

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Daiane Breves Seriacopi

**Estudo da estrutura dos envoltórios das
Supergigantes B[e]**

São Paulo 2023

Daiane Breves Seriacopi

Estudo da estrutura dos envoltórios das Supergigantes B[e]

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutora em Ciências.

Versão Corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof. Dr. Alex Cavalieri Carciofi

São Paulo 2023

Ao Marcelo Rubinho, minha alma gêmea, e à nossa filha de quatro patas, Pantera.

Agradecimentos

Ao meu marido e companheiro de vida, Marcelo Soares Rubinho, e à nossa gatinha, Pantera.

Aos meus pais, Moacir e Zuleide, por todo o apoio, amor, paciência e disponibilidade em ajudar. À minha vó Maria por todo o amor e carinho. À minhas irmãs, Vanessa e Talita, pelo amor e companheirismo. Ao meu irmão Massao, sua esposa Rosana e meus queridos sobrinhos, Erick e Evilyn.

Aos meus sogros, Márcia e Carlos. À minha cunhada Marisa e ao meu querido sobrinho Lucas Yuri.

À toda família Breve: Danilo, Alan, tio Dimas, tio Tino, tia Penha, tia Cida, Camila e seu filhos, Patrícia e seus filhos, Liliane e seus filhos e ao Cássio.

À toda família Seriacopi: tia Mara, tia Márcia, vô Walter, vó Maria, Kelly e seu marido e filhos, Kellvim e Suellen.

Ao meu orientador Alex Carciofi pela orientação, apoio, ajuda e entusiasmo.

Ao prof. Antônio Mário Magalhães pela orientação durante o mestrado e apoio durante o doutorado.

Aos meus amigos do gengibre: Má, Aiara, Ná, Caio e Dani.

Aos meus amigos do IFUSP: Aline, Akemi, Kazuo, Herman e Clévison.

Às minhas amigas do ensino médio: Fernanda e seu marido e filha, Natasha e seu marido e filha e Grazielle.

Ao meu amigo Rafael e seu marido Carlos. Às minhas amigas Carol e Shirley. Aos meus amigos Bia e Schwarza. À minha veterinária, Patricia Tahan.

Aos meus amigos do IAG: Rodrigo (Xuxu), Andressa, Jhon, Marília, Carla, Henrique, Larissa, Jullian, Marcelo Kenji, Reinaldo, Edgar Ramirez.

Às minhas amigas da MZ School: Luciene, Kelly, Rose, Kim e Bruna.

Aos meus amigos do Planetário do Carmo: Dinah, Nick, Rafa, Flavio, Ste e Tania.

Ao prof. Armando Domiciano e ao Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) por nos conceder o MESOCENTRE para gerar a grade de modelos.

Ao grupo Beacon: Tajan, Amanda, Bruno, Moser, Leandro, Ariane e André.

Aos meus pets: Pietro, Molly, July, Dinda, Kirk, Spock, Leia, Anne, Aurora, Micha, Dipper e Belinha.

Ao CNPq por financiar o meu doutorado.

“Garotas, vamos dar risada. Assim, espantaremos o medo.”

Meu Amigo Totoro (1988)

“Receio que os humanos não entendam quanto este planeta é precioso”

Homem-Animal - O Evangelho do Coiote - Grant Morrison

*“Quando ouvi o astrônomo erudito,
Quando as provas, os números foram enfileirados diante de mim,
Quando me foram mostrados os mapas e diagramas a somar, dividir e medir,
Quando, sentado, ouvia o astrônomo muito aplaudido, na sala de conferências,
Senti-me logo inexplicavelmente cansado e enfermo,
Até que me levantei e saí, parecendo sem rumo
No ar úmido e místico da noite, e repetidas vezes
Olhei em perfeito silêncio para as estrelas.”*

Walt Whitman

Resumo

Estrelas supergigantes B[e] (sgB[e]) são objetos raros e evoluídos. A duração de sua fase evolutiva ainda é incerta. Observacionalmente, o fenômeno B[e] é caracterizado por intensas linhas de emissão de Balmer, linhas de metais permitidas e proibidas, um forte excesso de infravermelho e polarização intrínseca não nula, o que aponta para uma estrutura circunstelar complexa e não esférica.

Nesta tese, fizemos estimativas das polarizações intrínsecas e interestelares de sete sgB[e], algumas localizadas nas Nuvens de Magalhães e outras em nossa Galáxia.

Também apresentamos um estudo da estrutura do envoltório da RMC 82, uma sgB[e] na Grande Nuvem de Magalhães, com base em dados espectropolarimétricos complementados por fotometria do visível ao infravermelho médio. Adotamos um modelo de vento de duas componentes: um vento equatorial lento e denso, onde grãos de poeira podem se formar, e um vento polar rápido. Os cálculos de transferência radiativa foram feitos com o código HDUST. Para comparar os modelos com os dados observacionais, adotamos estatística Bayesiana e inferimos funções de densidade de probabilidade para cada parâmetro com base em uma grade de 3240 modelos pré-computados. O modelo foi capaz de reproduzir, com precisão, tanto a SED, em várias ordens de magnitude, quanto o espectro polarizado. No entanto, apesar de investigações detalhadas, nossos modelos não conseguiram reproduzir a intensa emissão de $H\alpha$. Concluimos, com esses resultados, que nosso modelo consegue representar a região equatorial densa (SED e polarização), no entanto, ele não consegue representar com precisão o extenso volume de emissão esperado para o $H\alpha$.

Nossos resultados sugerem que o vento possui uma grande taxa de perda de massa de $6.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. A parte densa do vento está confinada em um ângulo de abertura de 11° . Os grãos de poeira mais quentes estão localizados aproximadamente a $277 R_{*}$ da estrela central

e têm uma temperatura de aproximadamente 870 K. Além disso, os grãos de poeira são bastante porosos, com uma densidade média de apenas 0.051 g cm^{-3} . A temperatura da estrela central inferida foi mais quente ($T_{\text{eff}} = 27\,000 \text{ K}$) do que estimativas anteriores da literatura.

Constatamos, comparando modelos com diferentes componentes, que o gás desempenha um papel vital na absorção da radiação ultravioleta da estrela central, protegendo a poeira. Também constatamos que a poeira espalha fótons ultravioletas de volta para as regiões internas do envoltório, aumentando assim sua temperatura e emissão de $H\alpha$. Em outras palavras, a presença de poeira aumenta a emissão de gás na forma de $H\alpha$. Por fim, concluímos que apenas um modelo auto-consistente, que leve em conta a interação complexa entre o gás e poeira, pode reproduzir adequadamente as $sgB[e]s$ e objetos similares.

Abstract

B[e] supergiants (sgB[e]) are rare objects and the duration of this evolutionary stage remains uncertain. Observationally, the B[e] phenomenon is characterized by strong Balmer emission lines, permitted and forbidden metals lines, a strong infrared excess and non-zero intrinsic polarization, all of which points to a complex, non-spherical circumstellar structure.

In this thesis, we made estimates of the intrinsic and interstellar polarizations of seven sgB[e], some located in the Magellanic Clouds and others in our Galaxy.

We also present a study of the envelope structure of RMC 82, a sgB[e] in the Large Magellanic Cloud, based on polarimetric and spectropolarimetric data complemented by photometry from the visible to the mid-IR. The data was modeled by a two-component wind model, consisting of a slow, dense equatorial wind, where dust grain can form, and a fast polar wind. The radiative transfer calculations were done with the radiative transfer code HDUST. Bayesian statistics was used to infer the probability density functions of the model parameters based on a grid of 3240 pre-computed models. The model was able to accurately generate both the SED, across many orders of magnitude, and the polarized spectrum. However, despite thorough investigation, our models struggle to reproduce the intense $H\alpha$ emission. We interpret this outcome as the model effectively capturing the dense equatorial outflow, which contributes to the SED and polarization signals. However, it falls short in accurately representing the extensive emission volume expected for $H\alpha$.

Our results suggest that the wind is fed by a large mass loss rate of $6.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. The dense part of the wind is confined within an opening angle of 11° . The hottest dust grain in the envelope are located approximately $277 R_{*}$ from the central star and have a temperature of approximately 870 K. Furthermore, the dust grains are quite porous, with a bulk density of only 0.051 g cm^{-3} . The central star was found to be hotter ($T_{\text{eff}} = 27\,000 \text{ K}$) than previous estimates

from the literature.

We demonstrate, by comparing models with different components, that the gas has a vital role in absorbing a considerable amount of ultraviolet radiation, effectively shielding the dust from direct exposure. Conversely, the dust was also found to change the gas thermal structure by scattering UV photons back to the inner disk, thereby increasing its temperature and $H\alpha$ emission. We conclude that self-consistent models that account for the complex interplay between the gas and dust phases in the envelope are required to properly model sgB[e] and similar objects.

Lista de Figuras

1.1	Amostra de estrelas sgBes em comparação com outras estrelas massivas da pós-sequência principal.	20
1.2	Exemplos de SEDs de WRs, LBVs e sgBes.	21
1.3	Representação esquemática do modelo do vento de duas componentes.	23
1.4	Esquerda: fluxo de massa como função de $\log g_{\text{eff}}$. Direita: velocidade terminal do vento desses modelos.	24
1.5	Contraste de densidade.	25
2.1	Representação dos estados de polarização.	30
2.2	Representação geométrica do campo elétrico E de uma onda elipticamente polarizada.	32
2.3	Representação da polarização linear usando um analisador simples.	33
2.4	Representação do espalhamento Thomson.	35
2.5	Representação do espalhamento Rayleigh e Mie.	35
2.6	Geometria de uma estrela com disco. Figura superior: disco visto de cima. Figura inferior: disco visto de lado.	37
2.7	Fluxo polarizado do ESO/FORS para a RMC 82 na vizinhança de $H\alpha$ (vermelho), $H\beta$ (verde) e $H\gamma$ (azul).	38
2.8	Representações dos resultados de espectropolarimetria através das linhas.	39
2.9	Espectropolarimetria e diagrama QU nas proximidades de $H\alpha$	40
2.10	Espectro normalizado da RMC 82 com sugestões de identificação de linhas.	43
2.11	Representação gráfica da velocidade para uma região de 2 mil raios estelares (esquerda) e outra para 20 mil raios estelares (direita).	47
2.12	Similar à Fig. 2.11 mas para a densidade de massa.	47

3.1	Representação da gaveta polarimétrica IAGPOL: CCD, roda de filtros, roda dos analisadores e lâmina retardadora.	54
3.2	Vetores de polarização (esquerda) e histogramas dos ângulos de polarização (direita) para os campos da RMC 4 nos filtros <i>B</i> , <i>V</i> , <i>R</i> e <i>I</i> , respectivamente. . . .	58
3.3	Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] 115-S 18.	59
3.4	Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] LHA 115-S 23.	60
3.5	Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] RMC 82.	61
3.6	Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] Hen 3-298.	62
3.7	Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] CPD -57 2874.	63
3.8	Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] GG Car.	64
3.9	Ajuste da lei de Serkowski (vermelho) sobre os dados da polarização ISP (P_{IS}) da coluna 3 da Tab. 3.2 (preto) para as sete sgBes observadas.	65
3.10	Polarimetria de imagem da RMC 4.	66
3.11	Polarimetria de imagem da LHA 115-S 18.	67
3.12	Polarimetria de imagem da LHA 115-S 23.	68
3.13	Polarimetria de imagem da RMC 82.	69
3.14	Polarimetria de imagem da Hen 3-298.	70
3.15	Polarimetria de imagem da CPD -57 2874.	71
3.16	Polarimetria de imagem da GG Car.	72
4.1	Gráfico principal: PDFs de cada parâmetro amostrado (diagonal principal) e as correlações entre eles (fora da diagonal). Parte superior direita: Gráfico de convergência.	79
4.2	Parte superior: modelos da SED e polarização (linhas azuis) comparados com os dados (pontos e linhas vermelhas) juntos com os seus respectivos resíduos. Parte inferior: o mesmo da parte superior mas para o $H\alpha$	80
4.3	Imagens sintéticas do nosso melhor modelo.	84
4.4	Modelos de SED, $H\alpha$ e polarização, respectivamente.	86
4.5	Temperatura eletrônica, em uma colatitude de 10°	87
4.6	Varição da temperatura dos grãos de acordo com o tamanho dos grãos.	89

Lista de Tabelas

2.1	Intensidades para diferente valores de ϕ	34
2.2	Resumo dos dados da RMC 82 da literatura.	43
2.3	Principais linhas no óptico para a RMC 82	44
2.4	Parâmetros utilizados para gerar as imagens das Figs. 2.11 e 2.12.	48
3.1	Objetos observados.	54
3.2	Resultados da polarização ISP das sete sgBes observadas.	57
3.3	Valores da polarização da GG Car encontrados na literatura.	73
3.4	Polarização intrínseca das sete sgBes observadas.	74
4.1	Parâmetros fixos do modelo de duas componentes usados neste trabalho.	76
4.2	Grade de modelos adotada. Total de modelos: 3240.	76
4.3	Parâmetros da RMC 82 obtidos pelo EMCEE.	78

Sumário

1. <i>Introdução</i>	19
1.1 Supergigantes B[e]	22
1.1.1 Características Observacionais	22
1.1.2 Modelo e formação do envoltório	22
1.2 Objetivo da tese	26
1.3 Organização da tese	26
2. <i>Ferramentas Observacionais e Teóricas</i>	29
2.1 Parâmetros de Stokes	29
2.1.1 Medindo a polarização linear	32
2.2 Mecanismos de Polarização	34
2.3 Polarimetria e espectropolarimetria como ferramentas de diagnósticos	36
2.4 Polarização intrínseca e interestelar	41
2.5 RMC 82: revisão da literatura e dados observacionais	42
2.6 Modelo Adotado	45
2.7 HDUST	49
2.8 Inferência Bayesiana	50
3. <i>Polarimetria de Imagem de sgB[e]s</i>	53
3.1 Instrumentação	53
3.2 Redução dos Dados e Resultados	53
3.3 RMC 4	66
3.4 LHA 115-S 18	67

3.5	LHA 115-S 23	68
3.6	RMC 82	69
3.7	Hen 3-298	70
3.8	CPD -57 2874	71
3.9	GG Car	72
4.	<i>Modelo da sgB[e] RMC 82</i>	75
4.1	Grade de Modelos	75
4.2	Resultados do Modelo	78
4.3	Discussão	85
4.3.1	Blindagem do UV	87
4.3.2	Backscattering	88
4.3.3	Mecanismos de Polarização	89
5.	<i>Conclusões</i>	91
	<i>Referências</i>	95
	<i>Apêndice</i>	107
A.	<i>Artigo submetido ao MNRAS</i>	109

Introdução

As estrelas de alta massa ($\gtrsim 8 M_{\odot}$) possuem uma importância significativa na área da astrofísica e desempenham um papel fundamental na evolução do universo (Heger et al., 2003). Um trabalho realizado por Kennicutt (2005) destacou uma série de motivos que tornam as estrelas massivas tão relevantes. Dentre eles, podemos citar que a radiação emitida por essas estrelas podem ionizar os arredores interestelares, e influenciam a formação subsequente de novas estrelas. Além disso, elas enriquecem o meio interestelar, a galáxia e até mesmo o meio intergaláctico com os elementos pesados que são produzidos em seus interiores. Adicionalmente, os ventos estelares e as supernovas injetam energia mecânica e momento no meio interestelar. Essas estrelas também são responsáveis pela formação de estrelas de nêutrons e buracos negros. Por fim, vale ressaltar que as estrelas massivas estão associadas a uma variedade de fenômenos altamente energéticos, como, por exemplo, os surtos de raios gama.

