam morfologia não esférica.

O estudo do movimento próprio dos jatos possibilita a inferência da idade dinâmica do fluxo de matéria ejetada. As idades dinâmicas encontradas para os jatos nas WF são surpreendentemente pequenas, variando de apenas algumas dezenas (aproximadamente 30 anos para a IRAS18286-0959 e apenas 5 anos para a IRAS18460-0151) a algumas centenas de anos (Desmurs 2012).

Acredita-se que o mecanismo que direciona os jatos começa a agir durante a fase Pós-AGB. Como os masers de água, geralmente, sobrevivem poucos anos após o final da perda de massa no AGB (aproximadamente 100 anos), a moldagem dos envoltórios por esse mecanismo não poderia ser observada no final da fase Pós-AGB nem durante a fase de PN. Esse fato explicaria porque não observamos a transição de morfologia dos envoltórios de esféricos para não esféricos em Pós-AGB em geral. Dessa forma, o entendimento de como se dá a moldagem do envelope das WF através desses jatos poderia explicar a transformação da morfologia dos envelopes circumstelares entre as fases AGB e PN. Nesse contexto, a comprovação da atuação de um mecanismo de modificação da morfologia dos envoltórios nas WF faz dessas estrelas objetos que poderiam fornecer um bom teste para qualquer teoria sobre as mudanças de estrutura dos envoltórios circumstelares das Pós-AGBs em geral.

A atribuição desse mecanismo como o agente modificador da estrutura do envoltório, porém, não consegue explicar a morfologia encontrada na IRAS15103-5754, onde a distribuição espacial dos masers, que é incomum em relação às das outras WF, não parece seguir a orientação das imagens infravermelhas. Também não explica como a IRAS16342-3814 consegue manter uma morfologia bipolar mesmo com seus masers apresentando movimentos próprios aparentemente grandes e em formato de arco em períodos curtos de tempo (Claussen et al. 2012). É possível que a orientação da emissão maser da IRAS15103-5754 não tenha sido bem compreendida, de forma que apenas com dados de movimento próprio desta uma conclusão mais definitiva sobre a aplicação do mecanismo de jatos como modeladores do envoltório nessa estrela possa ser obtida. Quanto ao movimento próprio dos masers da IRAS16342-3814, não há ainda nenhuma perspectiva de explicação para o fenômeno.

A presença de jatos associados a masers de água, com idades dinâmicas muito curtas, em uma PN, que é um objeto de morfologia já definida (no caso da IRAS15103-5754, essa morfologia é bipolar), sugere que os jatos que moldam o envoltório circunstelar dessas fontes podem ser fenômenos episódicos e repetitivos. Eles seriam primeiramente lançados quando a estrela está no final do AGB ou no início da fase Pós-AGB, mas poderiam ser lançados ou mesmo mantidos até quando o objeto já se tornou uma PN, em casos extremos (Suárez et al. 2012). A ausência de outras WF que estejam no estágio de PN, assim como em outros aspectos já citados, limita o estudo dessa teoria.

Estruturas com diferentes formatos como discos de poeira, toros e lóbulos também parecem integrar o conjunto de estruturas não esféricas que ocorrem nos envoltórios em mudança. Os lóbulos parecem existir nas regiões extremas dos jatos, com o envoltório de poeira ao redor destes, e as imagens obtidas no infravermelho indicam a presença de uma estrutura de poeira, opticamente espessa, ao redor da estrela central em formato de toro em algumas das fontes como a IRAS15445-5449 (Lagadec et al. 2011).

A alta opacidade do envoltório circunstelar explica porque estrelas WF não apresentam uma emissão significativa no infravermelho próximo. Metade dos objetos sequer é detectada nessa faixa do espectro. Suárez et al. (2008) justificaram esse fato propondo que a evolução pelo AGB em estrelas Pós-AGB nessas fontes se deu em um intervalo de tempo mais curto e, portanto, elas seriam relativamente mais massivas, com massas $M \geq 4 - 5 M_{\odot}$.

O envoltório circunstelar dessas fontes é dominado pela emissão de grãos oxige-

dados, principalmente silicatos amorfos, cuja banda em $9.7\mu\text{m}$ está presente em absorção na maioria dos espectros que foram observados. Várias espécies moleculares também estão presentes no gás do envoltório, como H_2 , CO , SO , além das moléculas dos masers, SiO , H_2O e OH .

2.4.3 Masers

Embora o estudo das estrelas da classe Water Fountain através da emissão maser não seja o foco deste trabalho, é através desse caminho que a maior parte dos trabalhos da literatura são baseados e esta emissão é, de fato, a característica mais marcante da classe. Nesta seção serão comentados os conceitos básicos ao entendimento desse fenômeno.

Acrônimo de Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, MASER são fluxos colimados de radiação que surgem quando um elétron de uma molécula - que estava num estado metaestável de longa vida - é estimulado a ter uma transição para um nível de menor energia após a interação com um fóton de energia igual à diferença de energia entre os dois níveis, liberando radiação gama no processo (Figura 2.10). Tanto o fóton emitido quanto o original tem o mesmo comprimento de onda e estão em fase. Essa reemissão é polarizada. Assim, com a estrela emitindo continuamente fótons em uma determinada direção, o efeito observado é uma amplificação da radiação emitida naquela direção. Através de informações interferométricas, os masers podem fornecer informações dinâmicas e cinéticas das estrelas fonte.

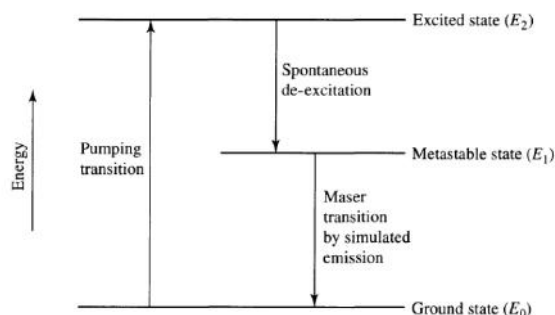


Figura 2.10: Esquema de maser hipotético de três níveis. Retirado de Ostlie & Carroll (2007).

Em estrelas Pós-AGB em geral, e conseqüentemente nas Water Fountain, existe

uma certa variedade de moléculas absorvedoras no envoltório circumstelar. As emissões mais significativas encontradas, através de observações interferométricas, foram de masers de OH, SiO e, obviamente, H₂O. Estes masers surgem em diferentes camadas do envoltório, de acordo com as condições químicas e físicas disponíveis: Os masers de SiO são os mais internos, encontrados em poucos raios estelares (tipicamente $2R_*$); os masers de H₂O surgem de algumas dezenas (em média $10 R_*$) a poucas centenas de raios estelares e os de OH a partir de alguns milhares de raios estelares (Habing 1996).

O surgimento e o desaparecimento de cada espécie de maser em objetos evoluídos parece obedecer a uma sequência cronológica (Lewis 1989). Como ocorre mais próximo da estrela central, é esperado que o maser de SiO surja primeiro. Eles ocorreriam ainda quando o processo de perda de massa está se intensificando, no final do AGB, sendo altamente variáveis em intensidade.

A medida que o envoltório circumstelar vai sendo formado, a excitação colisional da molécula de água pode ocorrer e os masers de água surgem, em uma distância de, aproximadamente, $R \sim 5 - 10 R_*$.

A fotodissociação da molécula de OH não permite o aparecimento imediato desse maser, mas enquanto o envoltório vai crescendo e a quantidade de poeira encontrada nele vai aumentando, as moléculas de OH vão sendo blindadas da radiação e como resultado as primeiras linhas de maser em 1612MHz vão aparecendo. Os três masers existiriam no envoltório neste ponto.

A medida que a estrela vai evoluindo em direção à fase de PN, a perda de massa vai diminuindo e o envoltório vai se desconectando da estrela, tornando-se ionizado, e a emissão maser desaparece. Como estão mais próximos da estrela central, os masers de SiO são os primeiros a desaparecer, seguidos pelos masers de água, que sobrevivem apenas umas centenas de anos depois do desaparecimento do maser de SiO, e, por último, o maser de OH, que ainda permanece por cerca de mil anos e são encontrados na fase de PN.

Emissões do tipo maser não são características exclusivas de estrelas evoluídas. Masers também são muito frequentes em regiões de formação estelar, principalmente nas regiões de formação de estrelas massivas. Os únicos modelos de formação para os masers de água são relacionados à formação nessas regiões, embora algumas aplicações desse modelo tenham sido feitas para objetos WF (Likkell et al. 1992).

O principal problema em se estabelecer o processo de formação do maser de água observado nas WF, é reproduzir um mecanismo que crie a excitação da molécula de

água de forma a resultar em uma emissão maser com os valores de velocidades observados ($v \geq 50$ km/s). Esse requisito levou à concepção de modelos que precisavam assumir regiões de formação com altas densidades do gás ($n \geq 10^3 \text{cm}^{-3}$), não normalmente encontradas no meio interestelar.

O mecanismo proposto por Elitzur et al. (1989) prevê a formação de masers de água intensos em regiões de choques colisionais de gás, depois da passagem da frente de choque. Imediatamente após a passagem de uma dessas frentes, o gás seria condensado e as altas temperaturas dissociariam as moléculas. Posteriormente, quando começasse a se resfriar, moléculas de H_2 se formariam novamente na superfície dos grãos, que sobreviveriam às ondas de choque, sendo apenas ejetados para outras regiões do gás, promovendo a produção de grandes quantidades de H_2O . Os grãos ejetados funcionariam como fontes de energia interna, mantendo o gás aquecido a temperaturas altas o suficiente ($\sim 600\text{K}$) para que a molécula de água seja excitada para níveis rotacionais maiores por colisões com moléculas de H e H_2 . Dessa forma, os níveis mais energéticos se tornam mais povoados que os de menor energia, e quando da interação com um fóton, uma emissão estimulada acontece e o maser de água surge. Utilizando esse modelo, um choque a 100 km/s em um meio com densidade de 10^{-7}cm^{-3} conseguiria produzir masers extremamente poderosos.

A única tentativa de aplicação desse modelo às WF foi feita por Likkell et al. (1992). Eles aplicaram esse modelo associado ao modelo de binaridade (discutido na seção 2.2.3) para modelar a morfologia do envoltório de uma Water Fountain genérica que apresentasse disco e emissão maser de OH, com base nas emissões da IRAS16342-3814 e da IRAS18450-0128. Eles assumiram que o choque, ocorreria na região de interação entre o feixe polar da companheira com o gás do material circunstelar do disco, originado pelo vento radial da primária. O resultado mostrou que o maser de H_2O se formaria na superfície que contem o feixe polar e na região de interação deste com o material circunstelar, que haveria uma distribuição do maser de OH em latitudes intermediárias, com velocidades menores do que as dos masers de água, e que a velocidade do jato seria dependente do ângulo de inclinação, sendo esta maior ao longo da linha dos pólos. Essa distribuição dos masers de OH e água reproduz a configuração encontrada em estrelas OH e em algumas WF.

Ainda que seja um modelo cujos resultados são razoáveis em alguns aspectos, como a distribuição do maser de OH, ele não é diretamente aplicável e modificações teriam que ser estudadas. Espera-se que o material circunstelar esteja a uma distância da

estrela bem maior do que a distância em que o material em uma região de formação estelar estaria da protoestrela, e isso obviamente, altera a interação dos fótons com as moléculas de água. A condição que o sistema seja binário e a obrigatoriedade da existência de um disco também são grandes limitações, principalmente pelo fato de que nenhum sinal de binaridade já foi observado para as estrelas WF e que a presença de disco só foi inferida por imageamento em algumas delas. Muita pesquisa ainda é necessária para eliminar essas restrições.

3 Metodologia

A maior parte do estudo relacionado às estrelas WF está direcionada ao estudo de sua emissão maser e de como a sua dinâmica pode estar conectada às modificações observadas nas estruturas dos envoltórios circunstelares de estrelas evoluídas. Porém, pouquíssimos trabalhos foram realizados buscando o conhecimento dos parâmetros físicos dos próprios envoltórios circunstelares de poeira dessas estrelas e não se sabe se as mudanças na morfologia do envoltório deixam assinaturas no espectro de emissão da poeira que o constitui.

A fim de investigar se os processos de perda de massa que estão em atuação nas fontes WF deixam algum vestígio na emissão do envoltório de poeira e de estudar quais seriam as características físicas dos envoltórios circunstelares dos objetos da classe, modelamos a distribuição espectral de energia do envoltório de dez dessas fontes, considerando seus envoltórios compostos por duas ou três espécies diferentes de grãos. As espécies empregadas na modelagem foram escolhidas de acordo com as características observadas nos espectros disponíveis das fontes, coletados da literatura. Para tanto foram utilizados, além de espectros observados, dados observacionais fotométricos disponíveis e as constantes ópticas dos grãos utilizados, também coletados da literatura.

3.1 Teoria de Mie

Os códigos utilizados calculam os parâmetros necessários à modelagem utilizando a Teoria de Mie, que trata do problema do espalhamento da luz polarizada por esferas homogêneas, de raio e de propriedades ópticas arbitrários.

A interação de uma dessas partículas com uma radiação incidente em uma faixa de comprimentos de onda, vindas de uma determinada direção, é calculada através das equações de Maxwell no regime da eletrodinâmica clássica (Eqs. 3.1 a 3.4), considerando-se como condições de contorno que as componentes normais dos campos magnético \vec{B} e do deslocamento elétrico \vec{D} e as componentes tangenciais do campo elétrico \vec{E} e do campo auxiliar \vec{H} sejam contínuas quando não existirem cargas ou correntes.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.4)$$

A descrição das propriedades de espalhamento e absorção do do material das partículas esféricas é feita com base nos parâmetros x e m , definidos como:

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.5)$$

$$m = n - i\kappa = \sqrt{K - 2i\sigma\lambda/c} \quad (3.6)$$

Onde a é o raio da esfera, n é o índice de refração, κ o índice de absorção, K , a constante dielétrica e σ a condutividade da partícula.

Como pode ser visto, a descrição do problema de espalhamento causado por essas partículas esféricas é extremamente dependente da razão a/λ . Por isso, em toda a formulação da teoria de Mie, a variável x é o parâmetro determinante para se descrever a interação da radiação com a partícula. Embora a teoria de Mie possa tratar qualquer caso envolvendo qualquer valor possível para os parâmetros x e m , em casos extremos, quando ou o comprimento de onda ou o raio da partícula é muito maior em relação ao outro, o problema é resolvido por outros dois formalismos: O espalhamento Rayleigh, quando o comprimento de onda é muito menor que o raio da partícula. Ou, no caso oposto, a Teoria de Difrações, usando as formulações da ótica geométrica.

Os índices m e n , as chamadas “constantes ópticas” da partícula, são, geralmente, dependentes do comprimento de onda da radiação incidente. Para materiais dielétricos, m é real ($\kappa = 0$) e para aqueles de alta absorção, n e κ tem a mesma ordem de grandeza e variam significativamente com o comprimento de onda do feixe de radiação.

As secções de choque de espalhamento C_{sca} , e absorção C_{abs} , bem como a fração de energia espalhada do feixe incidente em uma determinada direção $S(\theta)$, também estão definidos pela teoria. A partir destes, define-se as eficiências de espalhamento, absorção e extinção e o albedo da partícula como:

$$Q_{sca} = C_{sca}/\pi a^2 \quad (3.7)$$

$$Q_{abs} = C_{abs}/\pi a^2 \quad (3.8)$$

$$Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs} \quad (3.9)$$

$$\gamma = \frac{Q_{sca}}{Q_{abs}} \quad (3.10)$$

O cálculo das eficiências de espalhamento e extinção é feito utilizando-se as fórmulas de Mie, apresentadas abaixo. Nelas, as eficiências são calculadas em função dos coeficientes de espalhamento, a_n e b_n , funções da variável x e das funções de Riccati-Bessel, $\psi(x)$ e $\zeta(x)$:

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re(a_n + b_n) \quad (3.11)$$

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} [|a_n|^2 + |b_n|^2] \quad (3.12)$$

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca} \quad (3.13)$$

Onde:

$$y = mx \quad (3.14)$$

$$a_n = \frac{x\psi'_n(y)\psi_n(x) - y\psi'_n(x)\psi_n(y)}{x\psi'_n(y)\zeta_n(x) - y\zeta'_n(x)\psi_n(y)} \quad (3.15)$$

$$b_n = \frac{y\psi'_n(y) - x\psi'_n(x)\psi'_n(y)}{y\psi'_n(y)\zeta_n(x) - x\zeta'_n(x)\psi_n(y)} \quad (3.16)$$

$$\psi_n = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(z) \quad (3.17)$$

$$\zeta_n = \left(\frac{\pi z}{2}\right)^{1/2} [J_{n+1/2}(z) + i(-1)^n J_{-n-1/2}(z)] \quad (3.18)$$

Note que, como são calculadas em função dos coeficientes de espalhamento, que por sua vez são dependentes do parâmetro adimensional x , as eficiências também são dependentes do comprimento de onda da radiação incidente na partícula esférica. A luz que incidirá na esfera será espalhada em diversas direções. Uma vez conhecidos os coeficientes de espalhamento, ou seja, como essa luz é espalhada, é importante saber a intensidade e a polarização da radiação espalhada em cada direção. A Teoria de Mie trabalha com essa informação através da função de fase $S(\theta)$. Ela descreve a fração da energia incidente que é espalhada em uma direção arbitrária, dentro de um ângulo sólido, que faz um ângulo θ com a direção de propagação da onda incidente.