As estrelas massivas possuem um processo rápido de evolução, são quentes e altamente luminosas (Woosley et al., 2002). Durante este processo perdem enormes quantidades de massa através de seus ventos. Por exemplo, uma supergigante pode perder cerca de uma massa solar a cada 100 000 anos (Lamers e Leitherer, 1993). Consequentemente, estruturas complexas são formadas em seus arredores.

As estrelas massivas evoluídas povoam a parte superior do diagrama Hertzsprung-Russell (diagrama H-R). Esse diagrama é um gráfico que mostra a relação entre a luminosidade (ou magnitude absoluta) versus a temperatura efetiva (ou tipo espectral) das estrelas. A posição que determinada estrela ocupa no diagrama H-R pode indicar o seu estágio evolutivo. Na região superior do diagrama encontram-se as Supergigantes Vermelhas e Amarelas, as *Luminous Blue Variables* (LBV), as *Wolf-Rayet* (WR), as *Hipergigantes Amarelas*, as *Supergigantes B[e]* (sgB[e]), entre outros. As posições de alguns desses objetos no diagrama H-R podem ser vistos

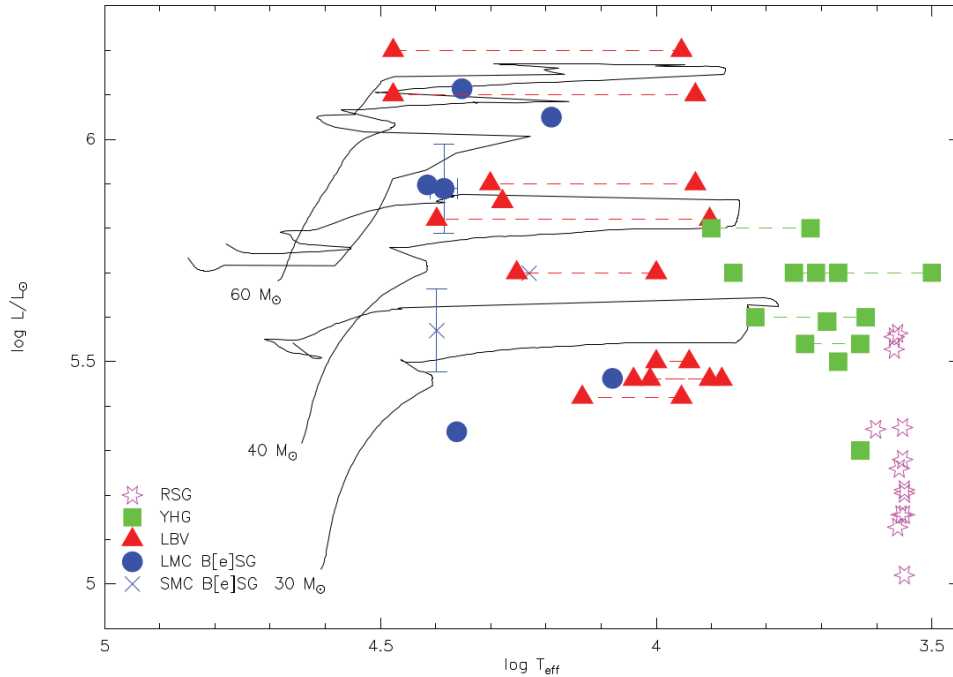


Figura 1.1: Amostra de estrelas sgB[e] de Aret et al. (2012) em comparação com outras estrelas massivas da pós-sequência principal. As LBVs foram retiradas de Humphreys e Davidson (1994) e Groh et al. (2009), as Hipergigantes Amarelas (YHGs) de de Jager (1998) e as Gigantes Vermelhas (RSGs) de Levesque et al. (2005). As linhas pretas são as trajetórias evolutivas para estrelas em rotação com metalicidade da LMC de Meynet e Maeder (2005). As linhas tracejadas representam a transição de um estado de quiescência (um estado mais calmo ou inativo) para uma erupção (um estado mais ativo ou explosivo) nas LBVs. Figura retirada de Aret et al. (2012).

na Fig. 1.1.

As relações evolutivas entre esses tipos de objetos foram o foco de vários estudos (e.g., Schulte-Ladbeck, 1997). Alguns deles, como as sgB[e]s, ainda não possuem um cenário evolutivo claro, porém é possível que elas estejam numa fase evolutiva bem próxima das LBVs. Alguns trabalhos sugerem que as LBVs se originam de estrelas que possuem alta rotação e estão perto do limite de Eddington modificado pela rotação (Lamers, 2006). Neste caso, as sgB[e]s poderiam ser as progenitoras das LBVs (Nota e Lamers, 1997). Existe, porém, um outro cenário em que as LBVs seriam as progenitoras das sgB[e]: quando ocorre a fusão de estrelas num sistema binário, a estrela aumenta de brilho repentinamente, que pode se assemelhar à um *outburst* de LBV, e em seguida, formaria a sgB[e] (Lamers, 2006). Além da luminosidade, outros aspectos diferem as sgB[e]s das LBVs: variabilidade fotométrica, presença de discos, polarização, entre outros. Como tais aspectos estão relacionados apenas ao atual estágio evolutivo, é difícil estabelecer uma conexão evolucionária entre elas (Lamers, 2006).

Exemplos de SEDs (*Spectral Energy Distribution*) de WRs, LBVs e sgB[e]s podem ser vistos na Fig. 1.2. Bonanos et al. (2009) reuniram dados dos catálogos Magellanic Clouds Photometric

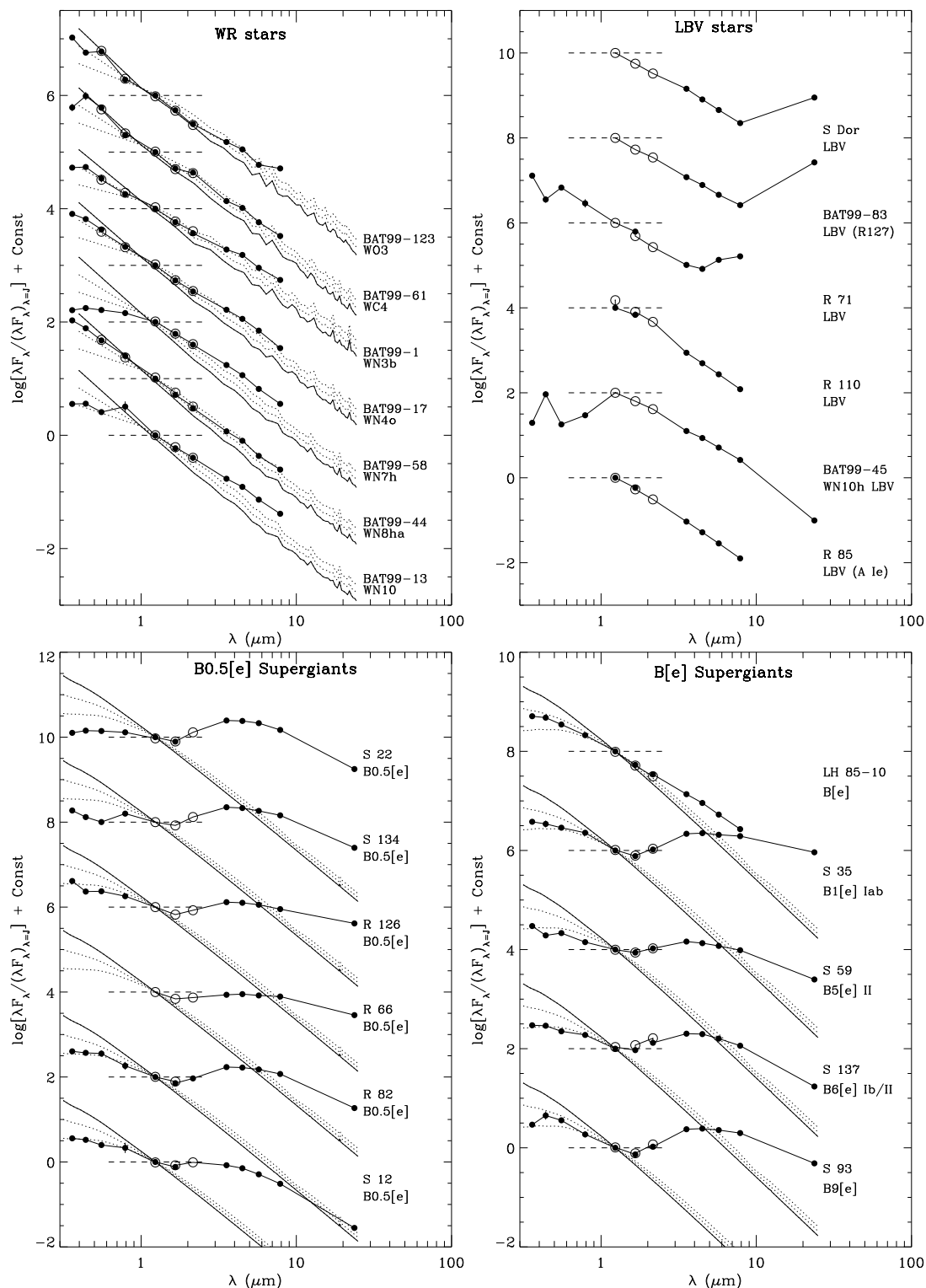


Figura 1.2: Exemplos de SEDs de WRs, LBVs e sgB[e]s. **Círculos preenchidos:** dados dos catálogos MCPS (Zaritsky et al., 2004), IRSF (Kato et al., 2007) e SAGE (Meixner et al., 2006). **Círculos vazios:** dados dos catálogos 2MASS (Skrutskie et al., 2006a) e OGLE (Udalski et al., 2008). **Curvas Pontilhadas e Contínuas:** modelos usando o código TLUSTY (Hubeny, 1988; Hubeny e Lanz, 1995). Os dados de fotometria foram normalizados com seus respectivos fluxos na banda J, cujos valores estão representados pelas retas tracejadas (Bonanos et al., 2009).

Survey - MCPS (Zaritsky et al., 2004), InfraRed Survey Facility - IRSF (Kato et al., 2007), Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution - SAGE (Meixner et al., 2006), Two Micron All Sky Survey - 2MASS (Skrutskie et al., 2006a) e Optical Gravitational Lensing Experiment - OGLE (Udalski et al., 2008) de diversas estrelas massivas e ajustaram modelos conforme mostra a figura. A figura mostra uma característica comum a todas as sgB[e]s, a saber, seu elevado excesso de infravermelho (IR) que origina-se em seus complexos envoltórios circunstelares.

1.1 *Supergigantes B[e]*

O objetivo central desta tese é estudar os envoltórios das intrigantes sgB[e]. Nesta seção descreveremos as características observacionais das sgB[e]s, o modelo proposto para seu envoltório e como ele pode ter sido formado.

1.1.1 *Características Observacionais*

As sgB[e] apresentam o “fenômeno B[e]”, originalmente proposto por Allen e Swings (1976) e posteriormente revisado e redefinido por Zickgraf (1998) e Lamers et al. (1998). Esse fenômeno foi observado em diversas categorias de objetos, incluindo estrelas pré-sequência principal (Herbig Ae/B[e]), estrelas supergigantes (sgB[e]), proto-nebulosas planetárias compactas (cPNB[e]), estrelas simbióticas (SymB[e]) e alguns objetos não classificados (Lamers et al., 1998). De acordo com Lamers et al. (1998), o fenômeno B[e] se caracteriza por linhas intensas de Balmer em emissão, linhas de emissão permitidas de baixa excitação de metais pouco ionizados, linhas proibidas em emissão e um forte excesso no infravermelho (Fig. 1.2). Adicionalmente, em algumas sgB[e]s, foram observadas bandas de monóxido de carbono (CO), óxido de silício (SiO) e óxido de titânio (TiO) (Kraus, 2019). Essas características são atribuídas a um envoltório circunstelar formado pelo material ejetado pela estrela.

Um número significativo de sgB[e]s apresentam polarização intrínseca (Magalhães, 1992; Schulte-Ladbeck et al., 1993; Schulte-Ladbeck e Clayton, 1993; Magalhães et al., 2006; Melgarejo et al., 2001; Seriacopi et al., 2017). Isso é um indicativo que seu envoltório não possui simetria esférica.

1.1.2 *Modelo e formação do envoltório*

Zickgraf et al. (1985) sugeriram um modelo para o envoltório circunstelar das sgB[e] que

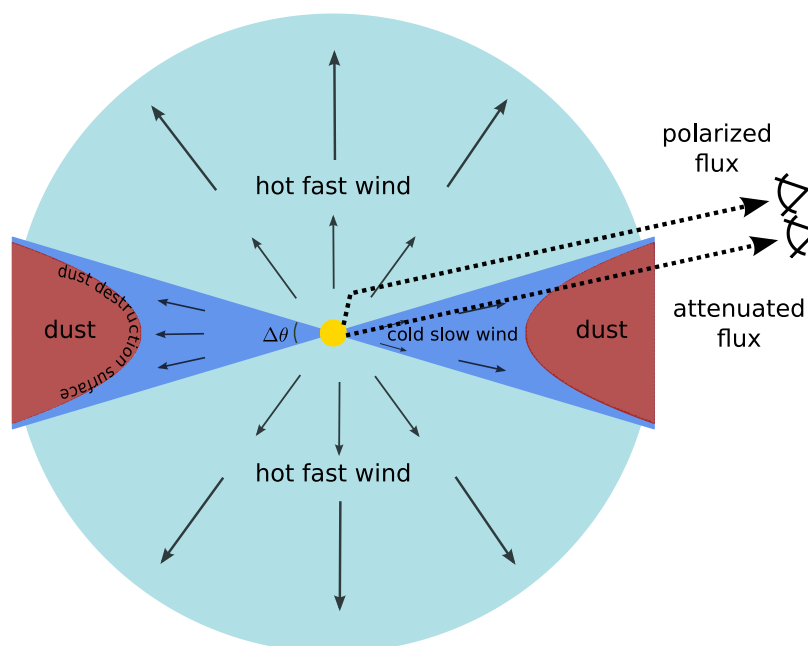


Figura 1.3: Figura baseada em Zickgraf et al. (1985). Representação esquemática do modelo do vento de duas componentes, mostrando o fluxo equatorial lento e denso (azul escuro) onde a poeira pode se formar (vermelho), e o vento polar rápido (azul claro).

consiste em um vento de duas componentes: um vento quente e rápido na região polar e um vento frio e lento na região equatorial. A Fig. 1.3 representa esquematicamente o modelo proposto.

Zickgraf et al. (1985) propuseram esse modelo baseado em observações fotométricas e espectroscópicas da sgB[e] R126. Dessa forma, nos pólos serão originadas as linhas ressonantes em absorção, indicando a existência de um vento com alta velocidade ($v_{max} \approx 1800$ km/s), e na região equatorial, por sua vez, ocorrerá a formação das linhas estreitas em emissão ($v \approx 15$ km/s) e a condensação de grãos de poeira, gerando um excesso no IR.

Acredita-se que exista uma zona de transição entre o gás atômico (na parte interna do disco equatorial denso) e a poeira (localizada na parte externa), que serve como local para a formação de moléculas (Kraus, 2019). O gás atômico, por ser muito denso, atua como uma barreira contra a intensa radiação ultravioleta (UV) emitida pela estrela central, permitindo a formação das moléculas. Kraus (2019) destaca que o CO, sendo uma molécula altamente estável, indica o limite interno do disco molecular em termos de sua formação e emissão.