O cálculo da função de fase envolve as chamadas amplitudes complexas de

Mie, S_1 e S_2 . Elas são amplitudes das ondas transversais do campo elétrico da radiação espalhada (direções $\hat{\theta}$, com $0 \leq \theta \leq \pi$, e $\hat{\varphi}$, com $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, na geometria esférica):

$$E_{s\theta} \approx E_o \frac{e^{ikr}}{-ikr} \cos\varphi S_2(\cos\theta) \quad (3.19)$$

$$E_{s\varphi} \approx E_o \frac{e^{ikr}}{-ikr} \operatorname{sen}\varphi S_1(\cos\theta) \quad (3.20)$$

Onde:

$$S_1 = \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \quad (3.21)$$

$$S_2 = \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \quad (3.22)$$

$$\pi_n(\cos\theta) = P'_n(\cos\theta) \quad (3.23)$$

$$\tau_n(\cos\theta) = \cos\theta \pi_n(\cos\theta) - \operatorname{sen}^2\theta \frac{d}{d\cos\theta} \pi_n(\cos\theta) \quad (3.24)$$

A função de fase total é definida então como:

$$S(\theta, \varphi) = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 [\operatorname{sen}^2\varphi |S_1(\cos\theta)|^2 + \cos^2\varphi |S_2(\theta)|^2] \quad (3.25)$$

Se tirarmos a dependência em φ , escolhendo uma média nessa direção, temos:

$$S(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 [|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2] \quad (3.26)$$

Os parâmetros S_1 e S_2 permitem ainda relacionar os campos elétricos incidente e espalhado, de forma que depois de alguma manipulação matemática é possível determinar o grau e tipo de radiação espalhada em todas as direções, dependendo da polarização da radiação espalhada e da polarização da onda incidente. A matriz que fornece a transformação linear entre as componentes transversais dos campos incidente e espalhado é:

$$\begin{pmatrix} E_{//s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-2)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{//i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Onde $E_{//i}$ e $E_{\perp i}$ são as componentes transversais do campo elétrico incidente – paralela e perpendicular ao plano de espalhamento – e $E_{//s}$ e $E_{\perp s}$ são as componentes correspondentes do campo espalhado.

A dependência da direção do espalhamento da luz está, então, nas amplitudes

complexas S_1 e S_2 . A partir da função de fase $S(\theta)$ podemos definir o parâmetro de assimetria $g(\theta)$ e assim inferir o comportamento do campo de radiação no processo. Esse parâmetro é a média da função $\cos\theta$, ponderada pela função de fase $S(\theta)$.

$$g(\theta) = \frac{\int_0^\pi S(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta}{\int_0^\pi S(\theta) \sin\theta d\theta} \quad (3.28)$$

É necessário notar que como $g(\theta)$ depende de $S(\theta)$, este também depende de S_1 e S_2 , que por sua vez depende de x . Ou seja: O tipo de espalhamento depende da relação a/λ , sofrendo alterações significativas de acordo com o tamanho da partícula. Para partículas grandes ($a \sim \lambda$), o espalhamento será assimétrico, e portanto, $0 \leq g(\theta) \leq 1$. Para $x \ll 1$, ou seja, $a \ll \lambda$, o parâmetro de assimetria é $g(\theta) \sim 0$ e a praticamente toda a radiação que é espalhada é espalhada na direção da onda incidente e assim o espalhamento é simétrico.

3.2 Códigos

Os códigos utilizados no processo de modelagem tratam do problema da transferência radiativa de partículas esféricas em um envoltório circunstelar, utilizando a Teoria de Mie. Neste trabalho, foram utilizados os modelos DGST (Lorenz-Martins & Lefevre 1993) e MonRaT (Monte Carlo Radiative Transfer) (Khouri 2010; Pérez-Sánchez 2010; Alain-Jacques 2010). O código DGST modela envoltórios circunstelares formados por duas espécies de grãos, permitindo que estes se encontrem a distâncias diferentes da estrela central, e um envoltório com uma lei de distribuição de densidade do tipo r^{-2} . O MonRat, permite a modelagem com diferentes leis de distribuição de densidade e inclui um número não determinado de espécies de grãos, possibilitando que o raio de formação dos grãos seja um parâmetro livre para cada espécie.

Os dois modelos foram baseados no código apresentado por Lefevre et al. (1982), e assim como este último, o código DGST é escrito em linguagem FORTRAN, enquanto o MonRaT é escrito em linguagem C. Nesses códigos, o cálculo necessário à modelagem é feito considerando-se a estrela central como a única fonte de radiação.

As simulações são feitas considerando-se a propagação de pacotes de energia

emergentes da estrela central, que possui uma determinada temperatura efetiva. O caminho de cada um desses pacotes pelo envoltório é acompanhado, simulando-se a interação com os grãos presentes.

A cada interação, uma fração da energia da radiação incidente na superfície do grão, correspondente ao seu albedo γ , é espalhada, enquanto uma fração $(1 - \gamma)$ dessa energia é absorvida pelo grão. Após a absorção, o pacote de energia referente à porção da energia incidente que foi espalhada é direcionado para uma nova direção. A direção de propagação dos pacotes de energia é gerada separadamente para cada pacote, pelo sorteio de valores aleatórios das coordenadas θ e φ , dentro de seus respectivos intervalos, através do método Monte Carlo. A probabilidade do pacote, após interação com um outro grão, ser propagado em uma determinada direção é dada pela função de fase $S(\theta)$ e a probabilidade dele encontrar um novo grão para interagir é dada pela expressão:

$$P_i(\lambda) = \frac{a_i^2 Q_{exti} N_i}{\sum_j a_j^2 Q_{extj} N_j(r)} \quad (3.29)$$

A profundidade óptica em um determinado comprimento de onda em uma direção radial é calculada de forma analítica no DGST, considerando-se todas as possíveis direções de propagação do pacote de onda: A propagação na direção radial, com o pacote dentro do envoltório; a propagação dentro do envoltório em uma direção que faz um ângulo θ com a direção de incidência; a propagação no espaço vazio entre o envoltório e a estrela central; e a passagem do pacote pela estrela central. No MonRaT, esse cálculo é feito de através de integração numérica, o que demanda mais tempo de processamento. Em todos os códigos, A profundidade óptica é definida como:

$$\tau(\lambda) = \int_{R_i}^{R_e} N(r) \pi a^2 Q_{ext}(\lambda) dr \quad (3.30)$$

Onde Q_{ext} é a eficiência de extinção, πa^2 é a secção de choque do grão e $N(r)$ é a densidade numérica a uma distância r da estrela.

Como os envoltórios considerados são composto por mais de uma espécie de grão, temos que contabilizar uma expressão de profundidade óptica para cada tipo de grão e o caminho dos fótons é descrito por uma profundidade óptica total, definida como:

$$\tau_{ext}(\lambda) = \tau_1(\lambda) + \tau_2(\lambda) \quad (3.31)$$

Onde:

$$\tau_i(\lambda) = \int_{R_i}^{R_e} N_i(r) \pi a_i^2 Q_{ext}(\lambda) dr \quad (3.32)$$

O cálculo de Q_{ext} usado na equação 3.32 é feito pela equação 3.11. Os demais parâmetros necessários à modelagem, como o raio do grão a e as constantes ópticas dos grãos nas equações da Teoria de Mie, são obtidos pelo arquivo de entrada, cujos parâmetros fornecidos pelo usuário são:

- Raio dos grãos;
- Raio interno do envoltório;
- Raio externo do envoltório;
- Opacidade do envoltório em um determinado comprimento de onda;
- Temperatura efetiva da estrela central.

Para o modelo que considera dois tipos de grãos, a razão de abundância entre as espécies N_2/N_1 também é um dos parâmetros de entrada. Para o modelo com três espécies de grãos, a porcentagem da composição de cada espécie de grãos no envoltório é o parâmetro de entrada que tratava da abundância das espécies. A densidade numérica de grãos de uma espécie é definida pelo valor da profundidade óptica em um determinado comprimento de onda, fornecido pelo usuário, resolvendo a integral 3.32 para a densidade numérica da espécie. Nos nossos modelos, tanto para os ajustes que consideraram dois tipos de grãos quanto para os que consideraram três tipos de grãos, esse comprimento de onda foi $9.7\mu\text{m}$, o comprimento de onda da banda de silicato.

Ao longo das simulações, cada pacote de energia gerado, que pode ter sido emitido tanto pela estrela ou como resultado do espalhamento da radiação de um grão, interage com os outros grãos no envoltório, inclusive com uma segunda ou mais espécies. As eficiências de absorção e de espalhamento desses grãos, usadas durante a modelagem, são calculadas segundo as expressões fornecidas pela teoria de Mie e o envoltório circunstelar é definido como uma região limitada por duas esferas concêntricas, a mais interna definindo o raio interno e a mais externa, o raio externo do envoltório, medidos em unidades do raio estelar. Os códigos, portanto, trabalham apenas com envoltórios simetricamente esféricos.

Essa exigência foi uma limitação importante no processo de modelagem pois, como já foi discutido, esta não é o tipo de morfologia encontrada nos envoltórios circunstelares das estrelas WF. Os fluxos correspondentes aos dados fotométricos dos objetos WF no infravermelho próximo são extremamente baixos se comparados aos fluxos no infravermelho médio, fazendo com que o espectro tenha um formato peculiar.

No entanto, as características mais importantes observadas nos espectros dessas estrelas conseguem ser reproduzidas com a nossa modelagem e, considerando que para nove das dez estrelas da amostra essa é a primeira vez que o envoltório circunstellar é modelado, e que para todas esta é a primeira vez que alguma assinatura dos processos de perda de massa é estudado pela emissão do envoltório, mesmo que haja a limitação quanto ao ajuste do formato dos espectro, nossa análise ainda se mostra extremamente válida.

O método de ajuste é, essencialmente, um método de 'tentativa e erro', baseado na escolha de valores para os parâmetros de entrada. Inicialmente, os valores são escolhidos e modelos são gerados até que o formato do espectro seja obtido. Obtido o formato da SED, a permutação dos parâmetros é feita até que o melhor ajuste para a banda de silicato em $9.7\mu\text{m}$ é obtido, para então, através de modificações nos parâmetros das abundâncias relativas das espécies de grãos que compõem o envoltório (N_2/N_1 no código DGST e a porcentagem de composição de cada espécie no MonRaT), ajustar-se da melhor forma possível as demais características do espectro. O melhor modelo obtido é aquele que melhor reproduz as características do espectro observado sem que o ajuste da banda de silicato, característica mais importante da emissão dos envoltórios das estrelas oxigenadas em geral, seja prejudicado.

3.3 Amostra

As dez estrelas WF modeladas foram selecionadas de Lagadec et al. (2011), em um trabalho que catalogou 93 objetos brilhantes no infravermelho médio, dos quais, além das 10 WFs, 52 foram classificados como estrelas Pós-AGB; 11 como estrelas AGB; 8 como objetos RV Tauri; 5 como estrelas massivas evoluídas; 2 como Cr B; 1 como estrela Be; e 1 como região HII. As dez WF foram observadas durante o período entre 29/06/2008 e 01/07/2008 com o instrumento de infravermelho médio VISIR do Very Large Telescope (VLT) em três filtros: PAH ($8.59\mu\text{m}$), SiC ($11.85\mu\text{m}$) e NeII ($12.81\mu\text{m}$). Os dados observados pelo VLT foram reduzidos seguindo o pipeline VISIR ESO. Quatro delas

Tabela 3.1: Estrelas que compõem a amostra, selecionadas de Lagadec et al.(2011)

ESTRELA	AR (2011)	DEC (2011)	ESTRELA	AR(2011)	DEC(2011)
IRAS15103-5754	15 14 18.9	-58 05 20.0	IRAS18286-0959	18 31 22.7	-09 57 22.0
IRAS15445-5449	15 48 23.5	-54 58 33	IRAS18450-0148	18 47 40.8	-01 44 57.0
IRAS16333-4807	16 37 06.1	-48 13 42.0	IRAS18460-0151	18 48 42.8	-01 48 40.0
IRAS16342-3814	16 37 40.1	-38 20 17.0	IRAS19134+2131	19 15 35.2	+21 36 34
IRAS18043-2116	18 07 21.2	-21 16 14.0	OH-12.8-0.9	18 16 49.2	-18 15 01.8

foram imageadas. A lista das estrela selecionadas pode ser vista na Tabela 3.1.

Dados observacionais disponíveis das fontes que compõem nossa amostra (espectroscópicos ou fotométricos) foram coletados de diversas fontes na literatura, a fim de comporem nosso corpo de dados observacionais.

As principais fontes fotométricas cujos dados foram utilizados nos cálculos dos fluxos observados em W/m^2 foram os surveys AKARI ($\lambda = 9, 18$ e $65 \mu m$), MSX ($\lambda = 8.28, 12.13, 14.65$ e $21.34 \mu m$), IRAS (Infrared Astronomical Satellite. $\lambda = 12, 25$ e $60 \mu m$) e 2MASS (Two Micron All Sky Survey. Fotometria nas bandas J, H e K), cujos fluxos calculados podem ser vistos na Tabela 3.2. Os dados espectroscópicos foram coletados do ISO (Infrared Space Observatory) e do LRS (Low Resolution Spectra) do IRAS, quando disponíveis, pois apenas duas das dez estrelas apresentam espectro ISO, a IRAS16342-3814 e a OH12.8-0.9, e quase metade das fontes não tem espectro LRS.

A ausência de dados observacionais fotométricos e espectroscópicos das fontes WF em um intervalo espectral maior, que cobrisse a emissão da estrela desde o infravermelho próximo ao infravermelho médio, limitou o processo de modelagem e a acurácia dos ajustes. Três das dez fontes - a IRAS15445-5449, a IRAS18043-2116 e a IRAS18460-0151 - tem pouquíssimos dados disponíveis e assim as características espectrais da emissão dos envoltórios dessas estrelas não foram apresentadas na SED, de forma que os ajustes dessas estrelas foram realizados tendo como referência apenas a fotometria das fontes.

Tabela 3.2: Fluxos calculados das dez fontes obtidos das observações fotométricas dos Surveys IRAS, 2MASS, MSX e AKARI. O símbolo '*' indica ausência de dados disponíveis

FLUXO FOTOMÉTRICO (W/m ²)													
ESTRELA	IRAS (10 ⁻¹³)				2MASS (10 ⁻¹⁵)			MSX (10 ⁻¹³)				AKARI (10 ⁻¹³)	
	12 μ m	25 μ m	60 μ m	100 μ m	J	H	K	8 μ m	12 μ m	15 μ m	21 μ m	9 μ m	18 μ m
IRAS15103-5754	2,25	4,90	1,05	3,09	2,70	10,2	23,8	0,59	1,99	3,08	3,77	0,47	3,64
IRAS15445-5449	1,43	4,19	9,42	6,54	2,40	4,05	2,69	*	*	*	*	*	*
IRAS16333-3814	3,37	9,60	2,42	0,41	73,2	72,7	62,3	*	*	*	*	*	*
IRAS16342-3814	1,94	2,06	0,74	0,34	92,6	78,6	35,4	0,67	2,17	0,61	8,30	*	*
IRAS18043-2116	1,37	0,33	1,38	0,71	4,89	7,57	2,54	*	*	*	3,79	*	*
IRAS18286-0959	5,20	1,18	1,53	1,22	2,16	4,7	3,57	13	9,18	8,60	2,20	8,15	4,24
IRAS18450-0148	4,93	4,99	2,46	7,56	1,15	1,51	2,16	1,09	6,10	7,46	5,19	*	*
IRAS18460-0151	4,35	1,56	2,31	0,87	10,4	3,73	1,77	4,01	2,99	3,89	1,45	*	*
IRAS19134+2131	1,05	0,75	0,07	0,02	0,78	1,34	1,47	0,53	1,03	1,24	0,66	0,42	0,90
OH12.8-0.9	2,42	0,81	0,12	0,87	49,1	1,61	9,27	*	*	*	*	3,05	1,46

A análise preliminar dos espectros observados levou à identificação das principais características espectrais e à escolha das espécies de grãos a serem utilizadas para comporem os envoltórios circunstelares considerados na modelagem. Uma busca pelas constantes ópticas desses grãos foi realizada na literatura.

4 Resultados

A modelagem do envoltório circumstelar é uma ferramenta bem explorada na literatura para o entendimento das propriedades físicas das estrelas evoluídas. Em estrelas oxigenadas, em particular, normalmente se realizam ajustes buscando reproduzir a banda de silicato em $9.7\mu\text{m}$, que pode aparecer tanto em emissão quanto em absorção e é a característica dominante nos espectros dessas estrelas. Essa também foi a nossa referência para os ajustes. Características em outros comprimentos de onda levaram alguns autores a discutir sobre a presença de silicatos cristalinos e óxidos na composição química do envoltório, principalmente o óxido de Alumínio, conhecido como corundum (seção 2.2.2). Na nossa modelagem levamos em consideração envoltórios circumstelares compostos por combinações de silicatos cristalinos (olivina e piroxênio), óxido de alumínio e silicato astronômico (amorfo). Utilizamos uma lei de densidade de $\rho \propto r^{-2}$ e as constantes ópticas de Jaeger et al. (1998) para os silicatos cristalinos, de Begemann et al. (1997) para o corundum e de Draine (1985) para o silicato astronômico¹.

Ao todo, durante o processo de modelagem, foram gerados 687 modelos. Nas próximas seções, apresentamos os melhores ajustes encontrados dentre esses para as estrelas da nossa amostra e faremos uma breve discussão sobre os objetos que a compõe.

4.1 IRAS15103-5754

Nomes: GLMP405;

A primeira detecção de atividade maser de H_2O na IRAS15103-5754 foi obtida por Suárez et al. (2009)(Fig 4.1). A descoberta da presença de atividade maser de água nesta estrela alimentou ainda mais a antiga discussão sobre a sua real natureza, que por causa da emissão de um contínuo em rádio e da sua posição no diagrama cor-cor do IRAS (região QI, ocupada pelas PNs e pelas Pós-AGBs tardias), foi classificada por van de Steene & Pottasch (1993) como uma candidata à PN. Antes deste trabalho, no entanto,

¹Silicato amorfo cujas constantes ópticas foram calculadas a partir de observações de fontes astronômicas, ao invés de análises laboratoriais

essa fonte era conhecida como um objeto estelar jovem. Com a descoberta de atividade maser de água, a classificação dessa estrela como uma PN foi posta definitivamente em dúvida, pois, em princípio, objetos estelares jovens também podem apresentar masers de água e contínuo em rádio. No entanto, não é esperado que masers de água, que permanecem ativos no envoltório circumstelar por um período de aproximadamente 100 anos, sobrevivam na estrela até sua chegada ao estágio de PN. Porém, em 2008, masers de água e hidroxila foram detectados em outras duas PNs, sendo estas então classificadas pelos autores como "H₂O-PNs" (Gómez et al. 2008). Essa detecção de atividade maser de água nesses objetos fez com que os autores propusessem que poderia haver uma sequência evolutiva entre as WFs e essas PNs. Neste contexto, as H₂O-PNs seriam WFs evoluídas à fase de PN. Curiosamente todas as PNs encontradas com atividade maser de água apresentam envoltórios com morfologia bipolar.

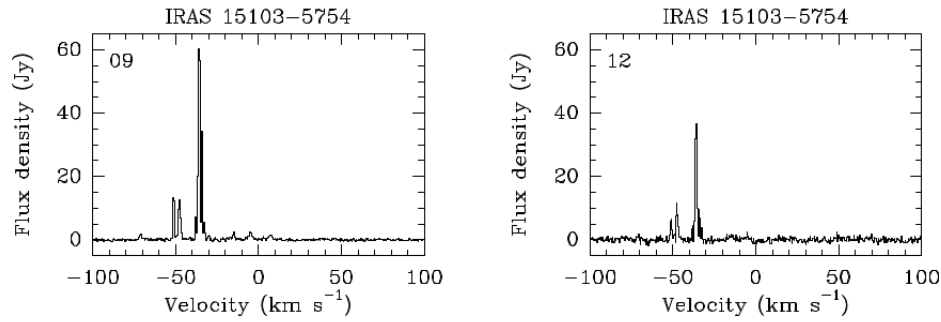


Figura 4.1: Componentes dos Maser de H₂O encontradas na IRAS15103-5754 (Suárez et al. 2009).

Suárez et al. (2012) voltaram a observar a atividade maser de água nessa estrela e reafirmaram sua sugestão de que a classificação desse objeto seria uma PN, baseado no fato de que esta fonte não é detectada no óptico e que suas linhas moleculares são muito estreitas (ambas condições diferentes das encontradas em objetos estelares jovens). Além disso o objeto apresenta uma emissão significativa em 12.8 μ m, associada à fotoionização, o que é condizente com a temperatura esperada em uma PN e, por último, o fato de que sua imagem no IR mostra uma estrutura bipolar.

Apesar de ser uma candidata à PN, os masers encontrados na IRAS15103-5754 são atípicos mesmo entre as H₂O-PNs, apresentando múltiplas componentes que se estendem por $\simeq 80$ km/s, com V_{LSR}^2 variando de -70 km/s $\leq V_{LSR} \leq +10$ km/s. Este fato evidenciou a classificação dessa estrela como um objeto da classe WF e não uma

²LSR é acrônimo de *Local Standard of Rest*. A Velocidade V_{LSR} é a velocidade medida utilizando

H₂O-PN.

Ainda que esses argumentos tenham sido expostos, a discussão sobre a verdadeira natureza dessa fonte ainda persiste e sua classificação no SIMBAD ³ permanece como a de Objeto Estelar Jovem.

Nenhuma emissão maser de hidroxila foi detectada no espectro dessa fonte até o momento.

O melhor ajuste (Figura 4.2) obtido para essa estrela foi o modelo para três espécies de grãos: Olivina, piroxênio e corundum. Seus parâmetros podem ser vistos na Tabela 4.1.

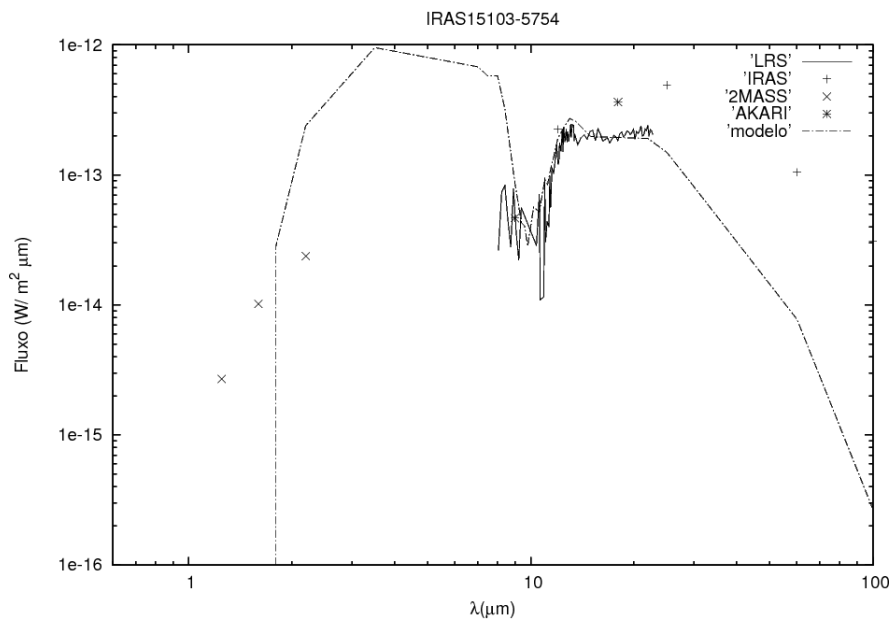


Figura 4.2: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS15103-5754.

como ponto de referência um ponto imaginário, a mesma distância do Sol do Centro galáctico, com uma órbita circular ao redor deste. O uso desse ponto como referência ajuda a comparar medidas feitas em diferentes observatórios e comprimentos de onda e minimiza erros de medição para objetos fora do sistema solar.

³Base de dados astronômicos. Fote: <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

Tabela 4.1: Modelo com 3 grãos IRAS15103-5754 onde as três primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstrons, das espécies olivina, piroxênio e corundum, respectivamente. A quarta coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quinta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A sexta coluna a temperatura efetiva da estrela central. As sétima, oitava e nona colunas mostram a porcentagem relativa entre as espécies de grãos que compõem o envoltório; e as três últimas colunas, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS15103-5754											
a1(Å)	a2(Å)	a3(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	% grão1	% grão2	% grão3	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)	Td ₃ (K)
850	200	400	6.5	12	2000	0.5	0.05	0.45	633	611	572

4.2 IRAS15445-5449

Nomes alternativos: OH 326.5 -0.4

AKARI-IRC-V1 J1548193-545821

Descoberta como um membro da classe WF por Deacon et al. (2007)(seus masers de água podem ser vistos na Figura 4.3), essa estrela foi primeiramente observada em 1997 (Sevenster et al. 1997) por suas intensas linhas maser de OH em 1612 e 1665 MHz, que apresentam perfis extremamente largos, com velocidades de emissão entre -200 e -100 km/s. Posteriormente, uma emissão maser de OH foi detectada em 1667 MHz. Todas essas emissões são extremamente irregulares. Observações da intensidade das componentes entre 1994 e 2003 indicaram que a emissão maser de OH está aumentando de intensidade com o tempo, o que é muito incomum não apenas por esse não ser um comportamento padrão encontrado entre as WF mas também pelo fato de que nos diagramas cor-cor IRAS e MSX ela ocupa a região das estrelas Pós-AGBs mais tardias e, portanto, deveria estar se encaminhando para uma diminuição da atividade maser em geral.

Em função do formato do perfil das linhas masers de OH e da sua largura, Deacon et al. (2004) sugeriram que essa fonte teria uma morfologia bipolar, pois tais características nesse tipo de maser são mais comuns em estrelas AGBs de alta luminosidade que apresentam esse tipo de morfologia. Esse fato, como já foi comentado, foi confirmado depois do imageamento da fonte no infravermelho médio por Lagadec et al. (2011).

Outra característica incomum dessa fonte é a detecção de emissão de um contínuo em radio associada às componentes maser de OH, o que em geral é encontrado nas

PNs e não condiz com a classificação dessa estrela como uma Pós-AGB evoluída. Ainda assim, essa estrela ainda apresenta uma SED de duplo pico, dominada pela emissão da poeira, típica de objetos no início da fase Pós-AGB, e nenhuma linha em emissão que se esperaria encontrar no espectro de uma PN. Todo esse cenário indica que a temperatura efetiva da sua estrela central ainda é muito baixa e o envoltório circunstelar opticamente muito espesso para que ela tenha passado pela fase Pós-AGB e se tornado uma PN, o que confronta as duas classificações. Uscanga et al. (2012) propuseram que a emissão contínua em rádio apresentada por uma estrela ainda tão fria seria originada por choques entre o vento de alta velocidade do fluxo associado aos masers de H_2O e OH e um vento lento remanescente do AGB. Essa hipótese serviria também para explicar a variação dos fluxos dos masers como episódios de choque entre esses dois ventos.

Pérez-Sánchez et al. (2011) encontraram vinte componentes masers de H_2O presentes na IRAS15445-5449, com velocidades entre $-97.3 \leq V \leq -137$ km/s, havendo ainda componentes mais intensas, encontradas em $-115 \leq V \leq -140$ km/s. Todas essas componentes estão deslocadas para o vermelho, em relação ao maser de OH , em aproximadamente 50 km/s. Os autores também detectaram uma polarização linear em cinco dessas componentes, sendo as mais intensas, dentre as cinco, aquelas que estão mais deslocadas para o azul.

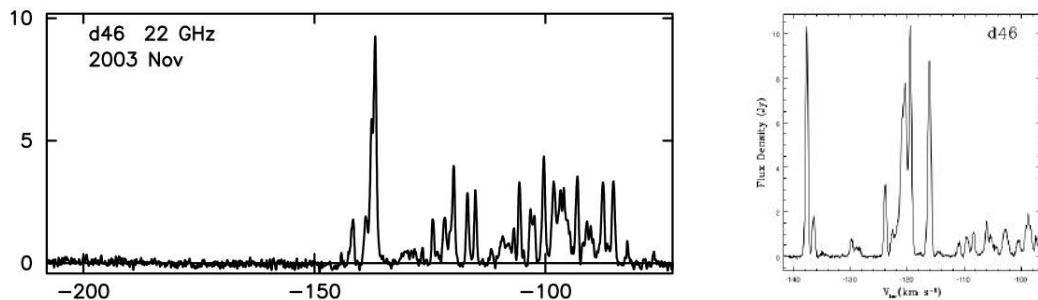


Figura 4.3: Masers de água da IRAS15445-5449, analisados por Deacon et al. (2007) (esquerda) e Pérez-Sánchez et al. (2011) (direita).

Assim como todas as WFs, com exceção da IRAS16342-3814, nenhum estudo do envoltório dessa estrela já foi realizado, o que não abre precedentes para comparações. Infelizmente, não existem dados espectroscópicos no infravermelho disponíveis para essa fonte, o que dificulta muito a obtenção de um ajuste preciso, principalmente na região em que acredita-se haver a banda de silicato, presente em absorção em quase todas as fontes. O melhor modelo ajustado para essa estrela (Figura 4.4) utilizou os grãos piroxênio e

silicato astronômico. Os parâmetros podem ser vistos na Tabela 4.2.

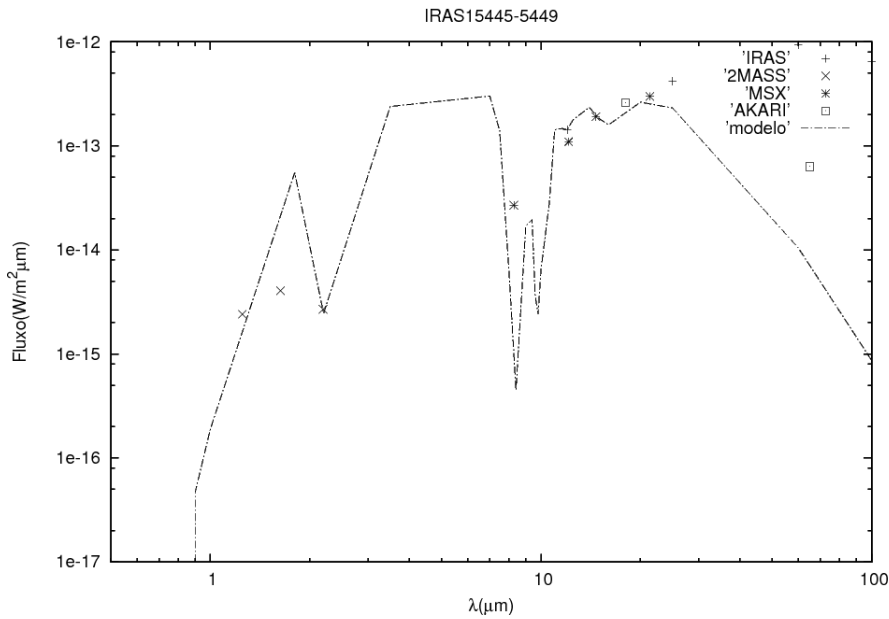


Figura 4.4: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS15445-5449.

Tabela 4.2: Modelo com 2 grãos IRAS15445-5449 onde as duas primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies piroxênio e silicato astronômico, respectivamente, a terceira coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$; a quarta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados; a quinta, a temperatura efetiva da estrela central; a sexta mostra a fração de abundância relativa entre as espécies dos grãos no envoltório; e as colunas sete e oito, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvins.

Melhor modelo IRAS15445-5449							
a1(Å)	a2(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	N_2/N_1	Td1 (K)	Td2 (K)
250	400	10	12	2200	0.4	607	624

4.3 IRAS16333-4807

Nome alternativo: J16370601-4813430

A detecção de atividade maser de H_2O nessa fonte foi feita por Suárez et al. (2009) (Figura 4.5), através de um survey que buscou observar masers de água em pós-AGBs e PNs altamente obscurecidas. A presença de emissão maser nessa fonte é, na verdade, um fato de baixa probabilidade, pois esta estrela está catalogada como uma candidata a PN e, como comentado anteriormente, não existem muitas fontes desse tipo

que exibem emissão maser de água.

Não existe qualquer observação que confirme a presença de masers de OH nessa fonte e mesmo os masers de água não aparentam o perfil de duplo pico característico das WF em geral, ou a grande extensão de velocidade dos masers, o que fez Suárez et al. (2009) classificá-la como uma candidata a H₂O-PN. Porém, como Lagadec et al. (2011) a classificou como um objeto da classe WF, nós a incluímos na nossa amostra.

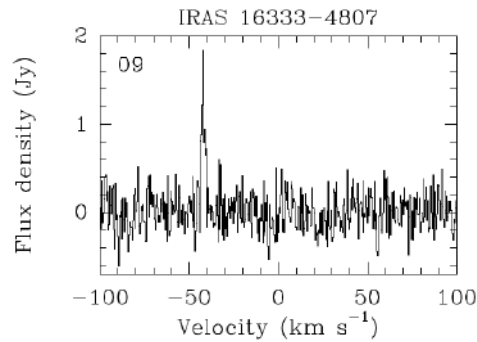


Figura 4.5: Maser de água da IRAS16333-4807 observado por Suárez et al. (2009).

O fato de imagens no infravermelho terem evidenciado que essa estrela apresenta um envoltório com morfologia bipolar, assim como todas as outras PNs e candidatas a PNs nas quais foram detectadas a presença de masers de água, ajuda a sustentar a teoria de que esses masers realmente estão associados com os mecanismos de mudança de estrutura do envoltório circumstelar, que curiosamente parece se apresentar anormalmente opaco em todas as fontes cuja presença de maser de água já foram confirmadas, inclusive nas PNs. Em função da alta opacidade do envoltório dessas PNs, estas são obscurecidas no óptico ou nem mesmo possuem uma emissão significativa no infravermelho próximo, o que tipicamente encontramos em Pós-AGBs jovens. A alta opacidade dos envoltórios das H₂O-PN confirmadas e candidatas pode ser um indicativo de uma evolução mais rápida dessas estrelas pela fase pós-AGB, o que levaria à existência de PNs mais massivas do que as atualmente conhecidas (Suárez et al. 2012).

O melhor modelo encontrado para essa fonte apresenta um alto valor da opacidade do seu envoltório, em comparação ao de uma PN, assim como o modelo para a IRAS15103-5754. Três espécies de grãos foram usadas no ajuste: Os silicatos cristalinos olivina e piroxênio, e o óxido de alumínio (corundum). O melhor ajuste encontrado e seus parâmetros podem ser vistos na Figura 4.6 e na Tabela 4.3, respectivamente.