Foram propostas várias explicações para o vento de duas componentes descrito acima, que envolvem taxas de perda de massa assimétricas variando com a latitude. Pauldrach e Puls (1990)

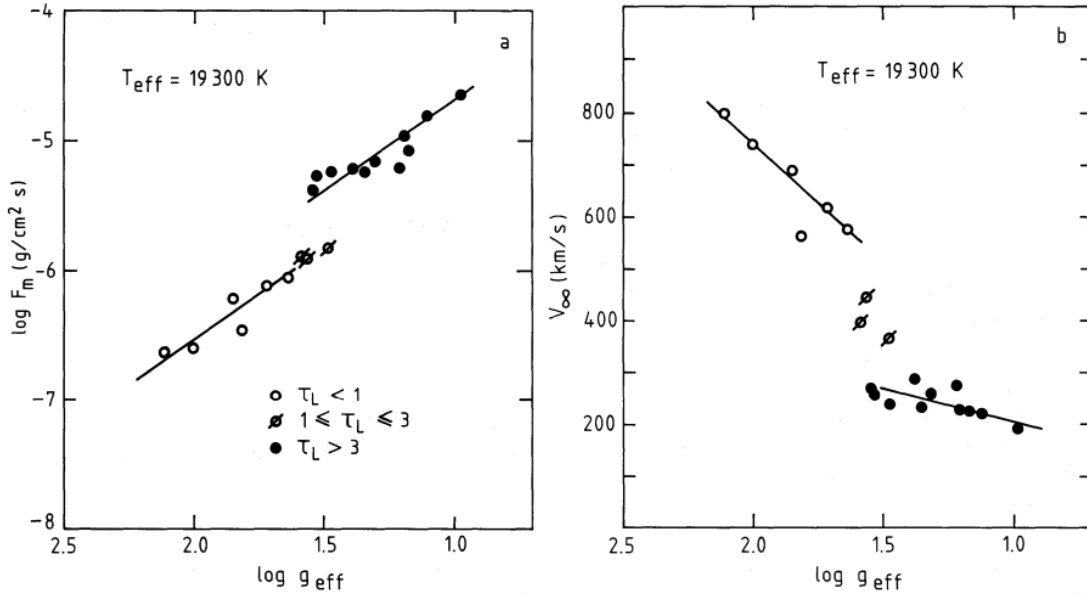


Figura 1.4: Esquerda: fluxo de massa como função de $\log g_{\text{eff}}$ para modelos com $T_{\text{eff}} = 19300 \text{ K}$. Direita: velocidade terminal do vento desses modelos. O *bi-stability jump* ocorre em $g_{\text{eff}} \approx 1.5$ (Lamers e Pauldrach, 1991b).

e Lamers e Pauldrach (1991a) explicaram a formação dos discos em estrelas de tipo B, com rotação, por meio do mecanismo de *bi-estabilidade* dos ventos impulsionados por radiação. Esse mecanismo consiste em uma descontinuidade na taxa de perda de massa e na velocidade do vento para um determinado valor de gravidade efetiva, o que poderia explicar a diferença entre as densidades do material circunstelar no polo e no equador. A Fig. 1.4 mostra o *bi-stability jump* proveniente dos modelos desenvolvidos por Lamers e Pauldrach (1991b) na forma de descontinuidades no fluxo de massa e velocidade terminal próximo a $g_{\text{eff}} \approx 1.5$.

Segundo Lamers e Pauldrach (1991b), esse salto é devido à mudança da profundidade óptica do vento no contínuo de Lyman de $\tau \lesssim 1$ para $\tau \gtrsim 3$. Quando a gravidade efetiva diminui, a uma temperatura efetiva constante, a taxa de perda de massa aumenta e a velocidade do vento diminui. Chega um momento que o vento se torna tão opticamente espesso no contínuo de Lyman, que os íons que dirigem o vento através da pressão de radiação de linha mudam para estágios de ionização mais baixos. Ou seja, a contribuição da pressão de radiação de linha muda de linhas de ionização altas no contínuo de Lyman para linhas de ionização mais baixas no contínuo de Balmer. Esse fenômeno gera um aumento na taxa de perda de massa e uma diminuição da velocidade que, por sua vez, aumenta a densidade do vento drasticamente (Lamers e Pauldrach, 1991b).

Outra possível explicação para o vento de duas componentes foi desenvolvida por Bjorkman e

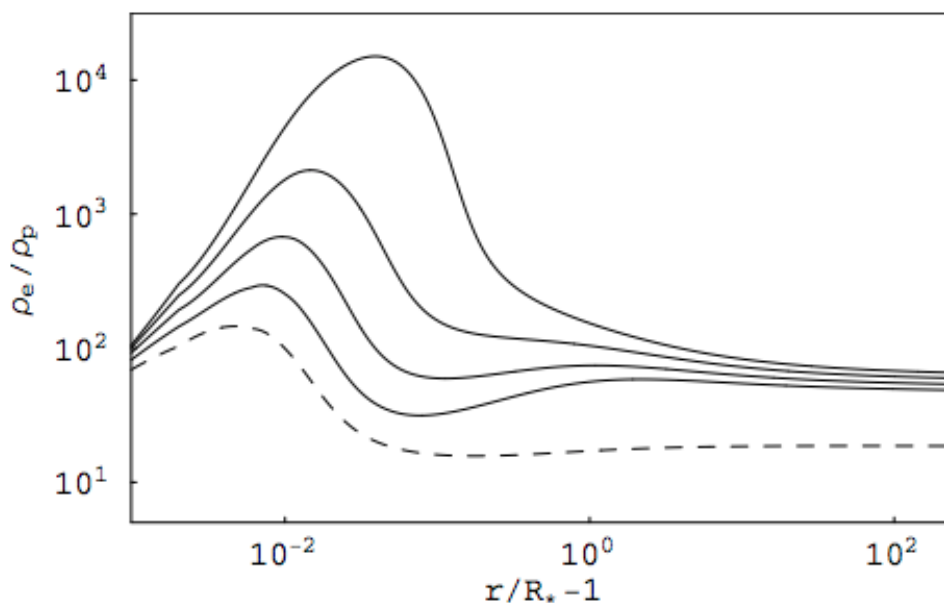


Figura 1.5: Contraste de densidade. Linha tracejada: $\Omega = 0.6$. Linhas contínuas: $\Omega = 0.7, 0.8, 0.9, 0.99$. Quanto maior o Ω , maior o contraste de densidade (Curé et al., 2005).

Cassinelli (1993). Eles mostraram que é possível obter, sob certas circunstâncias e aproximações, uma solução que permite a formação de um disco equatorial denso em torno de estrelas em rotação devido à confinamento de pressão de choque pelo vento. No entanto, Owocki et al. (1998) mostraram que esses modelos podem, na verdade, gerar efeitos reversos, como concentrações polares.

Curé et al. (2005) fizeram modelos de ventos radiativos para uma sgB[e] com alta rotação assumindo mudanças nos parâmetros de força de linha ocasionadas pelo *bi-stability jump*, com o objetivo de investigar a formação do envoltório circunstelar. Eles resolveram a equação não linear do momento do vento¹ para o pólo e o equador² considerando duas soluções: a *rápida*, que utiliza valores de $\Omega = v_{rot}/v_{crit} = 0.6^3$, e a *lenta*, que emprega velocidades de rotação maiores. Eles concluíram que um disco equatorial com alta densidade é formado para altos valores de velocidade de rotação (Fig. 1.5). Em outras palavras, ao utilizar a solução rápida para as regiões polares e a solução lenta para a região equatorial, eles obtiveram com sucesso um contraste de densidade de aproximadamente 100 entre as regiões equatoriais e polares, mostrando que é possível a formação de um disco de alta densidade.

¹ estudo teórico desenvolvido no trabalho de Castor et al. (1975) e posteriormente modificado por Friend e Abbott (1986) e Pauldrach et al. (1986).

² Os detalhes dos cálculos podem ser vistos em Curé (2004).

³ Onde v_{rot} é a velocidade de rotação e v_{crit} é velocidade crítica de rotação.

Por outro lado, Maravelias et al. (2018) realizaram um estudo demonstrando que, ao combinar observações espectroscópicas do óptico e IR, é possível inferir que o material está concentrado em múltiplos anéis em órbitas keplerianas estáveis. Essa descoberta desafia a possibilidade de um cenário de outflow, sugerindo, em vez disso, um cenário em que o material está organizado em anéis distintos.

Seguindo a ideia de um vento bimodal, Carciofi et al. (2010) propuseram um modelo paramétrico do envoltório de IRAS 00470+6429, uma estrela galáctica do tipo FS CMa que apresenta o fenômeno B[e] e uma estrutura semelhante à das sgB[e] (ver Sec. 2.7). É válido ressaltar que se trata de um modelo ad hoc, onde os perfis radiais de velocidade foram inspirados em Castor et al. (1975) e os de densidade em Wood et al. (1996b). Esse modelo mostrou-se uma ferramenta útil para caracterizar alguns parâmetros do envoltório tais como velocidades terminais, densidade do material do polo comparado ao equador, ângulos de abertura, entre outros.

Concluimos, portanto, que embora existam estudos nessa área ainda não há uma descrição completa e realista do envoltório de estrelas sgB[e], a partir de um bom modelo físico.

1.2 *Objetivo da tese*

Primeiramente, analisamos dados polarimétricos nos filtros *BVRI* de sete sgB[e], e apresentamos estimativas da polarização interestelar na direção dessas estrelas. Posteriormente, modelamos a sgB[e] RMC 82 utilizando o código HDUST, que utiliza o Método de Monte Carlo para a transferência radiativa, e comparamos com observações espectropolarimétricas e fotométricas. Para isso, usamos o modelo de Carciofi et al. (2010). Um passo além neste estudo foi o emprego de uma grande grade de modelos, combinada com ferramentas estatísticas modernas para a inferência das densidades de probabilidades de cada parâmetro.

1.3 *Organização da tese*

A tese está estruturada da seguinte maneira:

- Capítulo 2: Breve introdução das seguintes ferramentas teóricas e observacionais: polarização da luz; parâmetros de Stokes; mecanismos de polarização; polarização interestelar; modelo adotado; informações sobre a RMC 82; código HDUST e código EMCEE.

-
- Capítulo 3: Descrição do instrumento utilizado para obter dados de polarimetria de imagem; como foi feita a redução dos dados; resultados e análises da polarização intrínseca e interestelar de sete $sgB[e]$.
 - Capítulo 4: Descrição da grade de modelos calculada para RMC 82 e apresentação dos resultados da análise estatística dos modelos usando o EMCEE.
 - Capítulo 5: Conclusões e perspectivas.

Ferramentas Observacionais e Teóricas

Neste capítulo faremos uma breve introdução das principais ferramentas observacionais e teóricas que utilizamos ao longo do trabalho, que foram: parâmetros de Stokes; mecanismos de polarização; polarimetria e espectropolarimetria como ferramentas de diagnósticos; polarização interestelar (ISP); informações sobre a RMC 82; descrição do modelo adotado; código HDUST e código EMCEE.

2.1 *Parâmetros de Stokes*

A radiação de uma estrela, a uma grande distância, pode ser descrita como uma combinação de ondas planas monocromáticas. Essas ondas podem ser polarizadas quando os vetores dos campos elétricos e magnéticos oscilam numa direção preferencial em relação à direção de propagação (Hecht, 2002).

Uma onda eletromagnética que se propaga na direção z pode ter o campo elétrico \vec{E} e suas componentes descritos da seguinte forma, pela combinação de duas componentes (Hecht, 2002):

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t), \quad (2.1)$$

$$\vec{E}(z, t) = E_1 \cos(kz - \omega t) \hat{i} + E_2 \cos(kz - \omega t + \delta) \hat{j}, \quad (2.2)$$

onde k é o vetor de onda, ω a velocidade angular e δ a fase entre as duas amplitudes.

Quando a fase δ é igual a 0 ou um múltiplo inteiro de $\pm 2\pi$ a onda será **linearmente polarizada** (caso (a) da Fig. 2.1). Quando δ é igual a um múltiplo inteiro de $\pm \pi$ a onda também será **linearmente polarizada**, entretanto, o plano de vibração estará rotacionado em relação ao caso anterior. Se as duas amplitudes das componentes forem iguais ($E_1 = E_2$) e $\delta = -\pi/2 + 2n\pi$ (onde

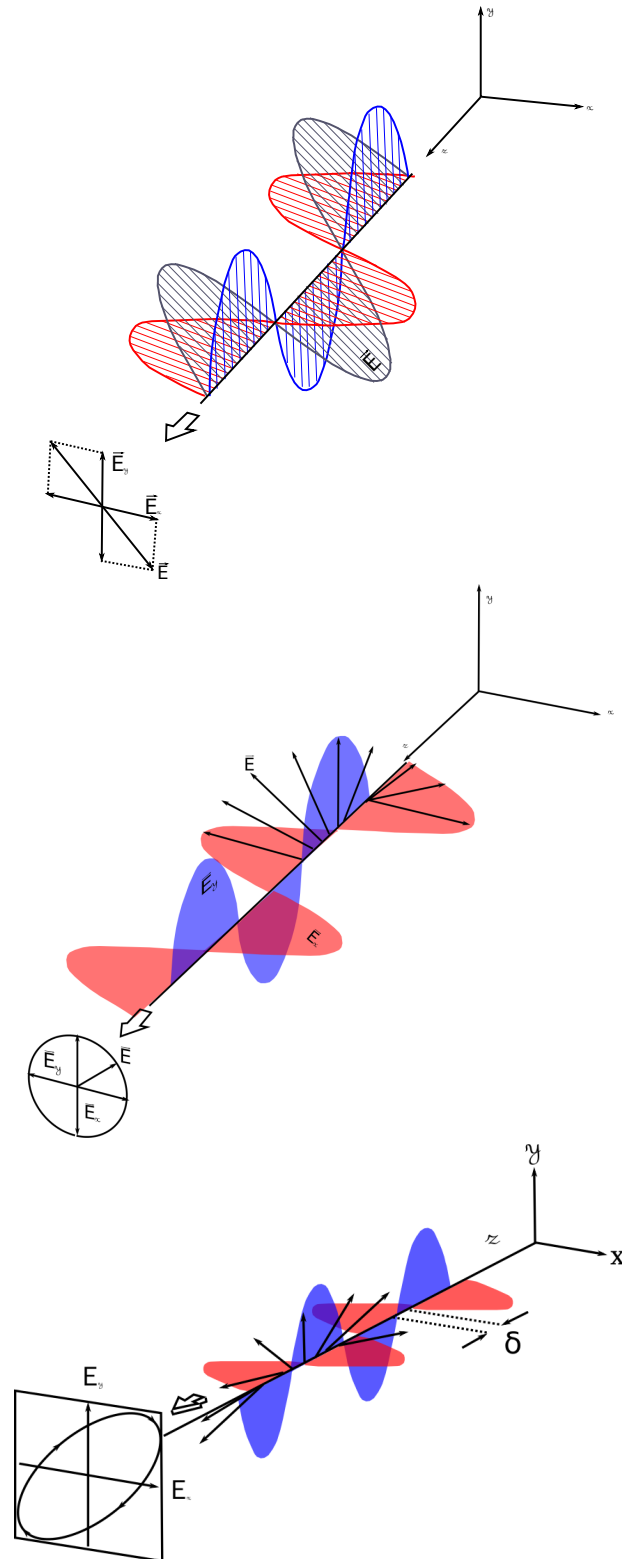


Figura 2.1: Representação dos estados de polarização. Caso (a), primeiro painel: polarização linear. Caso (b), segundo painel: polarização circular. Caso (c), terceiro painel: polarização elíptica. As figuras (a) e (b) foram adaptadas de Hecht (2002) e a (c) foi adaptada de Fujiwara (2007).