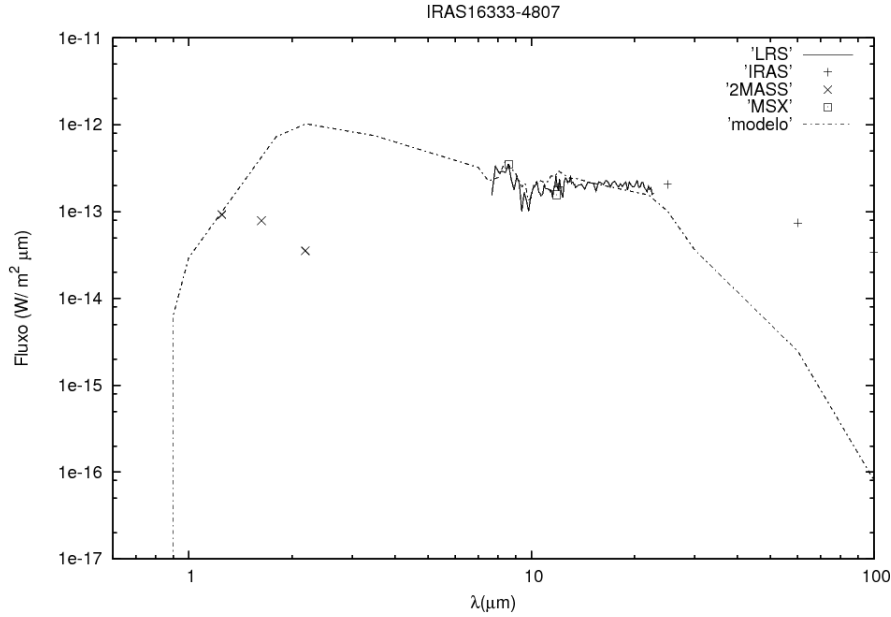


Figura 4.6: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS16333-4807.

Tabela 4.3: Modelo com 3 grãos IRAS6333-4807 onde as três primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstrons, das espécies olivina, piroxênio e corundum, respectivamente. A quarta coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quinta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A sexta coluna, a temperatura efetiva da estrela central. As sétima, oitava e nona colunas mostram a porcentagem relativa entre as espécies de grãos que compõem o envoltório; e as três últimas colunas, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvins.

Melhor modelo IRAS16333-4807											
a1(Å)	a2(Å)	a3(Å)	τ	Ri (R _*)	T _{eff} (K)	% grão1	% grão2	% grão3	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)	Td ₃ (K)
850	200	500	6	10	2000	0.5	0.05	0.45	670	693	596

4.4 IRAS18043-2116

Nomes alternativos: OH 0.9-0.4

b292

Classificada como objeto WF por Deacon et al. (2007), a emissão maser de água dessa fonte (Figura 4.7) é uma das maiores encontradas na Galáxia, altamente variável tanto em extensão de velocidades quanto em intensidade, ocupando uma larga faixa de velocidades. Deacon et al. (2007) detectou uma emissão que cobria uma faixa de velocidades de, aproximadamente, 210 km/s de extensão. Já em 2009, a emissão

maser de água detectada cobria uma faixa de 398 km/s. Além da extensão dos masers, a velocidade das componentes também parece apresentar alterações em períodos muito curtos de tempo. Em 2009 o espectro da emissão apresentava um pico de maior intensidade em 53.1 km/s (Walsh et al. 2009). A observação na mesma faixa de velocidade em 2011 por Pérez-Sánchez et al. (2011) não apresentou pico algum nessa velocidade.

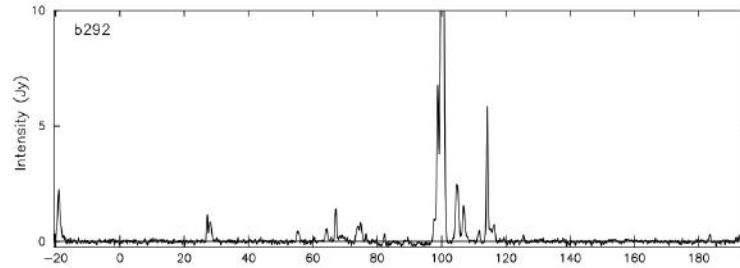


Figura 4.7: Maser de água da IRAS18043-2116 detectado por Deacon et al. (2007).

As emissões maser de OH também apresentam características curiosas nessa fonte: Ela não apresenta emissão em 1667 MHz (o que é inesperado para fontes que apresentam emissão em 1665 MHz) e exibe uma emissão incomum do maser de OH em 1720 MHz (Sevenster & Chapman, 2001). Essa emissão não é típica de estrelas evoluídas (essa fonte é a única Pós-AGB conhecida com emissão dessa transição de OH), sendo geralmente associada às regiões de formação estelar ou às remanescentes de supernovas (Lockett et al. 1999), e é interpretada como consequência da presença de choques contínuos, os "C-shocks", na região da emissão. O interessante é que esses choques ocorrem em regiões onde a matéria (gás e poeira) é blindada da radiação ionizante por um campo magnético forte, sendo encontrados tipicamente em regiões de formação estelar. Surcis et al. (2011) sugeriu que esses choques poderiam ocorrer em estrelas evoluídas no ponto de saída dos fluxos emergentes de forma que, após a passagem do choque, o ambiente fique denso o suficiente para a formação do maser em 1720 MHz.

Pérez-Sánchez et al. (2011) estudaram o campo magnético dessa fonte, concluindo que este não apresenta polarização circular apreciável. Eles estimaram que o formato desse campo provavelmente seria toroidal e que talvez ele apresente uma componente mais fraca na direção do pólo. O limite superior calculado para a intensidade do campo magnético dessa estrela nesse trabalho foi de 175 mG.

Os jatos da fonte estão associados tanto ao maser de H₂O quanto à emissão em 1720 MHz e a projeção desses jatos no céu parece estar na direção leste-oeste.

Essa estrela, assim como a IRAS15445-5449 e IRAS18460-0151, tem poucos dados observacionais disponíveis e por isso seu ajuste foi feito basicamente pelos dados fotométricos. O melhor modelo encontrado para essa estrela (Figura 4.8) foi um modelo que utilizou duas espécies de grãos, piroxênio e silicato astronômico, cujos parâmetros podem ser vistos na Tabela 4.4.

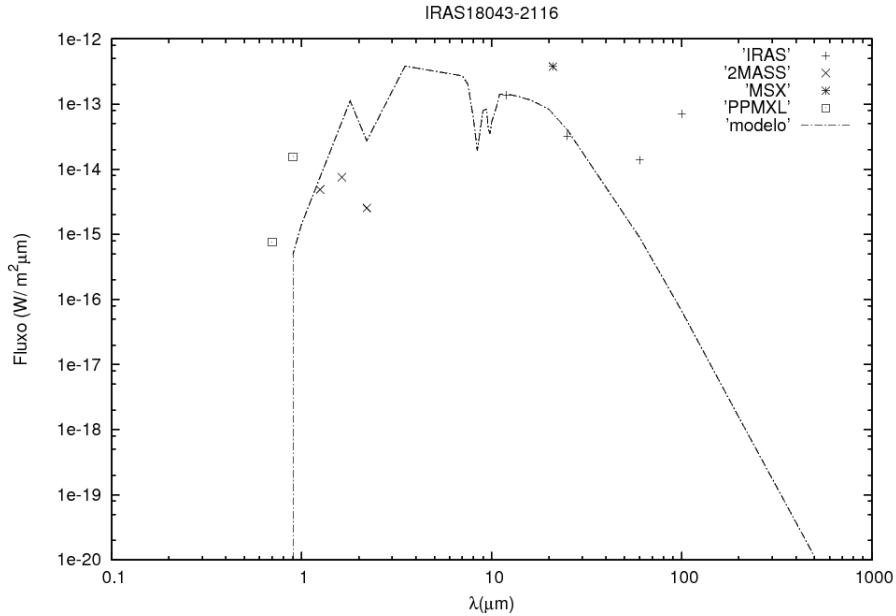


Figura 4.8: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18043-2116.

Tabela 4.4: Modelo com 2 grãos IRAS18043-2116 onde as duas primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies piroxênio e silicato astronômico, respectivamente. A terceira coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quarta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A quinta coluna, a temperatura efetiva da estrela central. A sexta coluna mostra a fração de abundância relativa entre as espécies de grãos no envoltório. As colunas sete e oito, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS18043-2116							
a1(Å)	a2(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	N_2/N_1	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)
300	500	5	10	2200	0.5	953	949

4.5 IRAS18450-0148

Nomes alternativos: OH31.0 +0.0

W43A

J18474097-0144553

A emissão intensa do maser de H_2O desta estrela (Figura 4.9) foi detectada por Diamond et al. (1985), o que teria feito dessa fonte a primeira estrela da classe a ser descoberta se a classificação não tivesse sido criada por Likkel et al. (1988) com a IRAS16342-3814. Ela só veio a ser confirmada como objeto WF, no entanto, em 2002 por Imai (2002) que observaram a presença de masers intensos OH e H_2O . Nyman et al. (1998) já haviam detectado a emissão maser de SiO nessa fonte. Este objeto, portanto, apresenta os três tipos de maser ao mesmo tempo, fato muito incomum em estrelas Pós-AGBs.

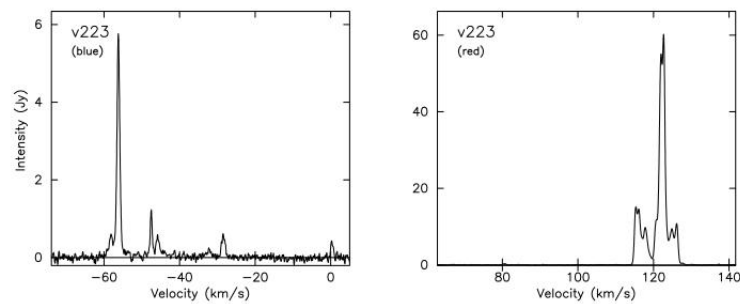


Figura 4.9: Maser da IRAS18450-0148 observado por Deacon et al. (2007).

A faixa de velocidades encontrada para o maser de OH nessa estrela ($27 \leq V \leq 43$ km/s) é muito menor do que a faixa de velocidades encontrada nos masers de água ($-53 \leq V \leq 126$ km/s), como espera-se em uma WF. Mas como nessa fonte esta diferença é absurdamente grande, esta estrela passou a ser considerada como o protótipo da classe.

O espectro da emissão maser de água mostrou fortíssimas emissões na faixa de velocidades entre 120 e -60 km/s e uma emissão de 60 Jy das velocidades no lado vermelho de 122.7 km/s. Observações interferométricas de alta resolução desses masers de água mostram que eles estão alinhados ao longo do eixo dos jatos altamente colimados e de alta precessão, que fazem 39° em relação ao plano do céu. Estes jatos foram encontrados em lados opostos da estrela central, em uma região duas vezes mais distante que os masers de OH. A distância de separação entre as componentes azul e vermelha do maser de H_2O é de $D \sim 1700$ UA e a velocidade encontrada para os jatos associados a este tem o impressionante valor de 145 km/s. Em função da presença desses jatos de alta velocidade, espera-se, à semelhança de outras WF que foram imageadas, que o seu envoltório circunstar tenha uma estrutura axi-simétrica e uma forma bipolar. No entanto, a confirmação ou não desse tipo de morfologia do seu envoltório depende da obtenção de imagens desta

estrela.

A distribuição espacial dos masers de OH nesta fonte mostra que estes estão localizados dentro da região de emissão dos masers de H₂O (encontrados em dois lóbulos opostos), que estão separados por ~ 650 UA e espelhados no plano de céu com respeito ao maser de H₂O.

Medidas de polarização feitas por Vlemmings et al. (2006) mostraram a presença de um campo magnético de formato toroidal na região dos jatos. O valor desse campo foi estimado como sendo de 200 ± 75 mG o que, segundo os autores, por extrapolação pode dar um campo de até 35 G (se o maser foi criado no material do jato) ou 1.5 G (caso o maser de água tenha sido criado em uma região de choque entre o jato e o vento estelar). Imai et al. (2004) calcularam a idade dinâmica dos jatos associados aos masers de água como sendo de aproximadamente 40 anos.

O espectro infravermelho dessa fonte apresenta características de difícil reprodução em 8.2, 9, 11.3, 12.5-15 e 21 μm , com a banda de silicato em 9.7 μm praticamente inexistente. O melhor modelo encontrado (Figura 4.10) para essa fonte foi o modelo para duas espécies, usando grãos de olivina e silicato astronômico. Os parâmetros do melhor modelo estão mostrados na Tabela 4.5.

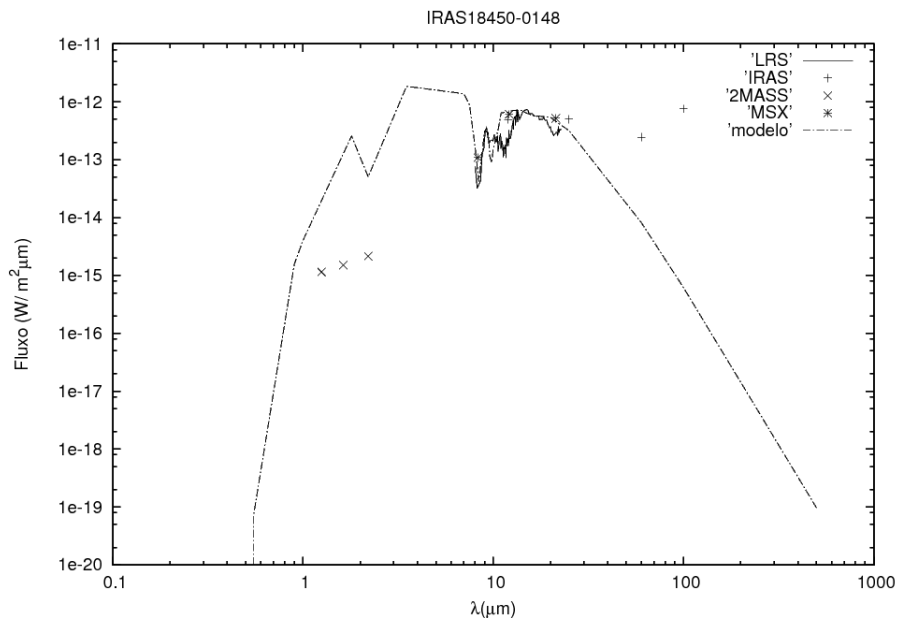


Figura 4.10: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18450-0148.

Tabela 4.5: Modelo com 2 grãos IRAS18450-0148 onde as duas primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies olivina e silicato astronômico, respectivamente. A terceira coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quarta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A quinta, a temperatura efetiva da estrela central. A sexta mostra a fração de abundância relativa das espécies de grãos no envoltório. As colunas sete e oito, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS18450-0148							
a1(Å)	a2(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	N_2/N_1	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)
200	200	6.5	10	2400	0.5	969	878

4.6 IRAS18460-0151

Nomes Alternativos: OH31.0-0.2

G031.0126-00.2195

A IRAS18460-0151 foi identificada como uma integrante da classe WF por Deguchi et al. (2007) após observação de emissões de tipo maser de água cujo espectro mostra um intervalo de separação em velocidade entre as componentes azul e vermelha de aproximadamente 290 km/s, centralizado em $V_{LSR} \sim 100$ km/s. A separação espacial do maser, no plano do céu, é de aproximadamente 120 mas⁴.

As emissões maser de OH também estão presentes, com o mesmo padrão de pico duplo esperado das OH/IR e uma extensão de velocidades de aproximadamente 25 km/s, típica de estrelas no AGB, o que confirma sua classificação nesse estágio evolutivo anteriormente feita pela suas cores MSX.

Imai et al. (2013a) realizou um estudo detalhado sobre as distribuições cinética e espacial dos masers de ambos os tipos e observou que, dentro das várias componentes observadas dos masers de H₂O e OH, essa fonte apresenta componentes centrais cuja velocidade é muito próxima da velocidade de expansão esperada para o vento AGB esférico. De acordo com essa observação, estas componentes centrais seriam resquícios do vento esférico, de forma que nesta fonte acredita-se ser realmente distinguível a presença dos dois tipos de vento, os jatos e o vento AGB, o que nas outras WF são apenas supostos

⁴Milissegundo de arco. Unidade de medida de ângulos usada para medir o deslocamento de astros distantes na esfera celeste.

coexistir.

A despeito das componentes centrais, os masers de água observados apresentam o alinhamento com os jatos colimados, comumente observado nas WF, e estão direcionados de forma bipolar na direção norte-sul, sendo os masers mais azuis aparentemente mais colimados que os vermelhos e apresentando movimentos próprios de 10 mas em relação aos masers centrais.

Os autores estimaram para os jatos dessa estrela uma inclinação de 32° em relação à linha de visada, uma velocidade de $V \sim 180$ km/s e uma idade dinâmica de aproximadamente 6 anos, a mais curta dentre as WF já identificadas.

Em função da presença dessas componentes centrais de velocidades muito mais baixas, Imai et al. (2013a) propuseram que essa fonte seria uma binária, com uma companheira no AGB ou Pós-AGB, cuja resolução fosse impossível devido à distância, de forma que os masers centrais seriam do vento AGB de uma das estrelas e os jatos da outra. As fontes OH12.8-0.9, IRAS18450-0148, IRAS18286-0959, IRAS16342-3814 e IRAS18043-2116 também são esperadas integrar esse grupo de WFs binárias, pois apresentam variações significativas nos masers, embora nessas duas últimas, componentes centrais com velocidades baixas não tenham sido observadas. Porém, como anteriormente comentado, nenhuma evidência de binaridade foi encontrada para essas estrelas até o presente momento.

Novamente, como no caso da IRAS15445 e da IRAS18043, a falta de dados observacionais para essa fonte dificultou a determinação e a precisão do ajuste realizado. O melhor ajuste aos dados fotométricos disponíveis foi obtido com um modelo utilizando duas espécies de grãos, olivina e silicato astronômico, cujo ajuste pode ser visto na Figura 4.11 e os parâmetros na Tabela 4.6.

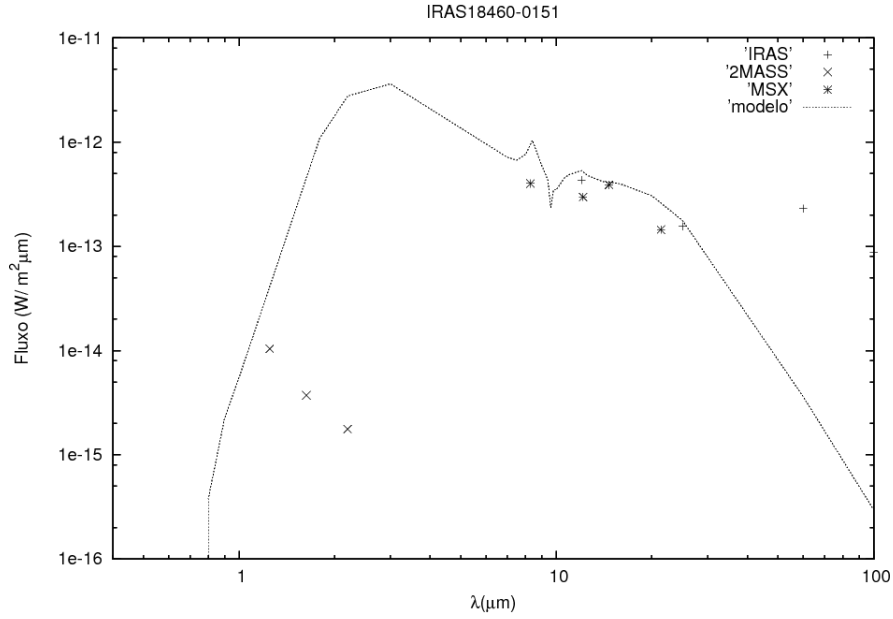


Figura 4.11: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18460-0151.

Tabela 4.6: Modelo com 2 grãos IRAS18460-0151 onde as duas primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies olivina e corundum, respectivamente. A terceira coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quarta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A quinta coluna, a temperatura efetiva da estrela central. A sexta coluna mostra a fração de abundância relativa das espécies de grãos no envoltório; e as colunas sete e oito, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS18460-0151							
a1(Å)	a2(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	N_2/N_1	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)
900	250	10	6	2000	0.6	855	353

4.7 IRAS18286-0959

Nomes alternativos: OH 21.80 -0.13

G021.7964-00.1273

As emissões maser de água (Figura 4.12) e SiO dessa estrela foram detectadas por Deguchi et al. (2007), no mesmo trabalho que também identificou a IRAS18460-0151 como uma candidata a membro da classe WF. Apenas uma emissão maser de OH foi encontrada em $V_{LSR} \sim 39.5$ km/s, referente à transição 1612MHz.

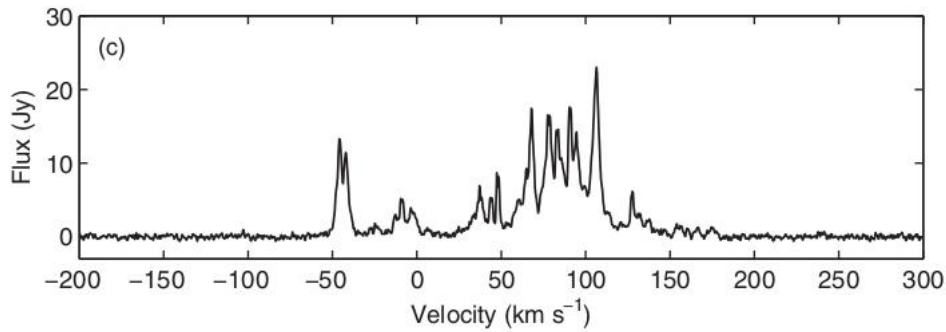


Figura 4.12: Maser de água IRAS18286-0959 observado por Deguchi et al. (2007).

Os masers de água observados pelos autores nessa fonte apresentam um perfil diferenciado, semelhante à emissão encontrada em regiões HII, o que foi interpretado como consequência de um campo de velocidades irregular na região do envelope circunstelar onde o maser surgiu, uma vez que nenhuma linha molecular associada às regiões HII foi encontrada no espectro da estrela. As suas componentes se estendem por uma faixa de velocidades de aproximadamente ~ 200 km/s e Yung et al. (2012) sugeriram que a maioria delas estaria associada a jatos bipolares altamente colimados em formato de hélices, com velocidades de 100 km/s. A distribuição dessas componentes foi observada novamente mais recentemente (Imai et al. 2013b) e esta se mostrou ser bipolar e altamente variável, com o tempo de vida de todas as componentes do maser no mesmo ponto do céu menor que um ano. O padrão proposto por Yung et al. (2012) em forma de hélice não foi encontrado nesse trabalho. Atualmente mais de noventa componentes do maser foram detectadas e seus movimentos próprios foram estudados por Imai et al. (2013a) que descobriram que os masers de água apresentam estruturas similares a fragmentos em formato de arco, esperados em regiões pós choques.

Essa estrela, assim como a IRAS18460-0151, também apresenta um conjunto de masers centrais cuja velocidade é de aproximadamente 30 km/s, que aparentemente se deslocam em uma direção perpendicular aos masers de altas velocidades, atribuídos aos jatos. A sugestão de que essa é uma consequência da presença de um vento esférico remanescente do AGB também é coerente nesse caso, uma vez que as cores dessa estrela a posicionam na região das AGBs nos diagramas cor-cor do MSX e IRAS. A velocidade de expansão estimada para o envelope de OH ($V_{exp} \leq 20$ km/s) também ajuda a corroborar essa teoria.

A modelagem para essa fonte reproduziu as características observadas no seu espectro LRS, que apresenta bandas em 9.3, 11.3 e 15.7 μm e uma protuberância entre 12

e $15 \mu\text{m}$. O melhor ajuste encontrado (Figura 4.13) foi modelado com as espécies olivina e corundum. Os parâmetros desse modelo podem ser vistos na Tabela 4.7.

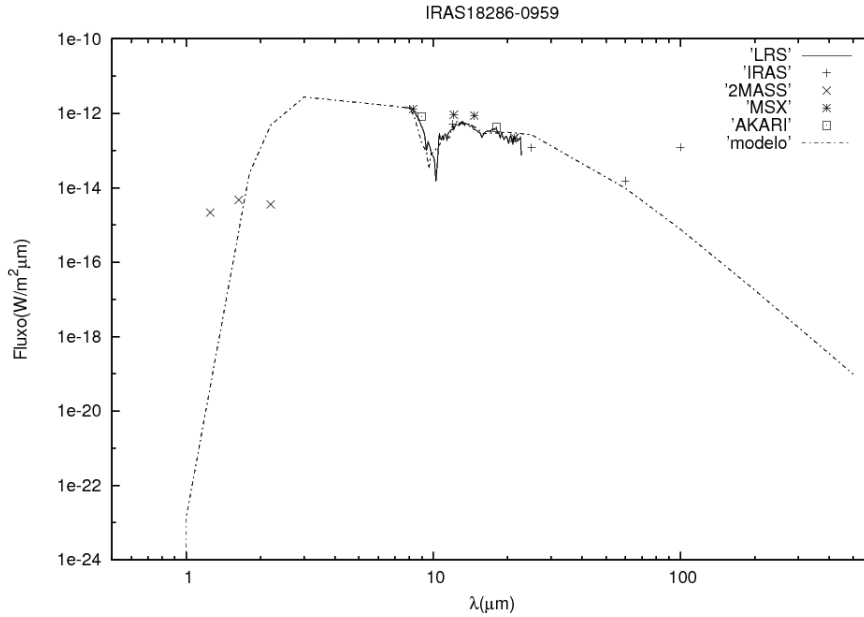


Figura 4.13: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS18286-0959.

Tabela 4.7: Modelo com 2 grãos para a IRAS18286-0959 onde as duas primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies olivina e corundum, respectivamente. A terceira coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quarta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A quinta coluna, a temperatura efetiva da estrela central. A sexta coluna mostra a fração de abundância relativa entre as espécies de grãos que compõem o envoltório. As colunas sete e oito, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS18286-0959.							
a1(Å)	a2(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	N_2/N_1	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)
900	150	12	12	2500	1.0	679	289

4.8 IRAS19134+2131

Nomes alternativos: J19153520+2136340

G054.8673+04.6405

Classificada como uma WF por Imai et al. (2007), essa fonte teve sua primeira detecção de maser de água feita por Imai (2002) (Figura 4.14), que encontraram uma

velocidade de separação entre as masers mais azuis e os mais vermelhos de aproximadamente 100 km/s e uma separação espacial de aproximadamente 2400 UA. Nenhuma emissão maser de outra molécula foi observada para essa fonte (Likkell et al. 1992). Este fato é bastante curioso, pois suas cores IRAS e MSX a classificam como uma estrela Pós-AGB jovem, então esperava-se encontrar maior atividade maser e a maioria das outras WF apresenta pelo menos duas das três emissões maser de OH observadas nas transições em 1612, 1665 e 1667 MHz.

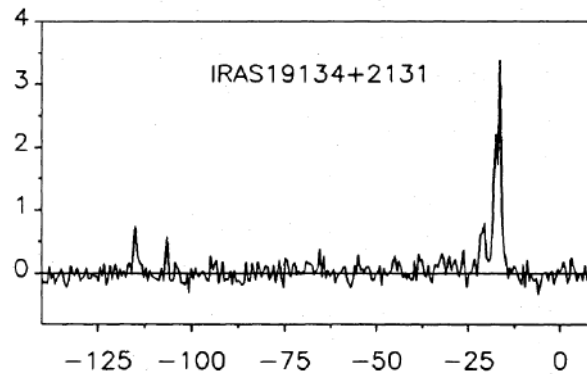


Figura 4.14: Maser de água da IRAS19134+2131 detectado por Imai (2002).

Essa fonte é resolvida no óptico e no infravermelho próximo, apresentando lóbulos de alta luminosidade completamente distinguíveis nessas regiões do espectro. Os lóbulos se estendem ao longo da direção leste-oeste, separados por uma distância de aproximadamente $D \sim 1200$ UA. As imagens ópticas dos lóbulos mostram que o lóbulo mais a oeste é mais brilhante que o lóbulo mais a leste. Imai et al. (2007) acreditam que a atenuação da radiação do lóbulo mais o leste ocorra em função da presença do envoltório ao redor da estrela central.

Os jatos associados aos masers de água apresentam uma colimação menos intensa do que os observados em outras WF, e tem uma idade dinâmica aproximada de ~ 50 anos. A presença de jatos bipolares associados aos masers parece estar fortemente relacionada com a formação dos lóbulos do envoltório, pois estes se estendem ao longo da direção de colimação dos jatos, como previsto pela teoria de modificação da estrutura do envoltório por jatos.

Nenhuma informação sobre a composição química ou campo magnético foi publicada sobre essa fonte até a presente data.

A modelagem foi feita buscando-se ajustar a emissão do espectro LRS da fonte, que possui características em 11, 11.3, 12, 12.7, 18 e 20 μm . Os modelos calculados, no

entanto, não conseguem reproduzir essas características. O melhor ajuste para essa estrela foi baseado no contínuo e usou os grãos de olivina e silicato astronômico. Na Figura 4.15, o melhor ajuste é mostrado e seus parâmetros podem ser vistos na Tabela 4.8.

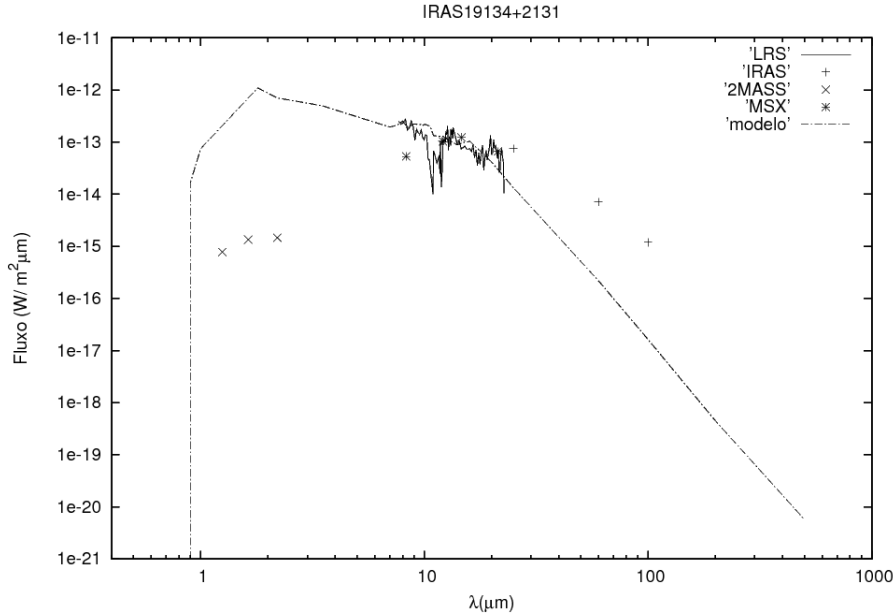


Figura 4.15: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS19134+2131.

Tabela 4.8: Modelo com 2 grãos IRAS19134+2131 onde as duas primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies piroxênio e silicato astronômico, respectivamente. A terceira coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quarta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A quinta coluna, a temperatura efetiva da estrela central. A sexta coluna mostra a fração de abundância relativa entre as espécies de grãos no envoltório. As colunas sete e oito, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS19134+2131							
a1(Å)	a2(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	N_2/N_1	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)
300	250	10	6	2000	0.6	855	353

4.9 OH12.8-0.9

Nome alternativo: GH2O 012.80-00.90

Descoberta como membro das OH/IR por Baud et al. (1979), essa fonte só foi confirmada como um objeto WF em 2005, quando Boboltz & Marvel (2005) confirmaram a sugestão de Gómez et al. (1994) sobre o fato de que o que eles chamaram de "comporta-

mento anômalo" do maser de água em estrelas OH/IR ser semelhante ao comportamento encontrado na IRAS16342-3824. Observações interferométricas desses autores da intensidade dos masers de água e da sua extensão em velocidade mostraram que os masers de H₂O tinham uma distribuição espectral de pico duplo e uma extensão de velocidades quase duas vezes maior do que a extensão de velocidades dos masers de OH. A confirmação desse padrão em 2005 como um comportamento encontrado em estrelas da classe WF (na época com apenas três estrelas confirmadas: A IRAS16342-3814, IRAS18450-0148 e a IRAS19134+2131) incluiu a OH12.8-0.9 definitivamente no grupo. O fato interessante é que a emissão maser de água foi detectada nessa fonte primeiramente por Engels et al. (1986), quase vinte anos antes da confirmação desse objeto como uma WF.

O atraso na confirmação pode ter sido devido ao fato de que os masers de H₂O nessa fonte apresentam velocidades bem menores do que as encontradas nos masers dos outros objetos da classe, variando entre $-81.7 \leq V \leq -33.3$ km/s. Essa extensão em velocidades, porém, parece estar aumentando com o tempo: Em 1986, quando medida por Engels et al., a diferença em velocidade entre a componente mais vermelha e a mais azul era de $\Delta v \sim 38$ km/s. Em 2005, a diferença encontrada foi de $\Delta v \sim 48.5$ km/s.

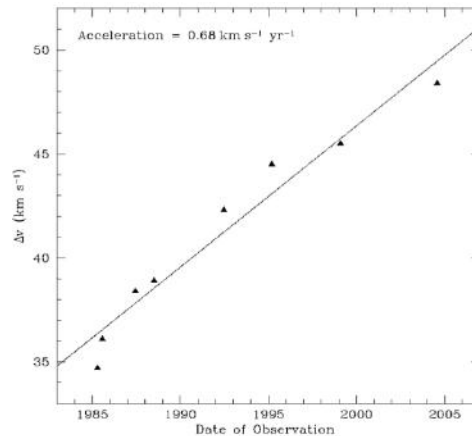


Figura 4.16: Aumento da separação dos masers da OH12.8-0.9. Retirado de Boboltz & Marvel (2005).

Em função desse aumento da faixa de velocidades (Figura 4.16) e da classificação desta estrela nos diagramas cor-cor do IRAS e do MSX como uma AGB, como a maioria das OH/IR, levou Engels (2002) a sugerir que esta fonte seria, na verdade, uma representante de um estágio inicial das WFs, onde as características específicas das fontes estariam se desenvolvendo. Nesse cenário, a classe WF não seria um conjunto de estrelas Pós-AGBS com características incomuns, mas sim um curto estágio na trajetória

evolutiva das estrelas OH/IR em geral.

A distância dessa fonte não é conhecida, mas Baud et al. (1985) estimaram esse valor em $D \sim 8$ Kpc, partindo do fato de que essa estrela está localizada perto do centro galáctico, o que até hoje é utilizado como estimativa para sua distância. A partir desse valor e fazendo diversas hipóteses, Boboltz & Marvel (2007) estimaram a separação entre as componentes azul e vermelha dos masers como de 870 UA e como limite superior para a idade dinâmica dos jatos da fonte o período de 110 anos. Nessa fonte, a separação entre as componentes é bem menor e a idade dinâmica bem maior do que o geralmente encontrado nas WFs.

No melhor ajuste encontrado para essa fonte (Figura 4.17) foram consideradas as espécies de grão olivina, piroxênio e corundum. A Tabela 4.9 mostra os parâmetros utilizados nesse ajuste.