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), a onda será **circularmente polarizada para a direita** (caso (b) da Fig. 2.1) e, se $\delta = \pi/2 + 2n\pi$, a onda será **circularmente polarizada para a esquerda**. Caso δ possua qualquer outro valor, a onda será **elípticamente polarizada** (caso (c) da Fig. 2.1). Na verdade, os casos de polarização linear e circular são casos particulares da polarização elíptica.

Stokes (1851) definiu o estado de polarização da onda por meio de quatro parâmetros que levam o seu nome (**Parâmetros de Stokes**). De acordo com a geometria apresentada na Fig. 2.2, eles podem ser escritos da seguinte forma:

$$I = E_a^2 + E_b^2 = E_1^2 + E_2^2, \quad (2.3)$$

$$Q = I \cos(2\chi) \cos(2\psi) = E_1^2 - E_2^2, \quad (2.4)$$

$$U = I \cos(2\chi) \sin(2\psi) = 2E_1^2 E_2^2 \cos \delta, \quad (2.5)$$

$$V = I \sin(2\chi) = 2E_1^2 E_2^2 \sin \delta. \quad (2.6)$$

onde χ e ψ são os ângulos esquematizados na Fig. 2.2. E com isso, é possível verificar que:

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \quad (2.7)$$

Essas soluções são válidas apenas para uma composição de duas ondas ortogonais com uma diferença de fase (δ), e neste caso, a onda é totalmente polarizada. Na realidade, porém, observamos um feixe de luz em um determinado intervalo de frequência. Sendo assim, medimos as médias no tempo das Eqs. 2.3 a 2.6, ou seja (Curso de Processos Radiativos de 2013¹):

$$I = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle, \quad (2.8)$$

$$Q = \langle E_1^2 \rangle - \langle E_2^2 \rangle, \quad (2.9)$$

$$U = 2 \langle E_1^2 E_2^2 \cos \delta \rangle, \quad (2.10)$$

$$V = 2 \langle E_1^2 E_2^2 \sin \delta \rangle. \quad (2.11)$$

Para um feixe de luz usual (primeira matriz), podemos separar as componentes dos fluxos polarizado (segunda matriz) e não polarizado (terceira matriz), isto é:

¹ <ftp://astroweb.iag.usp.br/pub/mario/Talks/aga5731>

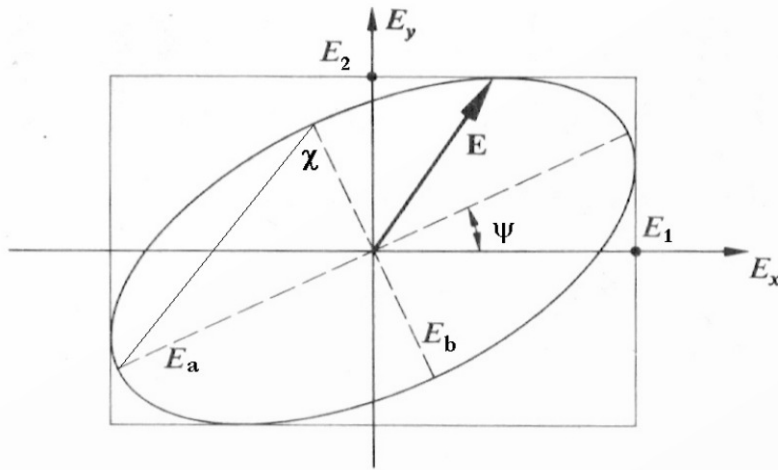


Figura 2.2: Representação geométrica do campo elétrico E de uma onda elipticamente polarizada. Fonte: Magalhães, A. M. (Curso de Processos Radiativos de 2013¹).

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

Os parâmetros de Stokes podem ser interpretados como somas e diferenças entre as componentes dos vetores de polarização em determinadas direções, da seguinte forma:

$$I = \uparrow + \leftrightarrow, \quad (2.13)$$

$$Q = \uparrow - \leftrightarrow, \quad (2.14)$$

$$U = \nearrow - \searrow, \quad (2.15)$$

$$V = \cup - \cup. \quad (2.16)$$

Os parâmetros Q e U definem a polarização linear e o parâmetro V , a polarização circular. O parâmetro I representa o fluxo total.

2.1.1 Medindo a polarização linear

É possível obter os parâmetros Q e U usando um analisador simples (como um polarizador ou prisma de calcita) para obter as imagens, conforme esquematizado na Fig. 2.3. Neste caso, a

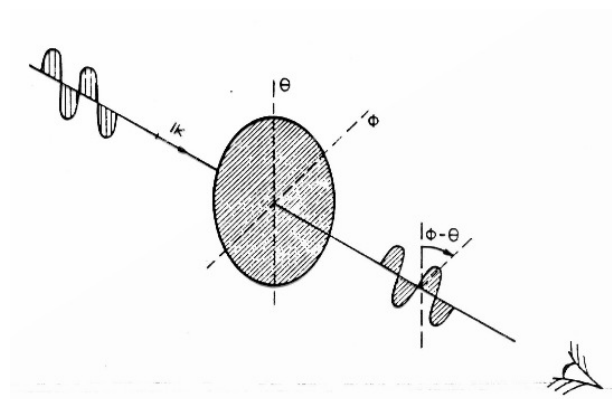


Figura 2.3: Representação da polarização linear usando um analisador simples (como um polarizador ou prisma de calcita). Fonte: Magalhães, A. M. (Curso de Processos Radiativos de 2013²).

intensidade observada será (Magalhães, 1979):

$$I(\phi) = \frac{1}{2}I_0[1 + p \cos 2(\phi - \theta)] = \frac{1}{2}[I_0 + Q \cos(2\phi) + U \sin(2\phi)], \quad (2.17)$$

onde $p = P/I_0$.

Dessa forma, basta orientar o analisador nos ângulos 0° e 90° para obter o parâmetro Q e, orientar nos ângulos 45° e 135° para obter o parâmetro U (Magalhães, 2012).

Uma maneira de evitar que o equipamento gire em grandes ângulos é usar uma lâmina que retarda a luz incidente em frações do comprimento de onda. Usando uma lâmina retardadora de meia onda seguida de um analisador orientado no ângulo de posição igual a zero, a intensidade ou o fluxo observados ficam (Magalhães, 1979):

$$I(\phi) = \frac{1}{2}[I_0 + Q \cos(4\phi) + U \sin(4\phi)]. \quad (2.18)$$

Variando o ângulo ϕ (Tab. 2.1), os parâmetros Q e U podem ser obtidos a partir das relações:

$$Q = I(0^\circ) - I(45^\circ), \quad (2.19)$$

$$U = I(22.5^\circ) - I(67.5^\circ). \quad (2.20)$$

Desta forma, para se obter Q e U , são necessárias no mínimo 4 posições diferentes da lâmina retardadora. Por fim, a polarização linear (P) e o ângulo de polarização (θ) podem ser obtidos com os valores de Q e U :

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2}, \quad (2.21)$$

ϕ	I
0°	$\frac{1}{2}[I_0 + Q]$
22.5°	$\frac{1}{2}[I_0 + U]$
45°	$\frac{1}{2}[I_0 - Q]$
67.5°	$\frac{1}{2}[I_0 - U]$

Tabela 2.1 - Intensidades para diferente valores de ϕ .

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q}. \quad (2.22)$$

Para obter o parâmetro V , que é uma medida da polarização circular, é necessário utilizar uma lâmina retardadora de um quarto de onda (Magalhães, 1979).

2.2 Mecanismos de Polarização

Os principais mecanismos de polarização que podem acontecer nos envelopes das $sgB[e]s$ são os espalhamentos gerados por átomos e moléculas, chamado de **espalhamento Rayleigh**; os gerados por grãos de poeira, que é o **espalhamento Mie**; e os gerados por elétrons livres, conhecido como **espalhamento Thomson**.

No caso do espalhamento Thomson, a radiação resultante se torna polarizada perpendicularmente ao plano de espalhamento (plano que contém a radiação incidente e espalhada) pois a componente paralela ao plano sofre uma redução de $\cos \chi$, que é o ângulo de espalhamento, enquanto a componente perpendicular não sofre alterações (Wood et al., 1996b,a). A Fig. 2.4 mostra uma representação do espalhamento Thomson.

O grau de polarização linear da luz espalhada é dada pela Eq. 2.23 (Wood et al., 1996b,a). Se forem considerados espalhamentos múltiplos em um único plano de espalhamento, a componente paralela fica cada vez menor, e a componente perpendicular permanece inalterada.

$$p = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = \frac{1 - \cos^2 \chi}{1 + \cos^2 \chi}. \quad (2.23)$$

Esse tipo de espalhamento não gera polarização circular, ela ocorre somente se existir uma diferença de fase entre as amplitudes dos campos elétricos, como mencionado na Sec. 2.1. A polarização circular ocorre, por exemplo, no meio interestelar pela rotação Faraday, espalhamento pela poeira ou em um espalhamento com presença de campo magnético (Wood et al., 1996b).

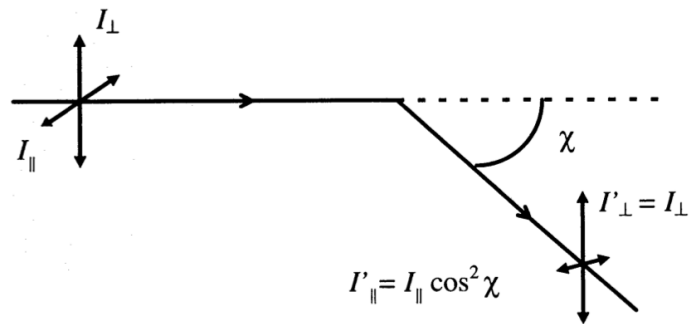


Figura 2.4: Representação do espalhamento Thomson. Figura retirada de Wood et al. (1996b).

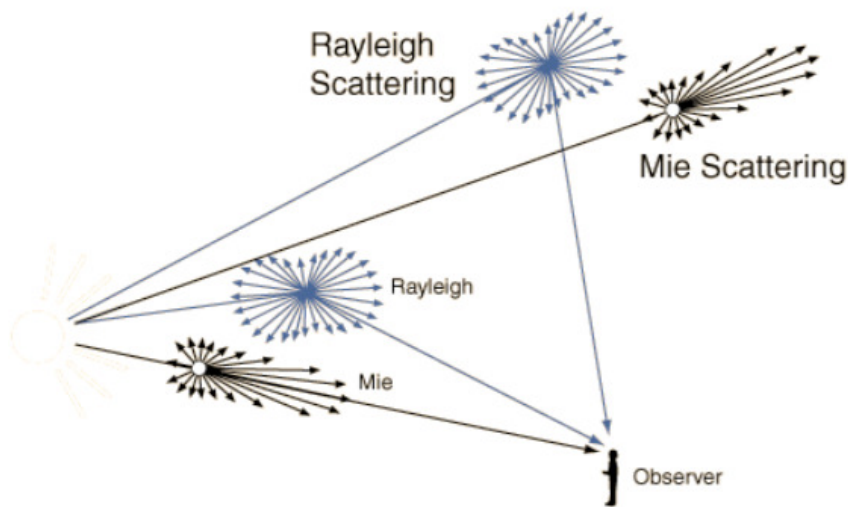


Figura 2.5: Representação do espalhamento Rayleigh e Mie. Figura retirada de Nave (2023).

O espalhamento Rayleigh pode ser encarado da mesma maneira, porém considerando como agentes espalhadores átomos e moléculas que funcionam como dipolos elétricos. A seção de choque do espalhamento Rayleigh, diferentemente do espalhamento Thomson, depende do comprimento de onda da luz incidente. O espalhamento Rayleigh ocorre quando os tamanhos das partículas são muito menores que o comprimento de onda da luz incidente.

O espalhamento Mie acontece quando a luz é espalhada por grãos de poeira. A Fig. 2.5 mostra uma representação dos espalhamentos Rayleigh e Mie. Os vetores em azul e preto representam as funções de fase de espalhamentos, isto é, a fração da radiação incidente espalhada em cada direção. A função de fase para o espalhamento Rayleigh, além de depender do comprimento de onda da radiação incidente, é proporcional à $(1 + \cos^2 \theta)$. Dessa forma, a intensidade será menor para $\theta = 90^\circ$ e $\theta = 270^\circ$, tomando a forma apresentada na Fig. 2.5. Já a função de fase do

espalhamento Mie é bem complexa (e.g., Magalhães et al., 2015), e depende da relação entre o tamanho da partícula e o comprimento de onda da radiação incidente e da composição química da partícula. Quanto maior o tamanho da partícula em relação ao comprimento de onda da radiação incidente, mais importante é o espalhamento frontal, como também pode ser visto na Fig. 2.5.

2.3 Polarimetria e espectropolarimetria como ferramentas de diagnósticos

Uma maneira de estudar a estrutura dos envoltórios das sgB[e]s é por intermédio da polarização da luz. Conforme mencionado anteriormente, como o envoltório não é esféricamente simétrico a luz espalhada pode ocasionar uma polarização líquida observável (Magalhães, 1992; Schulte-Ladbeck et al., 1993; Schulte-Ladbeck e Clayton, 1993; Magalhães et al., 2006; Melgarejo et al., 2001; Seriacopi et al., 2017). A polarimetria e a espectropolarimetria são ferramentas poderosas para investigar essas estruturas, e seu potencial diagnóstico tem sido amplamente demonstrado para vários tipos de objetos (por exemplo, estrelas Be – Wood et al. 1997; Haubois et al. 2014, estrelas WRs – Rodrigues e Magalhães 2000, estrelas massivas magnéticas – Wade et al. 2016; Carciofi et al. 2013). A polarimetria pode fornecer informações sobre a densidade e geometria do envelope, bem como sua posição projetada no céu. Na Fig. 2.6 vemos a representação da geometria de uma estrela com um disco equatorial e axissimétrico, ilustrando, por extremos, como a polarização líquida depende da orientação do disco. Na imagem superior, o disco é visto de cima, com o ângulo de inclinação em relação à linha de visada $i = 0^\circ$. Na imagem inferior o disco é visto de lado, com $i = 90^\circ$. Flechas duplas indicam a direção de vibração do campo elétrico da luz das estrelas espalhadas no disco. Para o caso do disco visto de cima, ocorre o cancelamento dos vetores e a polarização é zero. Quando o disco é visto de lado não há cancelamento, então a polarização observada é não nula.

Uma propriedade fascinante das observações espectropolarimétricas é que, sob certas circunstâncias, elas podem revelar partes do objeto estudado que, de outra forma, estariam completamente ocultas. Isso é ilustrado na representação esquemática do modelo de vento de duas componentes na Fig. 1.3. Dependendo do ângulo da linha de visada, o fluxo emergente das regiões internas do vento pode estar completamente ou parcialmente obscurecidas pela camada de poeira. No entanto, a luz das regiões internas pode ser espalhada pelo vento polar e redirecionada em direção ao observador. Portanto, o fluxo espalhado (que é o fluxo total multiplicado pelo nível de polarização) indica a estrutura interna do envelope *vista pelo meio espalhador*.