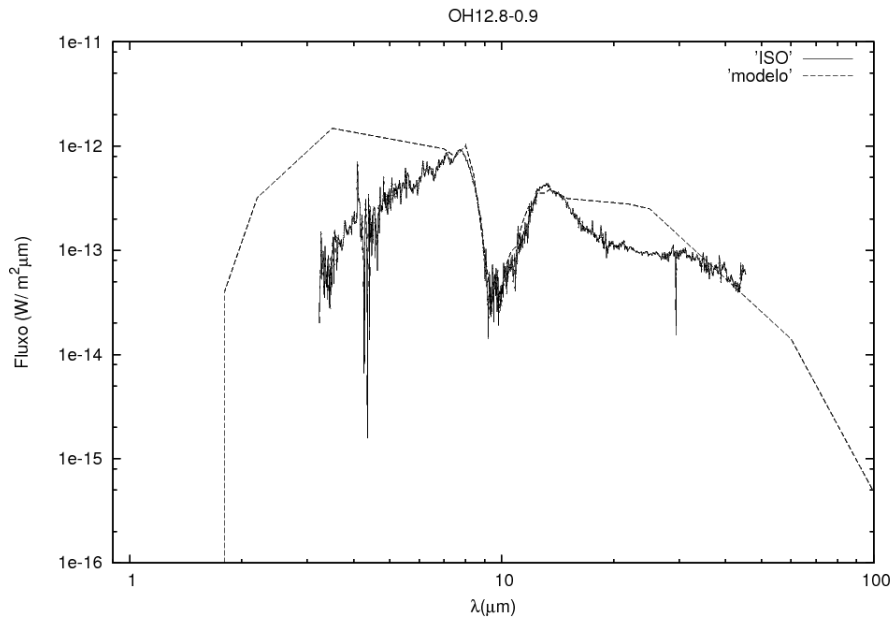


Figura 4.17: Melhor ajuste encontrado para a estrela OH12.8-0.9.

Tabela 4.9: Modelo com 3 grãos OH12.8-0.9 onde as três primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies olivina, piroxênio e corundum, respectivamente. A quarta coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quinta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A sexta coluna a temperatura efetiva da estrela central. As sétima, oitava e nona colunas mostram a porcentagem relativa entre as espécies de grãos que compõem o envoltório; e as três últimas colunas, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo OH12.8-0.9											
a1(Å)	a2(Å)	a3(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	% grão1	% grão2	% grão3	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)	Td ₃ (K)
850	200	450	7	12	2000	0.5	0.05	0.45	636	705	556

4.10 IRAS16342-3814

Nomes alternativos: OH 344.07 +5.84

GLMP480

J16373990-3820172

Um pouco da história de detecção dessa fonte por Likkell et al. (1988) já foi comentada, sendo ela o objeto responsável pela criação da classe. Muitos trabalhos foram produzidos para essa estrela desde sua descoberta e ela foi a única fonte para o qual algum estudo relacionado à morfologia e composição do envoltório foi realizado.

São encontradas no espectro rádio dessa fonte emissões masers de água (Fi-

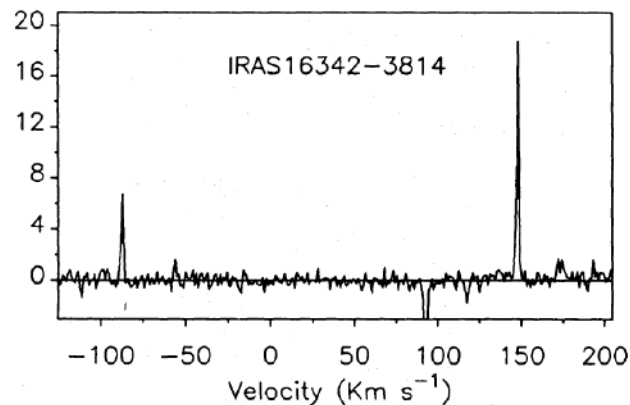


Figura 4.18: Maser IRAS16342-3814 observado por Engels et al. (1986).

gura 4.18) e hidroxila (em 1612, 1665 e 1667 MHz), ambas com velocidades altíssimas de, respectivamente, 130 - 180 km/s e 65 km/s (Likkell et al. 1988), sendo de ~ 258 km/s

a separação em velocidades e 1600 UA a separação em distância entre as componentes mais azuis e mais vermelhas do maser de água (Deguchi et al. 2007; Claussen et al. 2009). Os jatos associados aos masers de H_2O tem idades dinâmicas de aproximadamente ~ 150 anos, um diâmetro menor que 100 UA (Sahai et al. 2005) e uma precessão cuja velocidade ainda é discutida na literatura.

Diferentes trabalhos (Sahai et al. 2005; Claussen et al. 2009; Verhoelst et al. 2009; Lagadec et al. 2011; Murakawa & Izumiura 2012), sugeriram que o envoltório circunstelar da IRAS16342 é formado por várias estruturas. Modelos para o envoltório dessa fonte foram amplamente explorados, aliados a observações obtidas no infravermelho próximo e médio. Imagens infravermelhas mostram que a estrutura do envoltório dessa estrela é bipolar, apresentando lóbulos assimétricos dos dois lados de um toro (ou disco) que obscurece a estrela central. Observações de alta resolução realizadas com o VLBA (Very Large Base Array) mostraram que os masers de H_2O estão localizados perto da borda externa desses lóbulos, no eixo polar da estrutura formada pelo envoltório (Claussen et al. 2004).

Os lóbulos estão presentes ao longo do eixo de colimação do jato e Sahai et al. (2005) sugeriram que a alta precessão observada dos jatos resultariam na estrutura espiral, com o formato de um saca-rolhas, observada nos lóbulos em imagens no infravermelho médio. Para que essa estrutura seja formada, Deacon et al. (2007) estimaram que os jatos responsáveis pela sua moldagem seriam periódicos, com períodos menores que 50 anos, e teriam que ter diâmetros menores que 1000 UA. A formação desses jatos na IRAS 16342 parece envolver a presença de um disco de acreção de poeira ao redor da estrela central o que levou à suspeita da presença de uma companheira, cuja massa transferida seria acreta e então formaria o disco. Porém, muitas observações foram feitas em diferentes comprimentos de onda do infravermelho médio e em nenhuma delas foi observada a existência de um disco.

No entanto, Murakawa & Izumiura (2012) testaram modelos considerando diferentes morfologias na tentativa de reproduzir o espectro ISO dessa fonte, anormalmente avermelhado no infravermelho distante, e o único modelo que ajustou a forte emissão nessa região de comprimentos de onda foi o que considerou um envoltório com uma estrutura complexa que envolve a presença de um disco fino e espesso, interno ao toro de poeira. As outras estruturas consideradas na modelagem para comporem o envoltório juntamente com o disco e o toro foram: Dois lóbulos externos ao toro e uma casca esférica ao redor de

todas as outras estruturas, que seria remanescente do período AGB. Eles consideraram que todo o sistema seria constituído de uma única espécie de grão e utilizaram o silicato deficiente em Oxigênio, obtido de Ossenkopf et al. (1992), na modelagem. Os parâmetros obtidos com a modelagem foram: O raio do disco e os raios internos do toro e da casca esférica de, respectivamente, 200, 1000 e 5000 UA; temperatura da estrela central de 3000K e disco e toro com massas de 0.01 e 1.0 M_{\odot} . Embora a SED tenha sido, em geral, bem reproduzida, esse modelo não conseguiu reproduzir a aparente quase ausência da banda do silicato em $9.7\mu\text{m}$.

A IRAS16342-3814 apresenta uma SED singular. Seus espectros ISO e LRS mostram configurações extremamente diferentes na região entre 8 e 12 μm , com o espectro LRS apresentando uma profunda banda de silicato em absorção que é inexistente no espectro ISO, de forma que os dois espectros não são ajustados pelos mesmos modelos (Figura 4.19). O intervalo de tempo transcorrido entre as duas observações é de 15 anos, um tempo consideravelmente curto para ter ocorrido uma mudança tão significativa da emissão do envoltório.

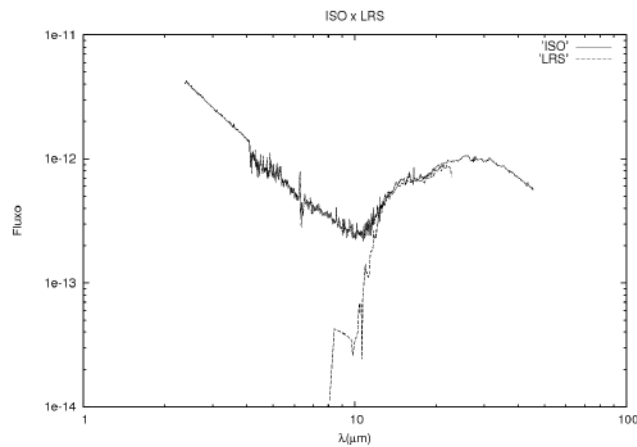


Figura 4.19: Espectros ISO e LRS da IRAS16342-3814.

Em razão dos espectros diferentes, dois modelos diferentes foram ajustados para esse fonte. Os melhores ajustes obtidos para a IRAS16342-3814 foram compostos pelas espécies de grão olivina, piroxênio e silicato astronômico. A Figura 4.20 mostra os melhores ajustes às observações e a Tabela 4.10 os parâmetros usados nesses ajustes.

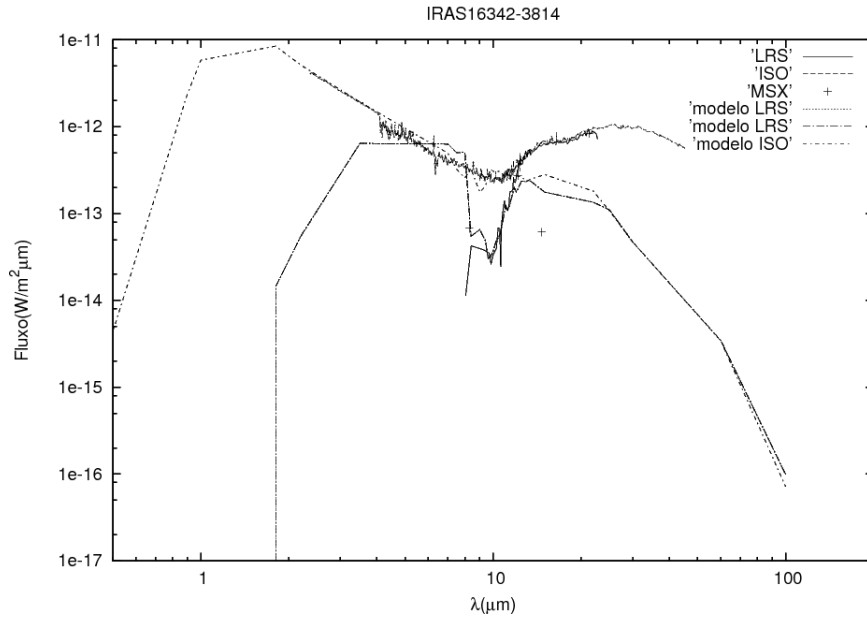


Figura 4.20: Melhor ajuste encontrado para a estrela IRAS16342-3814.

Tabela 4.10: Modelo com 3 grãos para a IRAS16342-3814 onde as três primeiras colunas mostram o tamanho dos grãos, em ângstroms, das espécies olivina, piroxênio e silicato astronômico, respectivamente. A quarta coluna mostra o valor fixado da opacidade em $9.7\mu\text{m}$. A quinta coluna, o raio interno do envoltório onde os grãos foram formados. A sexta coluna a temperatura efetiva do envoltório. As sétima, oitava e nona coluna mostram a porcentagem relativa dos grãos no envoltório; e as três últimas colunas, as temperaturas dos grãos mais quentes de cada espécie, em Kelvin.

Melhor modelo IRAS16342-3814 LRS											
a1(Å)	a2(Å)	a3(Å)	τ	Ri (R_*)	T_{eff} (K)	% grão1	% grão2	% grão3	Td ₁ (K)	Td ₂ (K)	Td ₃ (K)
800	200	500	8	10	2200	0.3	0.15	0.55	791	750	726
Melhor modelo IRAS16342-3814 ISO											
50	500	50	1.5	25	2000	0.25	0.50	0.25	498	255	305

5 Análise

5.1 OH/IR x WF

Ainda que a maioria das fontes da amostra também seja catalogada como um objeto OH/IR (IRAS15103-5754, IRAS19134+2131 e IRAS16333-4807 são as exceções), a análise dos espectros formados pela combinação dos dados observacionais coletados mostra que o perfil da SED das WF apresenta características não comuns aos espectros observados de OH/IRs em geral, apresentando SEDs cujo máximo está mais deslocado para o vermelho do que as esperadas para estrelas desse grupo.

O perfil padrão do espectro de uma OH/IR com banda de silicato em absorção pode ser visto nas Figuras 5.1. As características mais marcantes da SED são a profunda banda em $9.7 \mu\text{m}$, a banda em absorção $18 \mu\text{m}$, ambas conhecidamente atribuídas à presença de silicatos, e a região protuberante em torno de $13 \mu\text{m}$. Essas mesmas características estão presentes de forma bem significativa nos espectros das WF IRAS15103-5754, IRAS16342-3814 (LRS), IRAS18286-0959 e, obviamente, OH12.8-0.9.

Fontes como a IRAS19134+2131 e a IRAS18450-0148 não apresentam uma banda significativa em $9.7 \mu\text{m}$, fugindo do padrão das demais, o que dificultou a modelagem. A ausência da banda de silicato em absorção no espectro pode ser um indicativo de que essas fontes pertenceriam a um grupo à parte, de profundidade óptica menor. Porém, as outras características que foram reproduzidas, em $18 \mu\text{m}$ na IRAS19134+2131 e em $8 \mu\text{m}$ na IRAS18450-0148 não são reproduzidas num regime de profundidades ópticas menores.

Além das bandas de silicato, outras características marcantes dos espectros WF que não são apresentadas pelas OH/IR aparecem em 10.3, 11, 15 e $20 \mu\text{m}$, atribuídas aos silicatos cristalinos e óxidos metálicos (seção 2.2.2). Essa segunda categoria foi representada na nossa modelagem pelo corundum e obtivemos uma reprodução razoável das características nesses comprimentos de onda nas fontes que continham esse grão na composição do envoltório. A presença do corundum no envoltório de estrelas evoluídas não é esperada, pois a medida que o envoltório vai se afastando da estrela central este é gasto em reações com o gás ambiente e forma os primeiros silicatos. De alguma forma

esse tipo de grão se manteve nos envoltórios dessas estrelas enquanto passam pela fase Pós-AGB.

Nas SEDs das WF, a emissão do lado vermelho da banda de silicato geralmente aparece muito mais intensa do que a emissão observada na mesma região do espectro em estrelas OH/IR, e muito mais intensa do que a emissão da própria WF no infravermelho próximo (lado azul da banda de silicato). Em todas as fontes WF que possuem dados espectrais (ISO ou LRS), a emissão nos comprimentos de onda maiores que $9.7 \mu\text{m}$ é de intensidade semelhante à encontrada no lado azul (OH12.8-0.9, IRAS18286-0959, IRAS16333-4807 e IRAS19134+2131) ou muito maior que esta (IRAS15103-5754, IRAS18450-0148, IRAS16342-3814), o que também é observado nas fontes que possuem apenas os dados fotométricos, embora estes não forneçam muita confiabilidade no padrão. Este fato indica que a opacidade e o raio interno dos envoltórios das estrelas WF podem ser maiores que os encontrados em estrelas OH/IR.

Em sua dissertação de mestrado, Khouri (2010) utilizou o código MonRaT

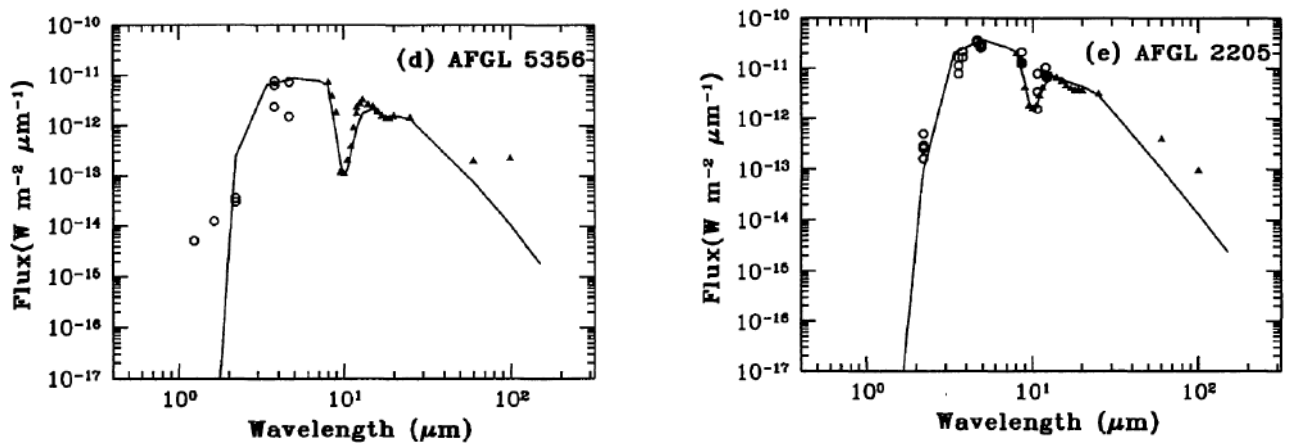


Figura 5.1: SED modelada das estrelas OH/IR AFGL5356 e AFGL2205. Retirado de Lorenz-Martins & Araújo (1997)

para modelar a SED de seis estrelas OH/IR (Figura 5.2), anteriormente modeladas por Lorenz-Martins & de Araujo (1997). Ele usou um envoltório composto por quatro espécies de grãos: Silicato amorfo, silicato cristalino, ferro e $\text{Mg}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{O}$, e a mesma lei de distribuição de densidade utilizada nessa monografia ($\rho \propto r^{-2}$). Os parâmetros dos melhores ajustes obtidos nesse trabalho estão apresentados na Tabela 5.1 em conjunto com os parâmetros obtidos pela nossa modelagem. O tamanho dos grãos não foi variado, pois o comportamento da emissão do grão de ferro, usado para ajustar a SED na região entre 2 e $9 \mu\text{m}$, é semelhante às variações do raio dos grãos.

Comparando os parâmetros obtidos para os ajustes dos dois grupos de estrelas, observamos que a hipótese inicial de que os raios internos e as opacidades das WF seriam maiores do que os encontrados nas OH/IR não corrobora para esses modelos. A média de raios internos e opacidades apresentada para as WF (excluído o modelo para o espectro ISO da IRAS16342-3814) é de $R_i \sim 10R_*$ e $\tau_{9.7} \sim 8.5$, enquanto que esses valores para os modelos OH/IR são de $R_i \sim 12R_*$ e $\tau_{9.7} \sim 10.5$. O número pequeno de estrelas das duas amostras e o fato de que o ajuste para três das WF foi feito com referência apenas na fotometria podem ter mascarado esse resultado e a aquisição de mais dados observacionais é necessária para uma comparação mais confiável.

Todas as SEDs das seis estrelas modeladas em Khouri (2010) foram bem ajustadas à composição de grãos escolhida até o comprimento de onda de $12\mu\text{m}$. A inclusão do grão de $\text{Mg}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{O}$ na composição foi feita na tentativa de ajustar a região de $19.5\mu\text{m}$, mas este resultado não foi alcançado e a região entre 12 e $25\mu\text{m}$ não foi bem reproduzida. Em nossos modelos, quatro das sete estrelas com espectro disponível foram ajustadas nessa região e nesses ajustes a porcentagem da quantidade de silicato cristalino (olivina e piroxênio) na composição do envoltório foi, em média, de 58%, muito maior do que os 15% encontrado pelo autor.

Para porcentagens maiores da quantidade de silicato cristalino, os modelos OH/IR não conseguiram reproduzir a banda de silicato em $9.7\mu\text{m}$ e a porcentagem máxima da quantidade de silicato (amorfo e cristalino) encontrada nesses ajustes, sem prejudicar o ajuste da banda em $9.7\mu\text{m}$, foi de 60%. Em contrapartida, considerando o fato de que seis das estrelas da nossa amostra foram modeladas com 100% de porcentagem de silicato no envoltório e em quatro tanto as emissões da banda de silicato quanto da absorção em $18\mu\text{m}$ foram derivadas da emissão de silicatos cristalinos, a porcentagem máxima de silicato cristalino encontrada nos nossos modelos foi de 80% (IRAS15445-5449). Em todas as estrelas da nossa amostra cuja banda de silicato está em absorção, esta foi razoavelmente bem reproduzida com a consideração de uma alta porcentagem das espécies de grãos de silicato cristalino compondo o envoltório. Este fato pode ser um pequeno indicativo de que nas estrelas WF há uma quantidade maior de silicato cristalino do que o encontrado nas estrelas OH/IR.

A presença de silicatos cristalinos em envoltórios circunstelares parece estar fortemente relacionada à altas taxas de perda de massa (Waters 2011) e sua emissão tem um papel mais significativo em estrelas cujo envoltório circunstelar é muito opaco.

Essa relação foi descoberta por Kemper et al. (2001), que afirmaram que a cristalinidade nas estrelas do AGB é uma função constante da taxa de perda de massa, de forma que quanto maior a taxa de perda de massa do fluxo da estrela, maior a formação de silicatos cristalinos. Mesmo considerando o fato de que os envoltórios circunstelares das WF não são compostos exclusivamente de silicatos do tipo cristalino, quantidades significativas de silicato amorfo devem estar presentes como nas estrelas oxigenadas em geral, a boa reprodução das características espectrais pela modelagem com silicatos cristalinos pode indicar que as taxas de perda de massa das estrelas WF também devem ser maiores do que as encontradas nas estrelas OH/IR e, conseqüentemente, nas estrelas oxigenadas.

Além de relacionados à altas taxas de perda de massa, grandes quantidades de silicatos cristalinos também são observadas em discos circumbinário (Van Winckel et al. 1998; Waters & Molster 1999; Gielen et al. 2007; Schütz et al. 2009; Gielen et al. 2008) de forma que esse excesso da proporção da quantidade de silicatos cristalinos nos envoltórios das WF em relação aos envoltórios das OH/IR também pode ser o indício de binaridade necessário para encorpar a teoria de que a presença de masers com componentes centrais que remetem ao envoltório AGB esférico é, na verdade, a assinatura da presença de uma companheira no AGB.

As temperaturas encontradas na nossa amostra são muito mais baixas que aquelas encontradas por Khouri (2010) e Lorenz-Martins & de Araujo (1997). Em nossa modelagem raramente a fotometria no infravermelho próximo foi ajustada e por isso preferimos nos ater ao ajuste da banda em $\lambda \sim 10\text{-}12\mu\text{m}$. Desse modo, a temperatura encontrada reflete o máximo relativo ao envoltório de poeira.

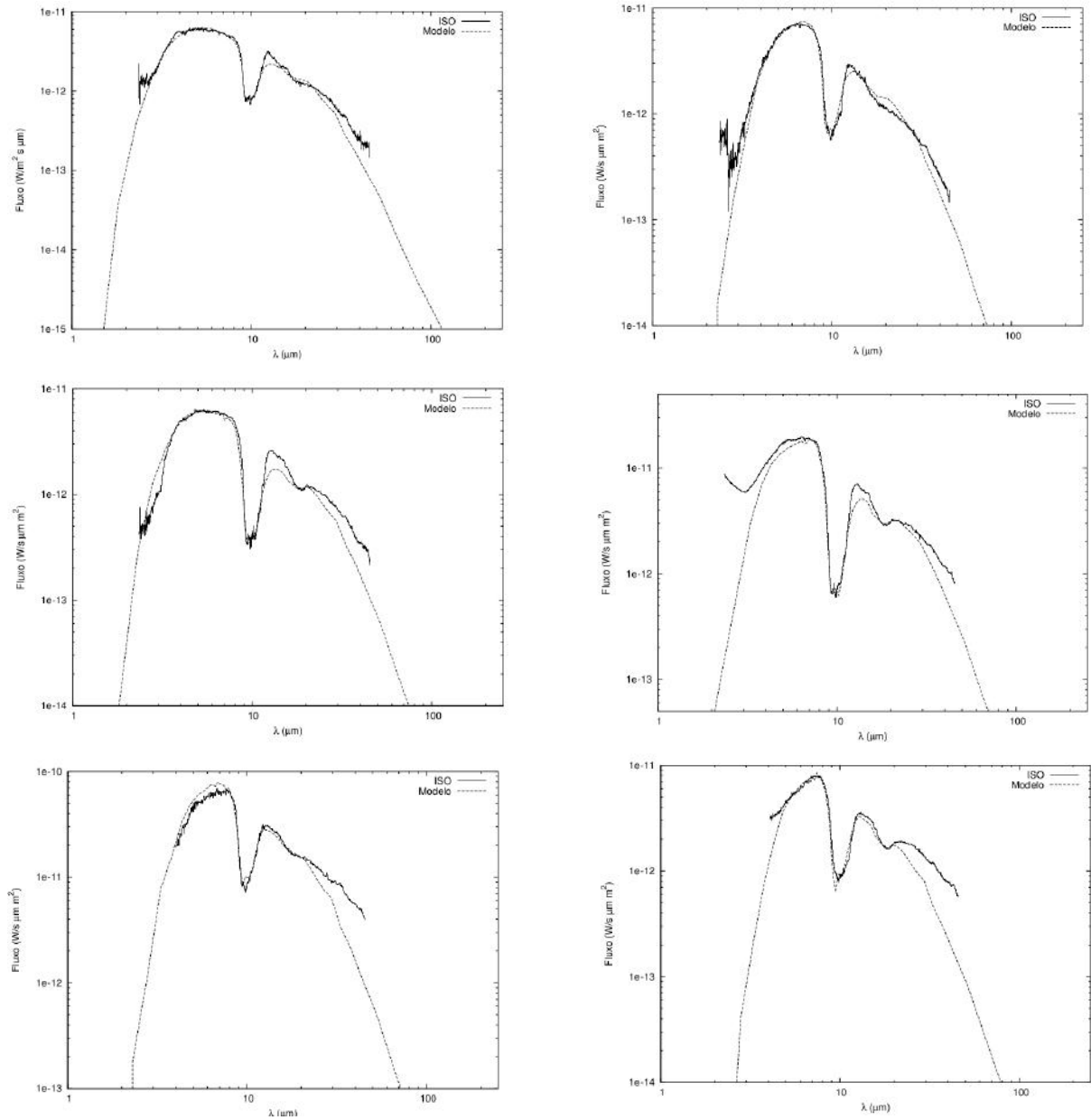


Figura 5.2: Melhores modelos ajustados às observações ISO das estrelas OH/IR IRAS2217+5936, GLMP920, AFGL230, AFGL2205, AFGL5379 e AFGL5535. Modelos gerados por Khouri (2010).

Tabela 5.1: Parâmetros dos melhores ajuste encontrados na modelagem das dez estrelas WF e das seis estrelas OH/IR modeladas por Khouri (2010). Nos modelos das WF, a segunda coluna fornece o código utilizado, com os grãos usados na modelagem em parêntesis de acordo com a seguinte nomenclatura: Radical 'oli' indicando o uso de olivina; radical 'pi', indicando o uso de piroxênio; radical 'sa', indicando o uso de silicato astronômico; e o radical 'co' indicando o uso de corundum. A temperaturas efetivas, T_{eff} são dadas em Kelvin, os raios internos, R_i , em unidades de raios estelares, as opacidades τ fixadas no comprimento de onda de $9.7\mu\text{m}$ e os tamanhos dos grãos, a_i , em angstroms. Sob cada coluna com os termos radicais dos grãos, a fração desse grão na composição do envoltório modelado é dada.

Modelos WF											
ESTRELA	MODELO (grãos)	T_{eff}	Ri	τ	Oli	Pi	SA	Co	a1	a2	a3
IRAS15103-5754	MonRaT(olipico)	2000	12	6.5	0.5	0.05	*	0.45	850	200	400
IRAS15445-5449	DGST(pisa)	2200	12	10	*	0.8	0.2	*	250	400	*
IRAS16333-4807	MonRaT(olipico)	2000	10	6	0.5	0.05	*	0.45	850	200	500
IRAS18043-2116	DGST(pisa)	2200	10	5	*	0.5	0.5	*	300	500	*
IRAS18286-0959	DGST(olico)	2500	12	12	0.5	*	*	0.5	900	850	*
IRAS18450-0148	DGST(olisa)	2400	10	6.5	0.5	*	0.5	*	200	200	*
IRAS18460-0151	DGST(olico)	2000	6	10	0.7	*	0.3	*	900	250	*
IRAS19134+2131	DGST(pisa)	2000	6	10	*	0.7	0.3	*	300	250	*
OH12.8-0.9	MonRaT(olipico)	2000	12	7	0.5	0.05	*	0.45	850	300	250
IRAS16342-3814 LRS	MonRaT(olipisa)	2200	10	8	0.3	0.15	0.55	*	800	200	500
IRAS16342-3814 ISO	MonRaT(olipisa)	2000	25	1.5	0.25	0.5	0.25	*	50	500	500
Modelos OH/IR											
ESTRELA	Modelo	T_{eff}	Ri	τ	Amorf	Crist	Fe	$M_{g0,6Fe0,4O}$	a		
IRAS22177+5936	MonRaT	2700	16	7	0.57	0.15	0.08	0.2	1000		
GLMP920	MonRaT	2600	10	10.5	0.60	0.10	0.2	0.1	1000		
AFGL230	MonRaT	2500	10	13	0.65	0.15	0.05	0.15	1000		
AFGL2205	MonRaT	2800	14	16	0.70	0.12	0.10	0.08	1000		
AFGL5379	MonRaT	2600	14	7.5	0.52	0.15	0.25	0.08	1000		
AFGL5535	MonRaT	2300	10	9	0.45	0.15	0.25	0.15	1000		

Na Tabela 5.2 a distribuição da porcentagem de silicatos cristalino encontrada na composição dos envoltórios modelados das dez WFs é mostrada, juntamente com a fase evolutiva de cada uma de acordo com o diagrama cor-cor MSX. Pode-se observar que, desconsiderando as estrelas cujo ajuste não foi feito com base na banda de silicato (IRAS15445-5449, IRAS18043-2116 e IRAS18046-0151), a porcentagem de silicatos cristalinos na composição do envoltório parece ser maior para as estrelas que estão no início da fase Pós-AGB (IRAS18450-0148 e IRAS19134+2131) do que para as estrelas no AGB (IRAS18286-0959 e OH12.8-0.9), as PNs e a IRAS16342-3814, que está no final do Pós-AGB. Nesse contexto, associando a porcentagem de silicato cristalino às taxas de perda de massa, esta seria maior para as WF que estão no início da fase Pós-AGB do que para

aqueelas que estão nas fases anterior ou posterior a ela. Essa idéia é bastante condizente com a teoria evolutiva que prevê a diminuição dos pulsos e processos de perda de massa até que a massa do envelope estelar alcance o valor crítico (seção 1.6).

Tabela 5.2: Porcentagem de composição de silicato cristalino e fase evolutiva de acordo com o diagrama cor-cor IRAS e MSX das dez WFs modeladas. Na primeira coluna estão descritos os objetos; na segunda coluna as fases evolutivas de acordo com a nomenclatura: AGB para as estrelas na fase AGB, E-PAGB (Early Pós-AGB) para as Pós-AGB jovens, L-PAGB (Late Post-AGB) para as Pós-AGBs evoluídas e PN para as Nebulosas Planetárias.

ESTRELA	FASE	% SilCrist
IRAS18286-0959	AGB	50
OH12.8-0.9	AGB	55
IRAS18460-0151	AGB	70
IRAS19134+2131	E-PAGB	70
IRAS18450-0148	E-PAGB	75
IRAS18043-2116	E-PAGB	75
IRAS15445-5449	L-PAGB	80
IRAS16342-3814 (ISO)	L-PAGB	75
IRAS16342-3814 (LRS)	L-PAGB	45
IRAS15103-5754	PN	55
IRAS16333-4807	PN	55

5.2 IRAS16342-3814

Os modelos gerados para os espectros ISO e LRS da IRAS16342-3814 apresentam parâmetros muito diferentes que podem evidenciar uma mudança importante na constituição do envoltório circumstelar dessa fonte.

A quase completa extinção da banda de silicato em $9.7 \mu\text{m}$ mostra que, devido a algum mecanismo, houve o desaparecimento quase total dos silicatos amorfos do envoltório circumstelar dessa estrela. O resultado da modelagem baseada no ajuste das banda de silicato mostra que após o intervalo de tempo entre as observações LRS e ISO, a opacidade do envoltório diminuiu drasticamente, seu raio interno aumentou consideravelmente e que a quantidade de silicatos cristalinos presentes na composição do envoltório também aumentou de 45% para 75%. Apesar do aumento, as características devido aos silicatos cristalinos não se intensificaram, mas assumiram perfis mais finos e menos notáveis, tí-

picos de quando estão presentes em envoltórios opticamente finos e suas emissões ficam menos significativas se comparadas aos outros tipos de grãos presentes.

6 Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho discutimos sobre as características de estrelas cuja massa inicial varia entre 0.8 e 8 M_{\odot} nas últimas etapas da sua trajetória evolutiva, enfatizando as mudanças que ocorrem nas formas e estruturas dos envoltórios circunstelares dessas fontes.

A fim de estudar a mudança de morfologia dos envoltórios, discutimos a natureza das estrelas Water Fountain, nas quais treze dos quinze membros confirmados da classe também são catalogadas como estrelas do grupo OH/IR, e como os mecanismos de perda de massa e atividade maser observados nessas estrelas podem estar conectados às mudanças observadas nos envoltórios das estrelas oxigenadas evoluídas em geral.

Em busca de uma assinatura dos episódios de perda de massa característicos das estrelas dessa classe que as identifiquem como membros à parte das outras estrelas oxigenadas com envoltórios opacos e atividade maser, as OH/IR, modelos de transferência radiativa que consideravam envoltórios com uma lei de distribuição de densidade de $\rho \propto r^{-2}$ e formados por duas ou três espécies de grãos com combinações de olivina e piroxênio cristalinos, silicato astronômico e corundum, foram apresentados para dez estrelas da classe. Os modelos foram ajustados às observações espectroscópicas ISO e LRS, e aos dados fotométricos IRAS, 2MASS, MSX, AKARI e outros, quando disponíveis na literatura. Cinco das dez estrelas modeladas foram ajustadas tendo como referência o espectro LRS, uma com o espectro ISO, três com base apenas nos dados fotométricos e uma, a IRAS16342-3814, que possui observações tanto ISO quanto LRS (muito diferentes entre si), foi ajustada com modelos diferentes para as duas observações. Todos os ajustes realizados priorizaram o ajuste da banda de silicato em $9.7\mu\text{m}$, quando esta era bem representada nas observações.

O ajuste baseado apenas nos dados fotométricos é de pouca precisão, pois há poucos pontos a serem ajustados e as características relativas aos grãos não são apresentadas. Outro problema observado é que para os objetos que apresentam tanto dados espectrais quanto fotométricos, em muitos casos os dados obtidos pelos dois tipos de observações não são coincidentes para observações no mesmo comprimento de onda. Como os objetos WF ainda estão passando por um intenso processo de perda de massa, variações

de brilho também são esperadas, alterando as magnitudes observadas.