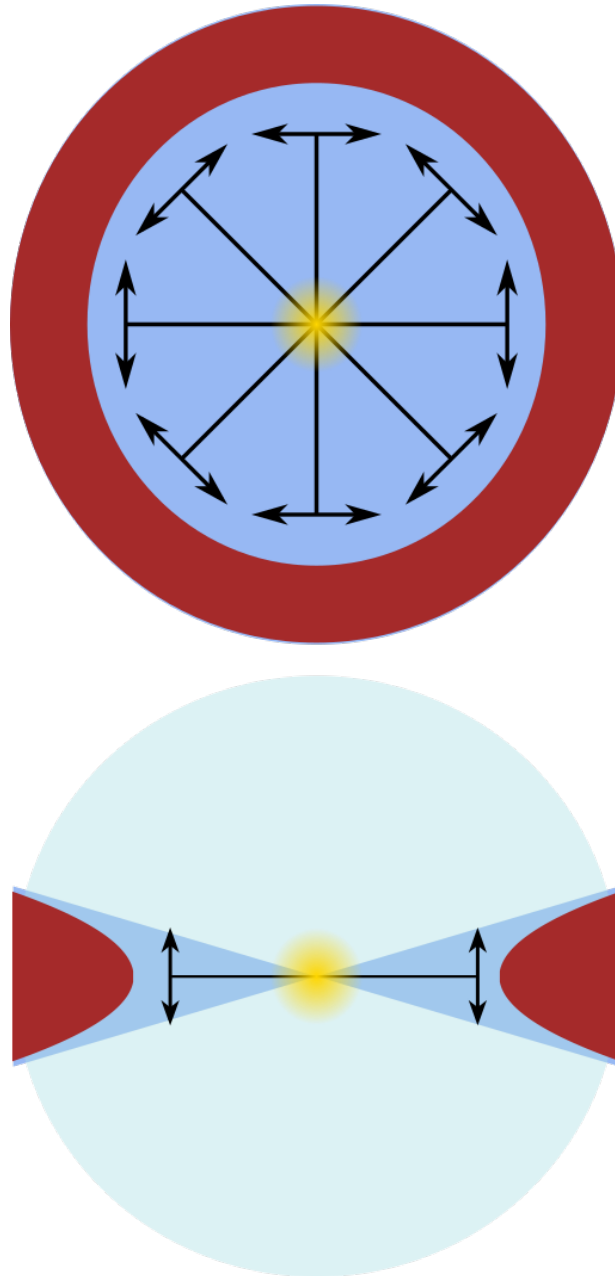


Figura 2.6: Geometria de uma estrela com disco. Figura superior: disco visto de cima, com o ângulo de inclinação em relação à linha de visada $i = 0^\circ$. Figura inferior: disco visto de lado, com $i = 90^\circ$. Flechas duplas indicam a direção de vibração do campo elétrico da luz das estrelas espalhadas no disco. Figura adaptada de McDavid (2001).

Esse fenômeno foi reportado por Magalhães et al. (2006) e Seriacopi (2015) para a RMC 82. A Fig. 2.7 mostra o fluxo polarizado para $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$ dos dados de Magalhães et al. (2006) e Seriacopi (2015). Embora não aconteça em $H\alpha$, há indicações da presença de um perfil P Cygni em $H\beta$, e isso se torna mais proeminente na linha $H\gamma$. Os perfis P Cygni indicam uma região em expansão. Ou seja, a informação fornecida pelo fluxo polarizado nos revela a estrutura da velocidade nas regiões mais internas do envelope (Magalhães et al., 2006), e isso não estaria

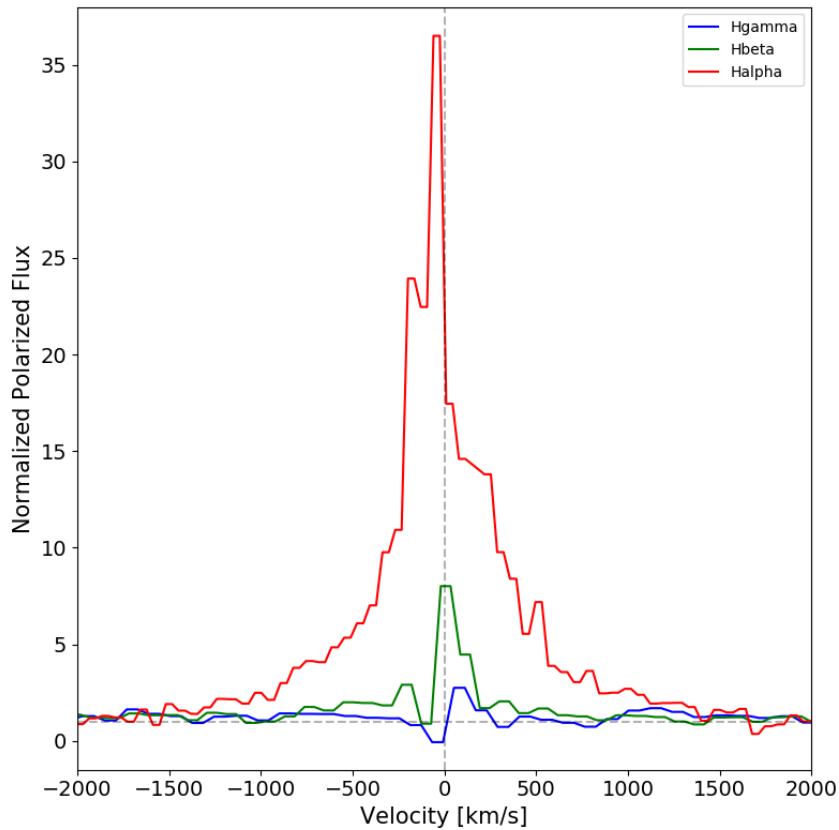


Figura 2.7: Fluxo polarizado do ESO/FORS para a RMC 82 na vizinhança de $H\alpha$ (vermelho), $H\beta$ (verde) e $H\gamma$ (azul). Os dados foram binados a cada dois pontos para aumentar o sinal ruído.

disponível apenas a partir de observações espectroscópicas.

Além disso, estudar diagramas QU através das linhas informam a geometria do disco (Vink et al., 2005; Pereyra et al., 2009a). O trabalho de Vink et al. (2005) mostrou os resultados esperados da polarização (Pol), ângulo de polarização (PA) e diagrama QU através de linhas, em três casos distintos (Fig. 2.8). O caso a) trata-se de uma estrela com um envelope de gás circunstelar emitindo $H\alpha$ em um grande volume: a polarização diminui na linha, o ângulo de polarização se mantém constante e ocorre um deslocamento linear no diagrama QU . O caso b) considera que a emissão $H\alpha$ provém de uma região mais compacta que o caso a) e um disco que possui rotação. A polarização também diminui na linha e o ângulo de polarização varia. Isto se deve à ocultação da fonte no disco que remove diferentes componentes dos parâmetros de Stokes na parte mais para o azul e vermelha da linha, gerando assim, um “looping” no diagrama QU . Por fim, o caso c) trata-se de uma fonte que possui um envelope com simetria esférica: não há mudanças na polarização e nem no ângulo de polarização.

Vamos analisar um exemplo real, da RMC 82, realizado por Seriacopi (2015) e Seriacopi et al.

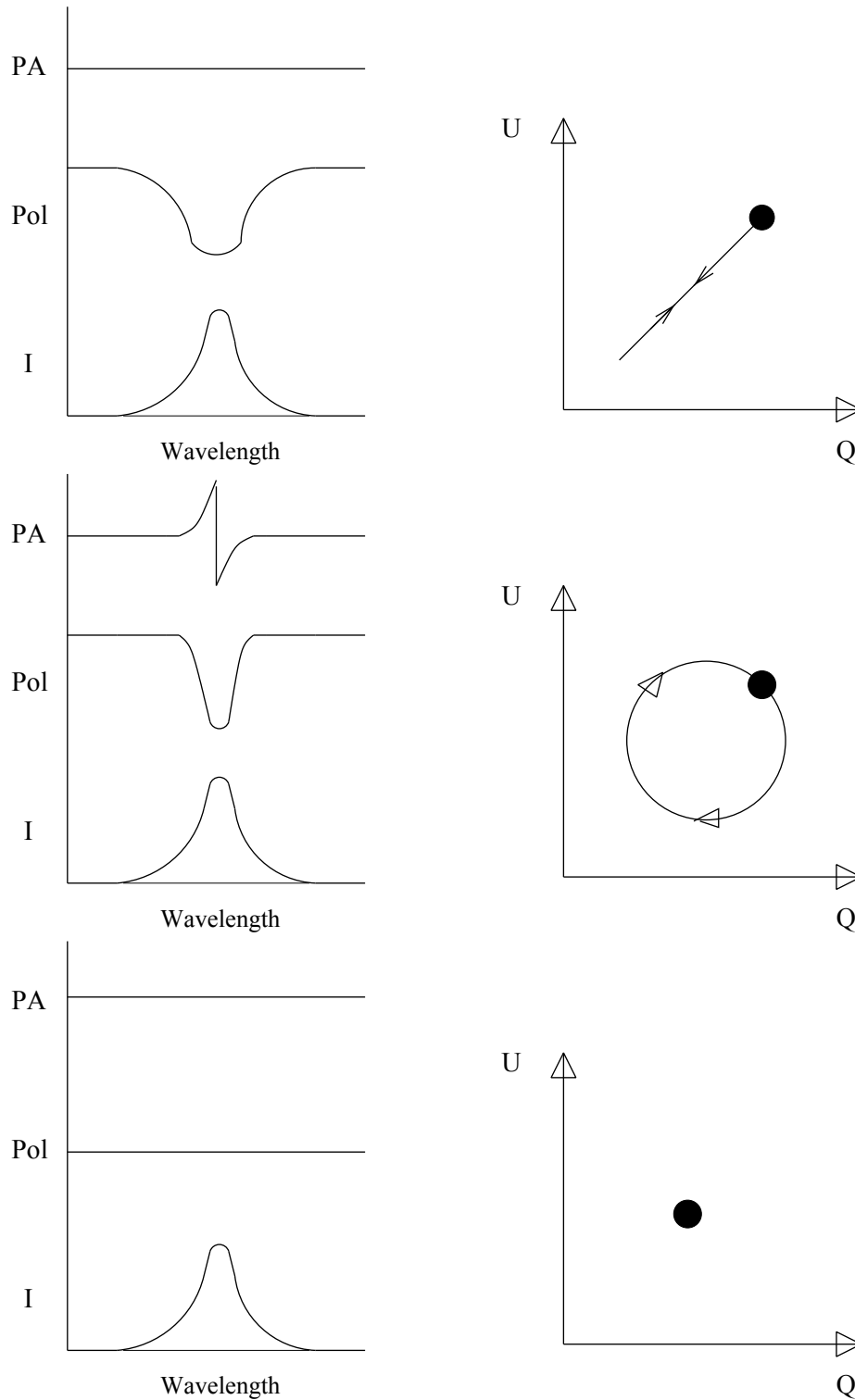


Figura 2.8: Representações dos resultados de espectropolarimetria através das linhas (Vink et al., 2002). Caso (a), primeiro painel: Despolarização ao longo de $H\alpha$ em uma estrela com um envelope de gás circunstelar. Caso (b), segundo painel: Fonte compacta de $H\alpha$ com um disco que possui rotação. Caso (c), terceiro painel: Fonte com um envelope esfericamente simétrico.

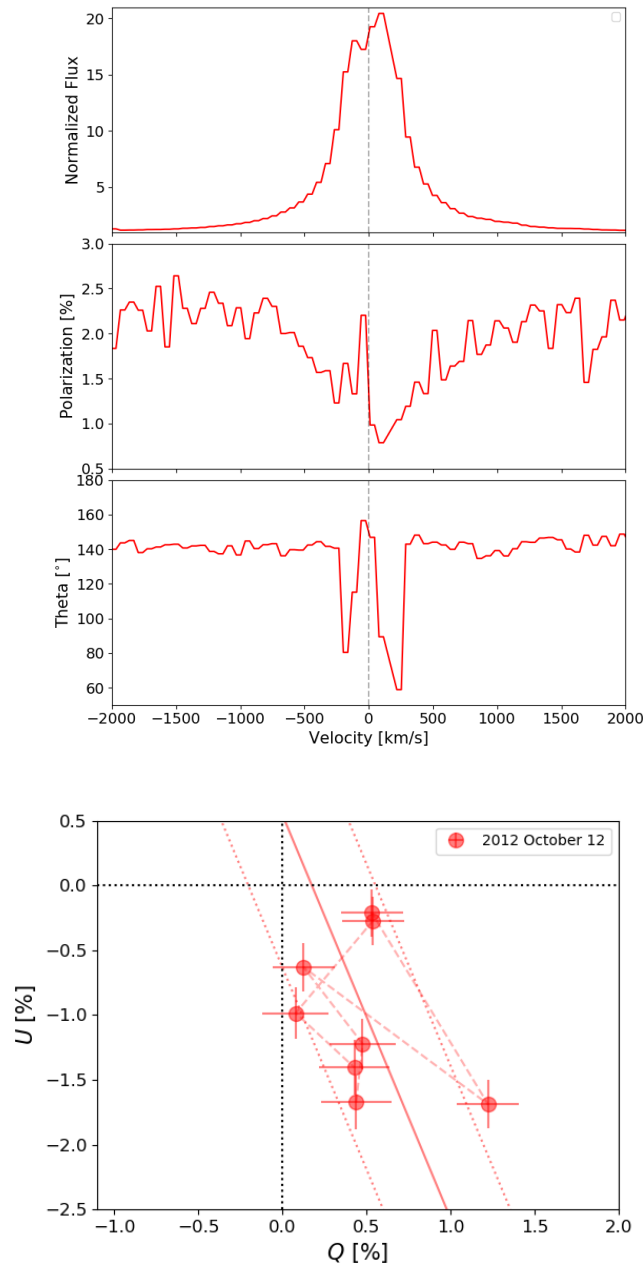


Figura 2.9: Imagem superior: Espectropolarimetria da RMC 82 nas proximidades de $H\alpha$. De cima para baixo: fluxo normalizado no contínuo, polarização e ângulo de polarização. Os dados foram agrupados a cada dois pontos para aumentar a relação sinal/ruído. Imagem inferior: Diagrama QU nas proximidades de $H\alpha$ para RMC 82. Os dados foram agrupados a cada três pontos para aumentar o sinal-ruído. A linha vermelha contínua mostra um ajuste linear por mínimos quadrados. As linhas vermelhas tracejadas são os limites inferiores e superiores do erro do ajuste. A origem do gráfico é representada pelas duas linhas tracejadas em preto.

(2024). O painel superior da Fig. 2.9 mostra o fluxo normalizado, o nível intrínseco de polarização e o ângulo de polarização no entorno da linha $H\alpha$ da RMC 82 (Seriacopi, 2015; Seriacopi et al., 2024). A intensa linha de emissão $H\alpha$ apresenta uma forma larga e aproximadamente simétrica, típica de ventos amplos e densos em expansão (Vink et al., 2002). O painel inferior da Fig. 2.9

mostra o diagrama QU nas proximidades da linha $H\alpha$.

Observamos uma despolarização significativa ao longo da linha. A polarização varia de cerca de 2.5% no contínuo adjacente para menos de 1% no pico de emissão da linha. A explicação para a despolarização é a seguinte: a polarização do contínuo resulta do espalhamento da radiação estelar pelos elétrons livres, principalmente nas partes internas do envoltório onde as densidades são altas. A opacidade do contínuo (no visível, dominada pela ionização ligada-livre do hidrogênio) geralmente tem o efeito de reduzir o nível de polarização do contínuo, adicionando algum grau de absorção pré-espalhamento (Haubois et al., 2014). As linhas de recombinação, como as linhas de hidrogênio, por outro lado, surgem de um volume muito maior do envoltório. Devido a isso, os fótons da linha não serão tão espalhados pelos elétrons livres quanto os fótons estelares. Consequentemente, a polarização da linha terá valores muito menores do que o contínuo adjacente (Vink et al., 2002, 2005; Magalhães, 1992; Magalhães et al., 2006). Curiosamente, o ângulo de polarização também sofre alterações.

O efeito de despolarização é ainda mais evidente no diagrama QU . Conforme mencionado anteriormente, o caso a) do trabalho de Vink et al. (2002) ilustra o caso de despolarização, que causa uma incursão linear no diagrama QU passando pela origem (quando a despolarização se aproxima de 100%, a polarização intrínseca deve ir para zero). Devido a isso, os dados de RMC 82 foram ajustados a uma reta, como mostrado na Fig. 2.9. Embora os dados estejam bastante dispersos, dificultando a conclusão definitiva sobre a forma do caminho no diagrama QU , o ajuste parece passar pela origem. Se isso for verdade, pode indicar que 1) a determinação da polarização interestelar (ver Sec.2.4) está correta, caso contrário, a linha reta não cruzaria a origem, e 2) a região de formação da linha é muito maior do que a região de espalhamento (caso contrário, não seria detectada nenhuma despolarização significativa).

2.4 Polarização intrínseca e interestelar

Para obter a polarização intrínseca das $sgB[e]$ s, devemos levar em conta a polarização do meio interestelar (ISP), causada por grãos de poeira alongados que estão alinhados com o campo magnético local de nossa Galáxia (Hiltner, 1949; Hall, 1949). Uma vez que a ISP é conhecida, ela é subtraída da polarização observada, fornecendo assim a polarização intrínseca (INT):

$$Q = Q_{\text{int}} + Q_{\text{ISP}}, \quad (2.24)$$

$$U = U_{\text{int}} + U_{\text{ISP}}. \quad (2.25)$$

Serkowski (1973) descreveu empiricamente a dependência espectral da ISP para uma determinada linha de visada com dois parâmetros, P_{\max} , a polarização máxima (que está relacionada ao grau de alinhamento dos grãos e à profundidade óptica) e λ_{\max} , o comprimento de onda em que P_{\max} ocorre (que está relacionado ao tamanho típico dos grãos). A função de Serkowski é escrita como:

$$P_{\text{ISP}}(\lambda) = P_{\max} \exp[-k \ln^2(\lambda_{\max}/\lambda)], \quad (2.26)$$

e k é dado por (Wilking et al., 1982):

$$k = (1.86 \pm 0.09)\lambda_{\max} - (0.10 \pm 0.05). \quad (2.27)$$

Um terceiro parâmetro também é necessário, o ângulo de posição da ISP no céu, θ_{ISP} . A partir dele, também podemos obter os parâmetros de Stokes da ISP

$$Q_{\text{ISP}} = P_{\text{ISP}} \cos 2\theta_{\text{ISP}}, \quad (2.28)$$

e

$$U_{\text{ISP}} = P_{\text{ISP}} \sin 2\theta_{\text{ISP}}. \quad (2.29)$$

Para estimar a ISP das sgB[e]s, utilizamos o método das estrelas de campo, cujo procedimento está detalhado no Cap. 4.

2.5 RMC 82: revisão da literatura e dados observacionais

RMC 82, localizada na LMC, é geralmente classificada como uma sgB[e]. Apesar de sua natureza intrigante, poucas pesquisas foram conduzidas sobre esse objeto, resultando em escassez de informações. De acordo com Zickgraf et al. (1986), seu tipo espectral é B2-3, com uma temperatura efetiva estimada de 18 500 K. No entanto, Bonanos et al. (2009) também relataram que o tipo espectral da RMC 82 é B0.5 com um T_{eff} de 25 000 K. Ela é membro da associação estelar LH 35 (Lucke e Hodge, 1970). Zickgraf et al. (1996) forneceram estimativas para seu raio e massa. Um resumo sobre as características físicas de RMC 82 é apresentado na Tab. 2.5.

A Fig. 2.10 mostra o espectro normalizado no óptico para a RMC 82, obtido por Seriacopi (2015), mostrando uma rica variedade de linhas de emissão de várias espécies atômicas e iônicas, de transições proibidas e permitidas. A Tab. 2.3 lista as principais linhas identificadas nos espectros.

Atomo/Íon	Linhas (Å)
H	H α – H η
HeI	4922, 5875, 6678
MgI	6318
[NII]	5754
OI	6153
[OI]	6300
[OII]	7330
SiII	6347, 6371
[CaII]	7291, 7324
FeII	4233, 4523, 4549, 4555, 4584, 4629, 5018, 5169, 5198, 5235, 5275, 5317, 5365, 5536, 6369, 6384, 6417, 6433, 6456, 6491, 6516
[FeII]	4287, 4359, 4414, 4728, 4815
FeIII	4179
[FeIII]	5754

Tabela 2.3 - Principais linhas no óptico para a RMC 82

RMC 82.

A distância da RMC 82 foi assumida como a distância da LMC, que foi obtida a partir do trabalho de Pietrzyński et al. (2013). O valor de $E(B - V)$ foi estimado por Zickgraf et al. (1986) e Bonanos et al. (2009) (Tab. 2.5). Outra estimativa pode ser obtida da seguinte forma: adotando a relação $E(V - I) = 1.38 \times E(B - V)$ de Tammann et al. (2003) e utilizando o avermelhamento médio estimado para os campos do projeto OGLE (Tab. 1 de Skowron et al., 2021), obtemos $E(B - V) = 0.10$.

Utilizamos dados do satélite IUE (Programa ID: OBMCG³) com cobertura espectral de 1150 a 3347 Å. Esses dados do IUE foram obtidos em 1990. Além disso, coletamos dados fotométricos (visíveis e IR) da literatura usando a ferramenta VOSA (Bayo et al., 2008), que inclui dados dos catálogos Tycho-2 (Høg et al., 2000; Ochsenbein et al., 2000), Catálogo DENIS (DENIS Consortium, 2005; Ochsenbein et al., 2000), AKARI/IRC mid-IR all-sky Survey (Ishihara et al., 2010; Murakami et al., 2007; Ochsenbein et al., 2000; Onaka et al., 2007), 2MASS All-Sky Point Source Catalog (Ochsenbein et al., 2000; Skrutskie et al., 2006b) e WISE (Ochsenbein et al., 2000; Wright et al., 2010). Também utilizamos os dados fotométricos de Zickgraf et al. (1986) nas bandas J , H , K , L e M (dados de 1983). Isso nos permitiu obter uma distribuição espectral de energia (SED) da RMC 82 bem amostrada, com dados variando de 1150 a 220883 Å.

³ Disponível em https://archive.stsci.edu/proposal_search.php?id=OBMCG&mission=iue

Também temos dados de espectropolarimetria da RMC 82. Ela foi observada com o instrumento FORS montado no telescópio VLT/UT1 de 8.2 m no Observatório Paranal (ESO) em 2012. Os resultados foram apresentados na dissertação de mestrado (Seriacopi, 2015) e também em Seriacopi et al. (2024). A configuração do instrumento consistiu em uma fenda de 0.7", uma lâmina retardadora de $\lambda/2$, um prisma de Wollaston e dois grismas que têm as seguintes coberturas espectrais: 3600 – 5110 Å e 5750 – 7310 Å. Foi utilizado o detector MIT, que é um mosaico de dois CCDs de 2000×4000 pixels de $15 \mu\text{m}$. Veja Appenzeller et al. (1998) para mais detalhes sobre o instrumento. Para a redução dos dados, utilizamos os *pipelines* fornecidos pelo ESO na plataforma GASGANO⁴. O pipeline fornece correções de *bias*, *overscan*, *trimsection* e *flatfield*, extração de espectros, calibração de comprimento de onda e correção do ângulo de polarização em relação ao comprimento de onda.

Além disso, A. M. Magalhães obteve dados espectropolarimétricos de RMC 82 no Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), nas noites de 12 e 13 de fevereiro de 2009. Foi utilizado o espectrógrafo *R-C* e a câmera *Blue Air Schmidt*. A fenda utilizada foi de 1.2" e o detector foi o CCD *Loral* com pixels de 3000×1000 de $15 \mu\text{m}$, resultando em uma cobertura espectral de 3450 a 7150Å, com resolução espectral de $1.2 \text{ \AA}/\text{pixel}$. Um polarímetro foi montado acima da fenda do espectrógrafo, com a seguinte configuração: lâmina retardadora de $\lambda/2$, calcita e roda de filtros. Para as correções de *bias*, *overscan*, *trimsection*, *flatfield*, extração de espectros e calibração de comprimento de onda e fluxo, utilizamos o procedimento de redução IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) de acordo com Massey et al. (2012). Os cálculos espectropolarimétricos foram feitos com o pacote SPECPOL, escrito em IRAF (Pereyra e Magalhães, 2002, 2004, 2007). O processo de redução inclui uma estrela padrão não polarizada para estimar a polarização instrumental e uma estrela padrão polarizada para calibrar os dados para o sistema equatorial. Esses dados também foram apresentados na dissertação de mestrado (Seriacopi, 2015) e em Seriacopi et al. (2024). Finalmente, também utilizamos observações espectropolarimétricas, de 2002, publicadas por Magalhães et al. (2006).

2.6 Modelo Adotado

Adotamos um modelo de vento de duas componentes para a sgB[e] RMC 82 seguindo o modelo paramétrico formulado por Carciofi et al. (2010). Eles aplicaram o modelo para a estrela

⁴ <ftp://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/fors/fors-pipeline-manual-4.9.pdf>

FS CMa IRAS 00470+6429. Esse modelo foi inspirado em Zickgraf et al. (1985) onde estrelas sgB[e] possuem um fluxo equatorial lento e denso, onde poeira pode se formar, e um vento polar rápido. Como mencionado no Cap. 1, essa configuração pode surgir se a perda de massa for, de alguma forma, acentuada no equador. A representação esquemática deste modelo pode ser observada na Fig. 1.3.

As leis de densidade e velocidades adotadas por Carciofi et al. (2010) para a estrutura bimodal do envelope são explicitadas a seguir. A taxa de perda de massa, por unidade de ângulo sólido, é dada por:

$$\frac{d\dot{M}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\dot{M}(0)}{d\Omega} [1 + A_1 \sin^m(\theta)] , \quad (2.30)$$

onde θ é a colatitude medida a partir do polo. A razão entre as taxas de perda de massa equatorial e polar é dada por $A_1 + 1$, que assume apenas valores positivos, uma vez que a taxa de perda de massa é maior no equador. O parâmetro m controla como a taxa de perda de massa varia do polo ao equador e pode ser usado para definir o *ângulo de abertura do disco*, $\Delta\theta_{\text{disk}}$, que é a latitude para a qual a taxa de perda de massa cai para metade de seu valor equatorial:

$$\Delta\theta_{\text{disk}} = \sin^{-1} \left[\left(\frac{A_1 - 1}{2A_1} \right)^{1/m} \right] . \quad (2.31)$$

O modelo assume que o movimento do gás ocorre na direção radial, com o material acelerando para fora de acordo com a lei β padrão para ventos radiativos (Lamers e Cassinelli, 1999). No entanto, para levar em conta o fato de que as velocidades terminais são mais lentas no equador, Carciofi et al. (2010) assumiram um termo dependente da latitude, da seguinte forma:

$$v_r(r, \theta) = v_0 + [v_\infty(\theta) - v_0](1 - R/r)^{\beta(\theta)} , \quad (2.32)$$

onde r é a distância ao centro da estrela, v_0 é a velocidade na base do vento, v_∞ é a velocidade terminal do vento e β descreve como a velocidade do vento acelera à medida que nos afastamos da estrela.

Para simplificar, os autores assumiram que v_∞ e β têm a mesma dependência latitudinal da perda de massa, de modo que

$$v_\infty(\theta) = v_\infty(0) [1 + A_2 \sin^m(\theta)] , \quad (2.33)$$

e

$$\beta(\theta) = \beta(0) [1 + A_3 \sin^m(\theta)] . \quad (2.34)$$

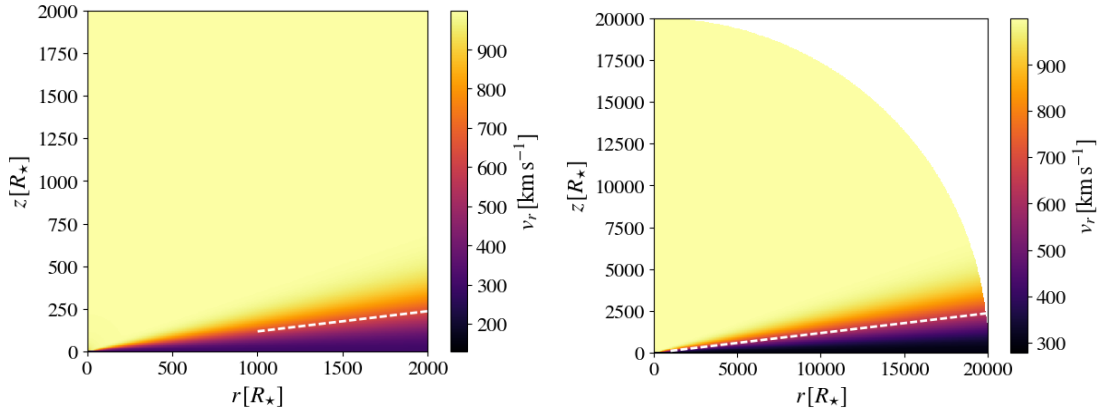


Figura 2.11: Representação gráfica da velocidade (Eq. 2.32) para uma região de 2 mil raios estelares (esquerda) e outra para 20 mil raios estelares (direita). A linha tracejada branca representa onde inicia a formação da poeira.

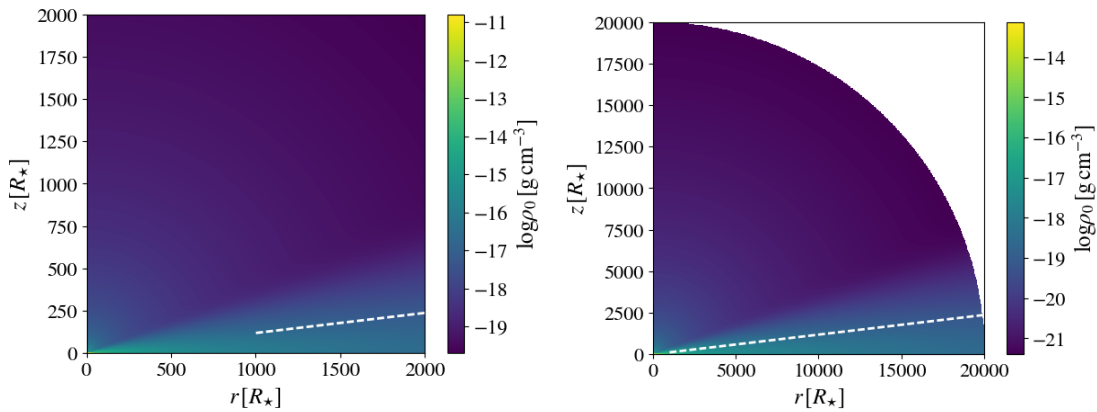


Figura 2.12: Similar à Fig. 2.11 mas para a densidade de massa (Eq. 2.36).