O contínuo das estrelas não foi ajustado à modelagem, pois estas apresentam uma emissão no infravermelho próximo muito menos intensa do que no infravermelho médio. Esse formato peculiar das SEDs observadas dos envoltórios nas dez fontes está relacionado à alta opacidade dos envoltórios e ao fato de que os envoltórios não são simetricamente esféricos, como o cálculo do modelo prevê. Desta forma, em uma simetria axial, a parte do envoltório de poeira que está mais afastada de nós fica obscurecida por outras estruturas como lóbulos e discos e sua emissão aparece muito atenuada na SED. Uma modelagem utilizando um código que permita a consideração desse tipo de simetria melhoraria os ajustes dos contínuos. Alta opacidade dos envoltórios circunstelares foi encontrada na nossa modelagem para todas as fontes, que apresentam $5 \leq \tau_{9.7\mu m} \leq 12$.

A comparação do resultado da modelagem com modelos de OH/IR calculados por Khouri (2010), evidenciou uma quantidade relativamente maior de silicatos cristalinos nas estrelas WF do que o encontrado para as estrelas OH/IR. Como a presença de silicatos cristalinos está relacionada à altas taxas de perda de massa, esse resultado parece indicar que a taxa de perda de massa nas estrelas WF deve ser maior do que as encontradas nas OH/IR. Como em alguns dos nossos modelos os silicatos cristalinos foram a única espécie de silicato considerada (IRAS15103-5754, IRAS16333-4807, IRAS18286-0959 e OH12.8-0.9), não podemos definir o valor exato da proporção da composição do envoltório circunstelar dessas estrelas por silicato cristalino, mas podemos concluir, pela reprodução das características espectrais, que há uma maior participação desse tipo de grão do que o esperado.

A mesma análise pôde ser feita quanto às diferenças entre as observações apresentadas pelos espectros ISO e LRS da IRAS16342-3814. O aumento encontrado pela modelagem da porcentagem de silicatos cristalinos na composição do envoltório circunstelar, associado ao fato de que os silicatos amorfos foram praticamente extintos, nos permite concluir que essas características são resquícios de um episódio de perda de massa intensa (supervento). Esta conclusão surpreende pelo fato de que o intervalo de tempo entre as duas observações é de apenas 15 anos e este fenômeno tão intenso teria ocorrido, então, em uma escala de tempo extremamente curta e muito menor do que a idade dinâmica calculada para os jatos dessa fonte (~ 100 anos). Atualmente não há precedentes sobre outros mecanismos de perda de massa intensa para Pós-AGBs evoluídas que não sejam os fluxos dos jatos, de forma que uma maior averiguação sobre a composição química desse

envoltório poderia fornecer mais detalhes sobre a possibilidade de existência de jatos com idades dinâmicas menores ou mesmo sobre o funcionamento de um outro mecanismo de atuação mais curta e por isso menos perceptível. De qualquer forma, a drástica mudança no perfil das observações mostra que essas fontes devem ser acompanhadas periodicamente.

A distribuição da porcentagem de composição dos silicatos cristalinos entre as WF modeladas também parece seguir um padrão de acordo com a fase evolutiva da estrela. O resultado da modelagem mostrou que a porcentagem de silicatos cristalinos é maior para as estrelas classificadas como objetos no início da fase Pós-AGB. De fato duas das três estrelas com os masers mais intensos (IRAS18043-2116 e IRAS18450-0148) são estrelas nessa etapa evolutiva, o que ajuda a embasar os nossos resultados. Parece então, que a perda de massa responsável pela modificação do envoltório circunstelar dessas fontes, ambas também estrelas OH/IR, se intensifica nesse período. Dessa forma, pode-se dizer que as hipóteses propostas por Engels (2002) e Gómez et al. (2008) sobre a OH12.8-0.9 ser uma WF inicial e a IRAS15103-5754 ser uma WF nos final da sua evolução parecem estar conectadas ao início da atividade maser de água e a intensificação da perda de massa no AGB, com um crescimento da composição de silicatos cristalinos no envoltório. Posteriormente, esta chegaria a um valor máximo durante o início da fase Pós-AGB para depois decair quando da chegada ao final da fase, por vezes perdurando até a fase de PN.

A explicação para algumas das teorias de surgimento dos masers de água, jatos e componentes maser centrais, que apresentam velocidades de expansão próximas do envoltório AGB, passa pela suposição da existência de uma estrela companheira. Grandes quantidades de silicatos cristalinos também são encontradas em discos circumbinários. A presença de um disco é prevista nas quatro estrelas imageadas por Lagadec et al. (2011), em função da confirmação da morfologia bipolar e do obscurecimento da estrela central, e já foi modelada com sucesso para a IRAS16342-3814. Nossos resultados também podem, pela primeira vez, indicar a possibilidade real dessas estrelas serem sistemas binários, em função da alta quantidade de silicatos cristalinos encontrada nos ajustes dos envoltórios circunstelares dessas estrelas, e assim corroborarem essas teorias.

É importante ressaltar que todos os resultados obtidos vieram da análise de um número pequeno de estrelas através do ajuste da banda de silicato em $9.7 \mu\text{m}$, o que pode ter mascarado o padrão encontrado. Para que uma conclusão mais precisa possa ser alcan-

çada, uma modelagem considerando o perfil axi-simétrico dos envoltórios, a identificação de novas fontes e uma quantidade maior de dados observacionais disponíveis no infravermelho médio, sobretudo espectroscópicos, a fim de obter a banda em $9.7\mu\text{m}$, é necessária. Infelizmente pouquíssimas opções de fontes para os dados observacionais estão disponíveis desde que os espectrômetros SWS (Short Wavelength Spectrometer) e LWS (Long Wavelength Spectrometer) do ISO e o LRS (Low Resolution Spectrometer) do IRAS não estão mais em funcionamento. Possíveis observações dessas estrelas com os instrumentos VISIR do VLT (Very Large Telescope) e MIDI (Mid Infrared Interferometric Instrument) do VLTI (Very Large Telescope Interferometer), forneceriam dados de relevância para o estudo dos envoltórios dessas estrelas. Outra possível fonte de dados espectroscópicos seria o espectrógrafo TEXES (Texas Echelon Cross Echelle Spectrograph), instrumento visitante no GEMINI Norte que observa no intervalo espectral $\lambda\lambda = 5 - 25\mu\text{m}$. Porém, além desse instrumento não estar à disposição regular (há previsões para que ele volte a operar no Gemini Norte por aproximadamente duas semanas no segundo semestre de 2014), a maioria das estrelas da amostra não é visível no hemisfério Norte, e apenas a IRAS19134+2131 e talvez aquelas de declinação mais próxima de zero (IRAS18460-0151, IRAS18450-0148 e IRAS18286-0959) poderiam ser observadas. Observações interferométricas obtidas com o MIDI também podem ser utilizadas para confirmar a presença do disco circumbinário, permitindo a resolução da sua geometria e tamanho, sendo então, uma ferramenta extremamente poderosa na verificação das teorias que associam os fenômenos ocorridos nas WF com binaridade.

Referências Bibliográficas

- 2MASS. 2006, *AJ*, 131, 1163
- AKARI. 2010, *A&A*, 514, A1
- Alain-Jacques, B. 2010, Master's thesis, Observatório Nacional
- Amiri, N., Vlemmings, W. H. T., Kembell, A. J., & van Langevelde, H. J. 2012, *A&A*, 538, A136
- Arlandini, C., Käppeler, F., Wisshak, K., et al. 1999, *ApJ*, 525, 886
- Baud, B., Habing, H. J., Matthews, H. E., & Winnberg, A. 1979, *A&AS*, 36, 193
- Baud, B., Sargent, A. I., Werner, M. W., & Bentley, A. F. 1985, *ApJ*, 292, 628
- Becker, S. A. 1979, PhD thesis, Illinois Univ., Urbana-Champaign.
- Begemann, B., Dorschner, J., Henning, T., et al. 1997, *ApJ*, 476, 199
- Boboltz, D. A. & Marvel, K. B. 2005, *ApJL*, 627, L45
- Boboltz, D. A. & Marvel, K. B. 2007, *ApJ*, 665, 680
- Busso, M., Gallino, R., Lambert, D. L., Travaglio, C., & Smith, V. V. 2001, *ApJ*, 557, 802
- Claussen, M., Sahai, R., & Morris, M. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 313, *Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird*, ed. M. Meixner, J. H. Kastner, B. Balick, & N. Soker, 331
- Claussen, M., Sahai, R., Morris, M., & Rogers, H. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 287, *IAU Symposium*, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 225–229
- Claussen, M. J., Sahai, R., & Morris, M. R. 2009, *ApJ*, 691, 219
- Cruz, M. A., Serenelli, A., & Weiss, A. 2013, *A&A*, 559, A4

- de Gregorio-Monsalvo, I., Gómez, Y., Anglada, G., et al. 2004, *ApJ*, 601, 921
- Deacon, R. M., Chapman, J. M., & Green, A. J. 2004, *ApJS*, 155, 595
- Deacon, R. M., Chapman, J. M., Green, A. J., & Sevenster, M. N. 2007, *ApJ*, 658, 1096
- Deguchi, S., Nakashima, J.-i., Kwok, S., & Koning, N. 2007, *ApJ*, 664, 1130
- Desmurs, J.-F. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 287, *IAU Symposium*, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 217–224
- Diamond, P. J., Norris, R. P., Rowland, P. R., Booth, R. S., & Nyman, L.-A. 1985, *MNRAS*, 212, 1
- Draine, B. T. 1985, *ApJS*, 57, 587
- Elitzur, M., Hollenbach, D. J., & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 346, 983
- Engels, D. 2002, *A&A*, 388, 252
- Engels, D. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 287, *IAU Symposium*, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 256–257
- Engels, D., Schmid-Burgk, J., & Walmsley, C. M. 1986, *A&A*, 167, 129
- Gielen, C., van Winckel, H., Min, M., Waters, L. B. F. M., & Lloyd Evans, T. 2008, *A&A*, 490, 725
- Gielen, C., van Winckel, H., Waters, L. B. F. M., Min, M., & Dominik, C. 2007, *A&A*, 475, 629
- Goebel, J. H. & Gerbault, F. 1989, in *IAU Symposium*, Vol. 135, *Interstellar Dust*, ed. L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens, 519P
- Gómez, J. F., Suárez, O., Gómez, Y., et al. 2008, *AJ*, 135, 2074
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., Contreras, M. E., & Moran, J. M. 1994, *rmxaa*, 28, 97
- Habing, H. J. 1996, *A&AR*, 7, 97
- Henning, T., Begemann, B., Mutschke, H., & Dorschner, J. 1995, *A&AS*, 112, 143
- Herwig, F. 2005, *ARAA*, 43, 435

- Hony, S., Waters, L. B. F. M., & Tielens, A. G. G. M. 2002, *A&A*, 390, 533
- Iben, Jr., I. & Renzini, A. 1983, *ARAA*, 21, 271
- Imai, H. 2002, *Astronomical Herald*, 95, 589
- Imai, H., Deguchi, S., Nakashima, J.-i., Kwok, S., & Diamond, P. J. 2013a, *ApJ*, 773, 182
- Imai, H., Morris, M., Sahai, R., Hachisuka, K., & Azzollini F., J. R. 2004, *A&A*, 420, 265
- Imai, H., Nakashima, J.-i., Yung, B. H. K., et al. 2013b, *ApJ*, 771, 47
- Imai, H., Sahai, R., & Morris, M. 2007, *ApJ*, 669, 424
- IRAS. 1984, *ApJL*, 278, L1
- ISO. 1996, *A&A*, 315, L27
- Jaeger, C., Molster, F. J., Dorschner, J., et al. 1998, *A&A*, 339, 904
- Jones, O. C., Kemper, F., Sargent, B. A., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 3209
- Kemper, F., Waters, L. B. F. M., de Koter, A., & Tielens, A. G. G. M. 2001, *A&A*, 369, 132
- Khouri, T. 2010, Master's thesis, Universidade Federal do Rio de Janeiro
- Klochkova, V. G., Chentsov, E. L., Tavolgenskaya, N. S., & Shapovalov, M. V. 2007, *Astrophysical Bulletin*, 62, 162
- Kwok, S. 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*
- Lagadec, E., Verhoelst, T., Mékarnia, D., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 32
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*
- Lefevre, J., Bergeat, J., & Daniel, J.-Y. 1982, *A&A*, 114, 341
- Lewis, B. M. 1989, *ApJ*, 338, 234
- Likkell, L., Maddalena, R. J., & Morris, M. 1988, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 20, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 997
- Likkell, L., Morris, M., & Maddalena, R. J. 1992, *A&A*, 256, 581

- Litvak, M. M., McWhorter, A. L., Meeks, M. L., & Zeiger, H. J. 1966, *Physical Review Letters*, 17, 821
- Lockett, P., Gauthier, E., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 511, 235
- Lorenz-Martins, S. & de Araujo, F. X. 1997, *MNRAS*, 291, 296
- Lorenz-Martins, S. & Lefevre, J. 1993, *A&A*, 280, 567
- Lorenz-Martins, S. & Pompeia, L. 2000, *MNRAS*, 315, 856
- Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., & Koldoba, A. V. 2010, *MNRAS*, 408, 2083
- LRS IRAS. 1986, *A&AS*, 65, 607
- Manchado, A., Villaver, E., Stanghellini, L., & Guerrero, M. A. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 199, *Asymmetrical Planetary Nebulae II: From Origins to Microstructures*, ed. J. H. Kastner, N. Soker, & S. Rappaport, 17
- Mello, D. R. C., Daffon, S., Pereira, C. B., & Hubeny, I. 2012, *A&A*, 543, A11
- Molster, F. J., Waters, L. B. F. M., Tielens, A. G. G. M., Koike, C., & Chihara, H. 2002, *A&A*, 382, 241
- Morris, S. L. & Naftilan, S. A. 1997, *Aj*, 114, 2145
- MSX. 2001, *AJ*, 121, 2819
- Murakawa, K. & Izumiura, H. 2012, *A&A*, 544, A58
- Nyman, L.-A., Hall, P. J., & Olofsson, H. 1998, *A&AS*, 127, 185
- Ossenkopf, V., Henning, T., & Mathis, J. S. 1992, *A&A*, 261, 567
- Ostlie, D. & Carroll, B. W. 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics*, 2nd edn. (Addison-Wesley Professional)
- Pérez-Sánchez, A. F., Vlemmings, W. H. T., & Chapman, J. M. 2011, *MNRAS*, 418, 1402
- Perkins, F., Gold, T., & Salpeter, E. E. 1966, *ApJ*, 145, 361
- Pérez-Sánchez, A. 2010, Master's thesis, Universidade Federal do Rio de Janeiro

- Sahai, R., Le Mignant, D., Sánchez Contreras, C., Campbell, R. D., & Chaffee, F. H. 2005, *ApJL*, 622, L53
- Sahai, R., Morris, M., Sánchez Contreras, C., & Claussen, M. 2007, *AJ*, 134, 2200
- Sahai, R. & Trauger, J. T. 1998, *AJ*, 116, 1357
- Schütz, O., Meeus, G., Sterzik, M. F., & Peeters, E. 2009, *A&A*, 507, 261
- Sevenster, M. N. 2002, *AJ*, 123, 2772
- Sevenster, M. N. & Chapman, J. M. 2001, *ApJL*, 546, L119
- Sevenster, M. N., Chapman, J. M., Habing, H. J., Killeen, N. E. B., & Lindqvist, M. 1997, *A&AS*, 124, 509
- Stasińska, G., Szczerba, R., Schmidt, M., & Siódmiak, N. 2006, *A&A*, 450, 701
- Suárez, O., Francisco Gómez, J., Bendjoya, P., et al. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 287, *IAU Symposium*, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 230–234
- Suárez, O., Gómez, J. F., & Miranda, L. F. 2008, *ApJ*, 689, 430
- Suárez, O., Gómez, J. F., Miranda, L. F., et al. 2009, *A&A*, 505, 217
- Suárez, O., Gómez, J. F., & Morata, O. 2007, *A&A*, 467, 1085
- Surcis, G., Vlemmings, W. H. T., Torres, R. M., van Langevelde, H. J., & Hutawarakorn Kramer, B. 2011, *A&A*, 533, A47
- Uscanga, L., Gómez, J. F., Suárez, O., & Miranda, L. F. 2012, *A&A*, 547, A40
- Uscanga, L., Gómez, Y., Raga, A. C., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 1127
- van de Steene, G. C. M. & Pottasch, S. R. 1993, *A&A*, 274, 895
- van Winckel, H. 2003, *ARAA*, 41, 391
- Van Winckel, H., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., et al. 1998, *A&A*, 336, L17
- Vardya, M. S., de Jong, T., & Willems, F. J. 1986, *ApJL*, 304, L29
- Verhoelst, T., Waters, L. B. F. M., Verhoeff, A., et al. 2009, *A&A*, 503, 837

- Vlemmings, W. H. T., Diamond, P. J., & Imai, H. 2006, *Nat*, 440, 58
- Walsh, A. J., Breen, S. L., Bains, I., & Vlemmings, W. H. T. 2009, *MNRAS*, 394, L70
- Waters, L. B. F. M. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 445, *Why Galaxies Care about AGB Stars II: Shining Examples and Common Inhabitants*, ed. F. Kerschbaum, T. Lebzelter, & R. F. Wing, 227
- Waters, L. B. F. M. & Molster, F. G. 1999, in *IAU Symposium*, Vol. 191, *Asymptotic Giant Branch Stars*, ed. T. Le Bertre, A. Lebre, & C. Waelkens, 209
- Watson, D. M., Leisenring, J. M., Furlan, E., et al. 2009, *ApJS*, 180, 84
- Weaver, H., Williams, D. R. W., Dieter, N. H., & Lum, W. T. 1965, *Nat*, 208, 29
- Wolak, P., Szymczak, M., & Gérard, E. 2012, *A&A*, 537, A5
- Yung, B. H. K., Nakashima, J.-i., Imai, H., et al. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 283, *IAU Symposium*, 524–525
- Zuckerman, B. & Lo, K. Y. 1987, *A&A*, 173, 263