Similar a A_1 , $A_2 + 1$ representa a razão entre as velocidades terminais no equador e no polo, mas $A_2 < 0$ já que o equador é mais lento do que o polo. $A_3 + 1$ é a razão entre o parâmetro de aceleração β no equador e no polo.

Finalmente, os autores utilizaram a equação de continuidade de massa para conectar as Eqs. 2.30 e 2.32.

$$\frac{d\dot{M}(\theta)}{d\Omega} = r^2 \rho(r, \theta) v(r, \theta), \quad (2.35)$$

que nos permite escrever a densidade de massa como

$$\rho(r, \theta) = \frac{d\dot{M}(\theta)/d\Omega}{r^2 v(r, \theta)}. \quad (2.36)$$

As Figs. 2.11 e 2.12 mostram representações gráficas das Eqs. 2.32 e 2.36 para uma região de 2 mil raios estelares e outra para 20 mil raios estelares. Os parâmetros utilizados para gerar essas imagens foram arbitrários e estão na Tab. 2.4. Para mais detalhes veja Carciofi et al. (2010).

Parâmetros	Valores
R_*	$50 R_\odot$
A_1	199
A_2	-0.7
A_3	2.75
$\beta(0^\circ)$	0.8
m	100
R_{wind}	$20\,000 R_*$
$v_\infty(0^\circ)$	1 000 km/s
v_0	10 km/s
$d\dot{M}/d\Omega(0^\circ)$	$1 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1} \text{sr}^{-1}$

Tabela 2.4 - Parâmetros utilizados para gerar as imagens das Figs. 2.11 e 2.12.

Carciofi et al. (2010) estabeleceram um critério para definir a região onde os grãos de poeira se formam no envoltório circumstelar. Esse critério é baseado em garantir que a temperatura dos grãos permaneça abaixo de uma temperatura de destruição específica, T_{destr} . Esse parâmetro pode ser interpretado de duas maneiras distintas. Pode indicar a temperatura acima da qual os grãos são destruídos, mas também pode representar a temperatura máxima alcançada pelos grãos mais próximos da estrela. No primeiro caso, o raio interno da poeira é determinado pela interação dos processos de destruição e condensação dos grãos. Por outro lado, no segundo caso, uma vez que a produção de grãos cessa no vento, eles são levados para maiores distâncias de sua origem, resultando em temperaturas mais baixas. Diferenciar esses dois cenários pode ser bastante desafiador. Independentemente da interpretação física, há uma associação clara e única entre T_{destr} e um raio específico de destruição de poeira, R_{dust} , que representa a distância mínima da estrela central onde os grãos podem ser encontrados.

Além de T_{destr} , outros parâmetros são necessários para descrever a poeira circumstelar. Um desses parâmetros é a razão gás-poeira que representa a quantidade de gás que pode ser convertida em poeira em uma determinada região do envoltório. Além disso, consideramos que os grãos de poeira são compostos de silicatos, com propriedades ópticas fornecidas por Ossenkopf et al. (1992). O crescimento de grãos não é considerado em nosso modelo. Outro parâmetro importante é a densidade volumétrica dos grãos de poeira, ρ_{dust} , que é necessária para converter a densidade de massa de poeira para densidade de número de grãos de poeira. Por fim, adotamos uma

distribuição para os tamanhos dos grãos de poeira seguindo Mathis et al. (1977), dada por:

$$f(a) \propto a^q \quad (2.37)$$

onde f é a fração numérica de grãos de tamanho a . Essa distribuição é limitada por um tamanho mínimo e máximo de grão (a_{\min} e a_{\max}), respectivamente.

Um grande avanço em nosso trabalho em relação a Carciofi et al. (2010) foi o uso de uma grade de modelos abrangente, juntamente com ferramentas estatísticas Bayesianas para a inferência de parâmetros. Isso é descrito nas Sec. 2.7 e 2.8.

2.7 HDUST

Os cálculos de transferência radiativa foram realizados com o código HDUST (Carciofi et al., 2004; Carciofi e Bjorkman, 2006), que resolve a equação de transferência radiativa da luz polarizada em envoltórios circunstelares, usando o método de Monte Carlo. O HDUST permite duas componentes no envoltório: uma região gasosa contendo hidrogênio e elétrons livres, e uma região com poeira. Dada uma descrição para a estrela central (luminosidade, tamanho, taxa de rotação, etc.) e para o envoltório circunstelar (composição da poeira, geometria, densidade, campo de velocidade, etc.), uma solução é obtida em duas etapas. A primeira etapa é um esquema iterativo para resolver as equações de transferência radiativa, o equilíbrio radiativo e o equilíbrio estatístico para calcular a temperatura do gás e da poeira em todo o envoltório. Além disso, os números de ocupação do hidrogênio são calculados no regime NLTE (ou seja, em equilíbrio termodinâmico não local). A segunda etapa calcula o fluxo polarizado emergente para linhas de visada arbitrárias.

O código HDUST trata a componente da poeira da seguinte forma: com a estimativa inicial da distância a partir da estrela onde a formação de grãos ocorre (dado de entrada no código), um processo iterativo é realizado. Se a temperatura do grão em uma célula específica do vento exceder T_{destr} , o código elimina a poeira dessa célula. Por outro lado, se uma célula sem poeira apresentar uma temperatura abaixo de T_{destr} , o código introduz poeira nessa célula. Após completar esse esquema iterativo, obtemos um valor para R_{dust} correspondente ao T_{destr} escolhido. Entretanto, precisamos fazer uma avaliação manual do perfil de temperatura dos grãos de poeira e conferir se R_{dust} foi bem determinado pois, se muitos grãos foram eliminados (ou não inclusos) com nosso chute inicial de R_{dust} , colocamos novamente, como dado de entrada no código, a nova estimativa de R_{dust} .

No HDUST, as fases de gás e de poeira não coexistem. Quando a poeira está presente em uma célula, o gás não está presente. Esta é uma boa aproximação para a maior parte do envoltório, já que a poeira absorve grande parte da radiação ultravioleta e espera-se que o gás esteja neutro quando a poeira está presente. No entanto, essa aproximação pode não ser válida em uma camada que conecta a fase apenas de gás com o envoltório de poeira.

Utilizamos o HDUST para gerar uma grade com 3240 modelos e, posteriormente, comparamos com os dados observacionais da RMC 82. Os detalhes de como a grade foi planejada e quais parâmetros foram variados estão na Sec. 4.1.

2.8 Inferência Bayesiana

Para comparar os modelos com as observações, optamos por uma abordagem estatística usando a inferência Bayesiana. Utilizamos o código EMCEE⁵, que implementa o método Cadeia de Markov Monte Carlo (MCMC) em Python (Foreman-Mackey et al., 2013).

No formalismo Bayesiano, a probabilidade de um modelo descrever os dados observacionais é dada pela distribuição posterior ou probabilidade. A distribuição posterior depende de uma probabilidade a priori (*prior*), que é a informação já conhecida do alvo em questão, e uma probabilidade de verossimilhança, que é obtida pela comparação direta dos dados com o modelo. Na maioria dos casos, a distribuição posterior não pode ser calculada diretamente, mas pode ser amostrada. O EMCEE amostra a distribuição posterior calculando a verossimilhança dos modelos, descritos por um conjunto de parâmetros, e dos dados observacionais, iterativamente, com o MCMC. Sendo um amostrador, o EMCEE emprega muitos *walkers* que, juntos, percorrem o espaço de parâmetros e constroem as funções de densidade de probabilidade (probability density function, PDF) para todos os parâmetros explorados. Além disso, o uso dessa técnica nos permite obter correlações entre os parâmetros.

Em cada etapa (*step*) ao longo da cadeia, o código sugere um conjunto de valores para os parâmetros do modelo. Para explorar efetivamente o espaço de parâmetros, a grade de modelos é interpolada com base nesses valores, e o resultado é então comparado com os dados. A função de verossimilhança utilizada neste estudo foi

$$L \propto e^{-0.5\chi^2}, \quad (2.38)$$

⁵ Disponível online sob a Licença MIT: <https://github.com/dfm/emcee>

onde χ^2 é o valor do chi-quadrado. Foram usadas duas variações da distribuição χ^2 . Para os dados do VOSA e Zickgraf et al. (1986), que abrangem uma ampla faixa de comprimentos de onda e variam em várias ordens de magnitude no fluxo, empregamos uma distribuição χ^2 logarítmica, dada por:

$$\chi_{\text{mod}}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\log(F_{\text{obs},i}/F_{\text{mod},i})}{\sigma_{F_{\text{obs},i}}/F_{\text{obs},i}} \right]^2. \quad (2.39)$$

Para o restante dos dados (IUE, CTIO 2009 e polarização), utilizamos uma forma não logarítmica,

$$\chi_{\text{mod}}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{F_{\text{obs},i} - F_{\text{mod},i}}{\sigma_{F_{\text{obs},i}}} \right]^2, \quad (2.40)$$

onde $F_{\text{obs},i}$ são os fluxos observados, $\sigma_{F_{\text{obs},i}}$ são os erros dos fluxos observados, e $F_{\text{mod},i}$ são os fluxos dos modelos HDUST.

Considerando a existência de quatro observáveis distintos (IUE, VOSA, CTIO e polarização), cada um com uma quantidade de pontos diferentes, tentamos obter um χ^2 ponderado que leva em conta o número de pontos. Sendo N o número de pontos de cada observável, a formulação do χ^2 ponderado é a seguinte:

$$\chi^2 = \left(\frac{\chi_{\text{iue}}^2}{N_{\text{iue}}} + \frac{\chi_{\text{ctio}}^2}{N_{\text{ctio}}} + \frac{\chi_{\text{vosa}}^2}{N_{\text{vosa}}} + \frac{\chi_{\text{pol}}^2}{N_{\text{pol}}} \right) \times (N_{\text{iue}} + N_{\text{ctio}} + N_{\text{vosa}} + N_{\text{pol}}). \quad (2.41)$$

Nós também utilizamos a medida da distância encontrada na literatura como um *prior* na simulação. O *prior* é definido como uma distribuição gaussiana,

$$\log p_a(\Theta, \alpha) \propto \left(\frac{a_{\text{obs}} - a_{\text{mod}}}{\sigma_{a_{\text{obs}}}} \right)^2, \quad (2.42)$$

onde a_{mod} é o valor aleatório da distância a gerado em cada *step* da inferência, e a_{obs} e $\sigma_{a_{\text{obs}}}$ são a distância encontrada na literatura e sua incerteza.

Para estimar o intervalo de confiança dos parâmetros, calculamos a mediana de cada PDF. Em seguida, utilizamos o erro 1 sigma de uma distribuição normal, o que equivale ao intervalo entre os percentis 16 e 84 da PDF. Esse intervalo fornece uma medida da incerteza associada à estimativa do parâmetro, abrangendo 68% da distribuição da PDF.

Capítulo 3

Polarimetria de Imagem de sgB[e]s

Neste capítulo vamos descrever o instrumento utilizado para obter novos dados de polarimetria de imagem para sete estrelas sgB[e] e também descreveremos todo o procedimento de redução dos dados. Por fim, mostraremos os resultados da polarização intrínseca e ISP dos alvos.

3.1 Instrumentação

Observamos algumas sgB[e] no Observatório do Pico dos Dias - OPD (Minas Gerais, Brasil) usando o a gaveta polarimétrica IAGPOL (Magalhães, 1992) no modo de polarização linear. A configuração que usamos na gaveta, montada no telescópio Perkin-Elmer de 1.60 m, foi: uma lâmina retardadora de $\lambda/2$, um prisma Savart de calcita e uma roda de filtros. A Fig. 3.1 representa a gaveta polarimétrica. Ao utilizarmos o prisma de calcita, a luz incidente é dividida em duas componentes polarizadas ortogonalmente. Essa configuração permite observações mesmo em condições não fotométricas, pois é realizada uma fotometria diferencial entre as duas imagens. Além disso, facilita a estimativa e correção da polarização do céu (Magalhães, 1992). Algumas sgB[e] foram observadas nas bandas Johnson B , V , R e I e outras apenas nas bandas V , R e I (devido às más condições climáticas). As imagens foram feitas para oito posições da lâmina retardadora, posicionadas em intervalos de $22,5^\circ$ (Sec. 2.1.1). As informações das sgB[e] observadas estão na Tab. 3.1.

3.2 Redução dos Dados e Resultados

A redução dos dados foi realizada utilizando o *pipeline* SOLVEPOL desenvolvido por Ramírez et al. (2017) em IDL (Interactive Data Language). Após as correções de *bias*, *overscan* e *flatfield* em cada imagem individual, o programa calcula a fotometria de abertura diferencial das duas

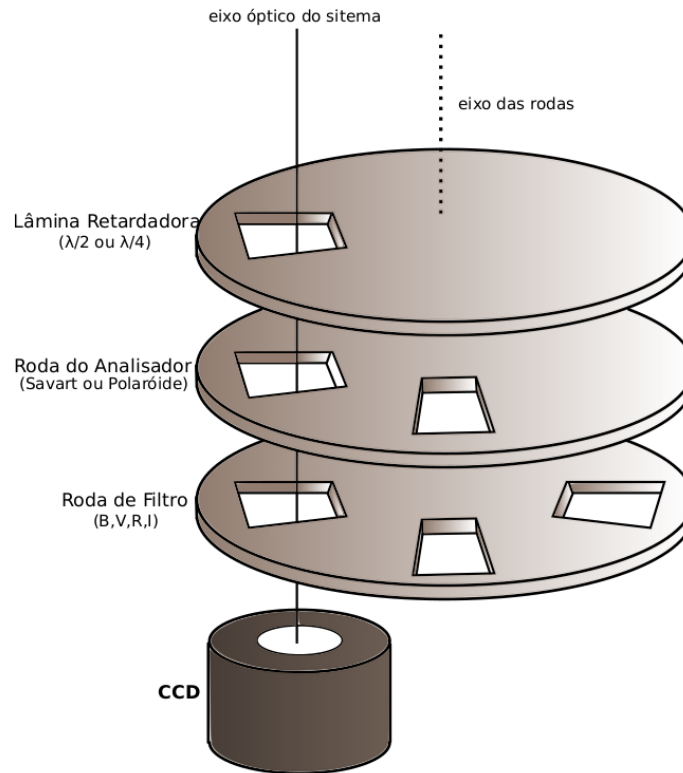


Figura 3.1: Representação da gaveta polarimétrica IAGPOL: CCD, roda de filtros, roda dos analisadores e lâmina retardadora. Figura retirada de Rubinho (2015).

Objeto	α (2000)	δ (2000)	Data	Filtros Observados	Localização
RMC 4	00h 46m 55.03s	-73° 08' 34.14"	11/10/2017	<i>B, V, R, I</i>	SMC
LHA 115-S 18	00h 54m 09.54s	-72° 41' 43.29"	12/10/2017	<i>B, V, R, I</i>	SMC
LHA 115-S 23	00h 55m 53.81s	-72° 08' 59.51"	13/10/2017	<i>B, V, R, I</i>	SMC
			11/10/2017		
RMC 82	05h 13m 38.89s	-69° 21' 08.29"	12/10/2017	<i>B, V, R, I</i>	LMC
			13/10/2017		
			03/04/2017		
Hen 3-298	09h 36m 44.21s	-53° 28' 01.35"	04/04/2017	<i>V, R, I</i>	Galaxy
CPD -57 2874	10h 15m 21.97s	-57° 51' 42.74"	01/04/2017	<i>V, R, I</i>	Galaxy
GG Car	10h 55m 58.91s	-60° 23' 33.44"	31/03/2017	<i>B, V, R, I</i>	Galaxy

Tabela 3.1 - Objetos observados. As coordenadas foram retiradas da base de dados astronômicos SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>). SMC: “Small Magellanic Cloud” e LMC: “Large Magellanic Cloud”.

componentes geradas pelo prisma de calcita, em cada posição da lâmina retardadora. Os cálculos polarimétricos são realizados ajustando a modulação do fluxo das duas componentes, para cada par de estrelas encontrado, o que permite a determinação dos parâmetros de Stokes Q e U . Os erros foram obtidos pelos resíduos do ajuste da modulação (Pereyra et al., 2009a). O processo de redução inclui uma estrela padrão polarizada para calibrar o ângulo de posição da polarização no sistema equatorial, de acordo com o qual o ângulo de posição é medido a partir do norte celeste na direção leste.

Para estimar a polarização ISP das sgB[e], utilizamos o método das estrelas de campo, que consiste em medir a polarização de estrelas próximas ao alvo. Supondo que essas estrelas não possuam polarização intrínseca, sua polarização fornecerá uma medida direta da ISP, que pode ser então usada para estimar a ISP da estrela-alvo.

Primeiramente, obtivemos o grau de polarização de cada estrela de campo e os seus respectivos ângulos de posição. Os resultados para cada sgB[e] são mostrados nas Figs 3.2 a 3.8. Os painéis à esquerda mostram os vetores de polarização para cada banda e os painéis à direita exibem os histogramas dos valores do ângulo de posição para cada banda junto com ajustes de gaussianas (curvas vermelhas). Os picos das gaussianas e seus respectivos desvios padrão (σ) estão na coluna 4 da Tab. 3.2.

O segundo passo foi determinar critérios para filtrar as estrelas de campo. O primeiro critério foi calcular a polarização dividida pelo seu erro (P/σ_P) e escolher um valor acima do qual as estrelas seriam filtradas. O valor adotado de P/σ_P para cada sgB[e] está na coluna 6 da Tab. 3.2. Outro critério adotado foi o seguinte: identificamos as estrelas, em cada banda, cujo ângulo de posição estava dentro de um certo fator (f_σ) do desvio padrão (σ) do θ_{IS} correspondente. Os valores dos fatores adotados para cada sgB[e] estão na coluna 7 da Tab. 3.2. Posteriormente, calculamos uma média ponderada da polarização, considerando os erros, para as estrelas selecionadas (o número de estrelas considerado para cada média está na coluna 5 da Tab. 3.2). As médias da polarização seguindo esses dois critérios estão na coluna 3 da Tab. 3.2.

Apenas para a RMC 82 utilizamos um critério adicional: excluimos todas as estrelas com um valor nominal de paralaxe maior que 0.02 mas pelo GAIA DR3 (Gaia Collaboration e Prusti, 2016; Gaia Collaboration e Vallenari, 2023; Babusiaux, 2023) e um parâmetro RUWE menor que 1.4. Essa abordagem elimina efetivamente estrelas que têm uma alta probabilidade de pertencerem à nossa Galáxia.

Finalmente, com os valores das médias das polarizações em cada banda em mãos, pudemos

ajustar a lei de Serkowski (Eq. 2.27) e obter os parâmetros P_{max} e λ_{max} de cada $sgB[e]$. Os ajustes estão na Fig. 3.9 para cada $sgB[e]$ e os valores de P_{max} e λ_{max} estão nas colunas 8 e 9 da Tab. 3.2. Para obter o terceiro parâmetro θ_{IS} e, conseqüentemente, obter os parâmetros Q_{IS} e U_{IS} (Eqs. 2.28 e 2.29) nós fizemos uma média ponderada dos ângulos da coluna 4 da Tab. 3.2 em todas as bandas para cada $sgB[e]$. Os resultados das polarizações intrínsecas para cada $sgB[e]$ estão nas Sec. 3.3 a 3.9 e também na Tab. 3.4.

Objeto	Filter	$P_{IS}[\%]$	$\theta_{IS}[^{\circ}]$	n	P/σ_P	f_{σ}	$P_{max}[\%]$	$\lambda_{max}[\text{\AA}]$	$\theta_{IS}[^{\circ}]$
RMC 4	B	0.5 ± 0.1	126 ± 31	24	4.0	0.25	0.69 ± 0.09	6100 ± 1800	130 ± 3
	V	0.8 ± 0.1	133 ± 41	52					
	R	0.8 ± 0.1	135 ± 31	53					
	I	0.5 ± 0.1	124 ± 35	60					
LHA 115-S 18	B	0.64 ± 0.04	125 ± 20	105	4.0	0.50	0.65 ± 0.01	5700 ± 300	115 ± 3
	V	0.63 ± 0.03	113 ± 17	160					
	R	0.64 ± 0.03	107 ± 19	199					
	I	0.59 ± 0.03	117 ± 15	171					
LHA 115-S 23	B	0.5 ± 0.1	132 ± 36	50	4.0	0.25	0.5 ± 0.1	3700 ± 1800	133 ± 3
	V	0.5 ± 0.1	131 ± 22	40					
	R	1.0 ± 0.3	145 ± 30	13					
	I	0.4 ± 0.1	128 ± 22	20					
RMC 82	B	0.4 ± 0.1	36 ± 17	6	4.0	0.50	0.43 ± 0.02	5500 ± 800	42 ± 4
	V	0.5 ± 0.4	42 ± 26	5					
	R	0.41 ± 0.03	45 ± 32	4					
	I	0.38 ± 0.08	48 ± 19	6					
Hen 3-298	V	2.5 ± 0.2	128 ± 14	135	4.0	0.25	2.6 ± 0.3	6300 ± 930	133 ± 3
	R	2.2 ± 0.3	137 ± 15	147					
	I	2.5 ± 0.2	136 ± 19	115					
CPD -57 2874	V	1.1 ± 0.2	121 ± 15	29	4.0	0.25	1.3 ± 0.1	6900 ± 890	120 ± 2
	R	1.4 ± 0.1	122 ± 15	26					
	I	1.2 ± 0.1	116 ± 16	33					
GG Car	B	0.7 ± 0.1	152 ± 17	22	4.0	0.50	1.1 ± 0.1	7400 ± 890	126 ± 15
	V	1.2 ± 0.1	116 ± 28	22					
	R	1.2 ± 0.3	106 ± 18	17					
	I	1.0 ± 0.1	108 ± 28	58					

Tabela 3.2 - Resultados da polarização ISP das sete sgB[e]s observadas. Colunas 1 e 2: nome do objeto e as bandas observadas. Colunas 3 e 4: estimativas da polarização ISP usando a média ponderada nos campos em cada banda seguindo os critérios de filtragem explicados no texto. Coluna 5: número de estrelas selecionadas para cada banda. Colunas 6 e 7: critérios de seleção das estrelas de campo. Colunas 8, 9 e 10: resultados da polarização ISP a partir do ajuste de Serkowski (P_{max} e λ_{max}) e da média de todos os θ_{IS} listados na coluna 4.

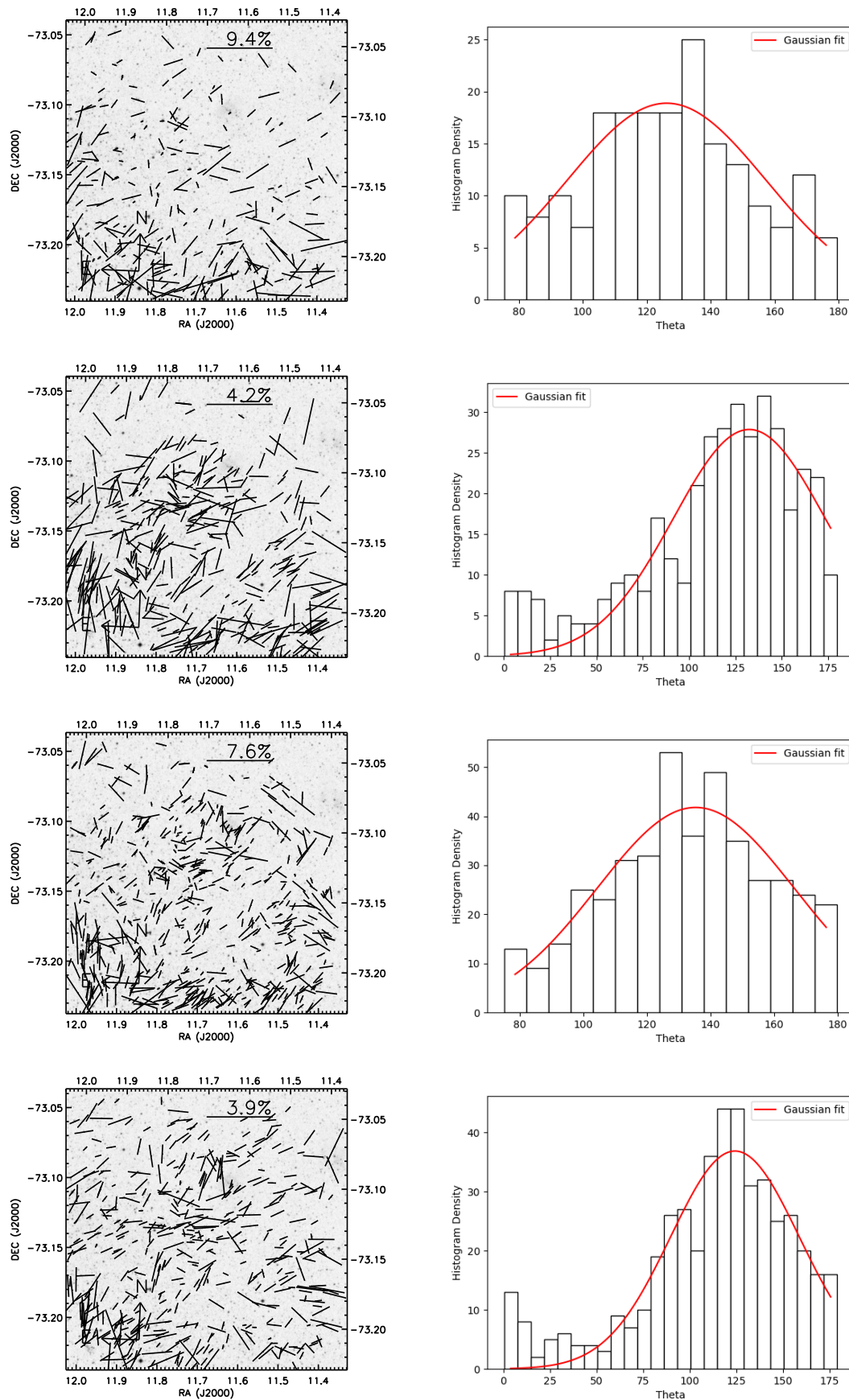


Figura 3.2: Vetores de polarização (esquerda) e histogramas dos ângulos de polarização (direita) para os campos da RMC 4 nos filtros B , V , R e I , respectivamente.

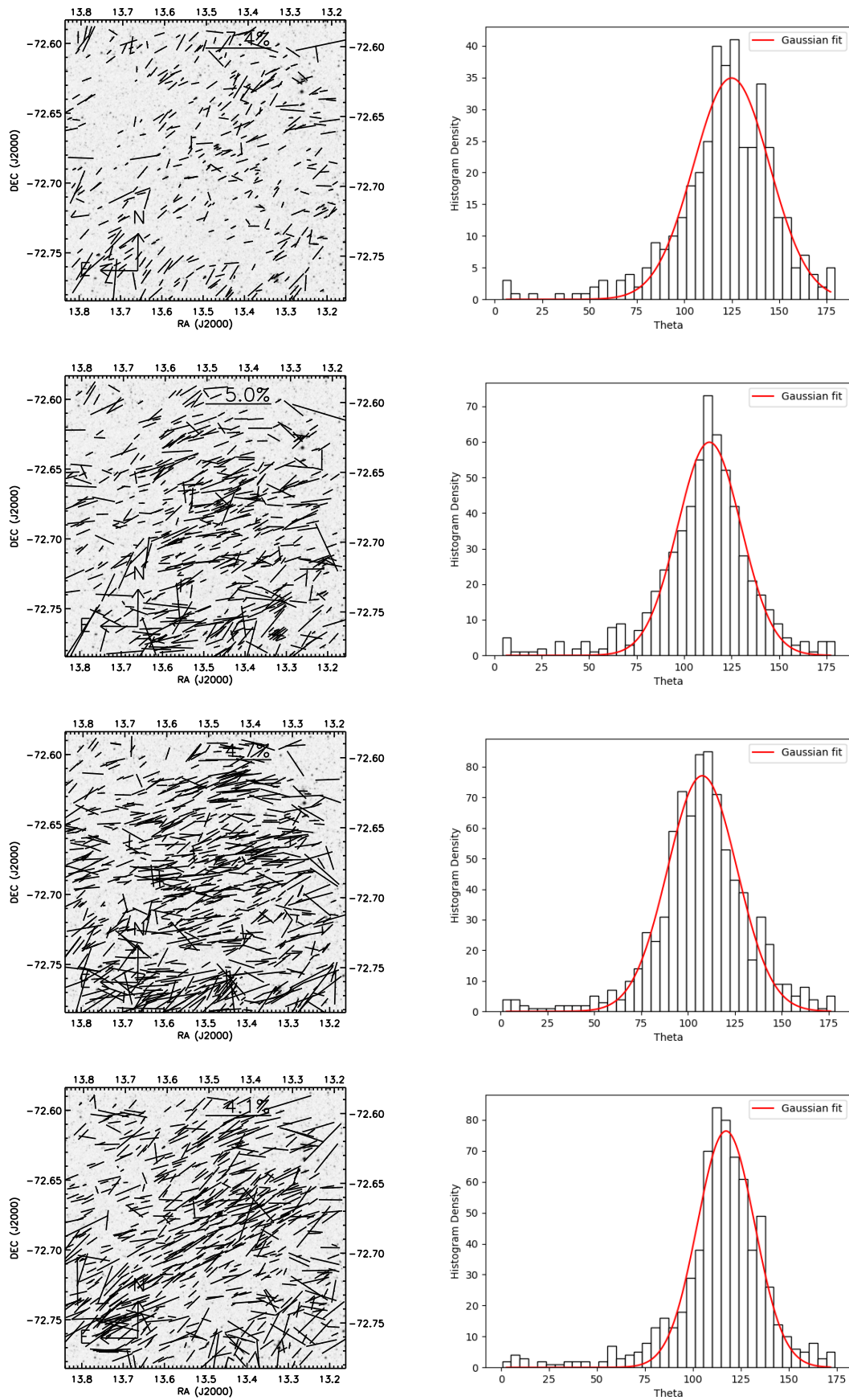


Figura 3.3: Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] 115-S 18.

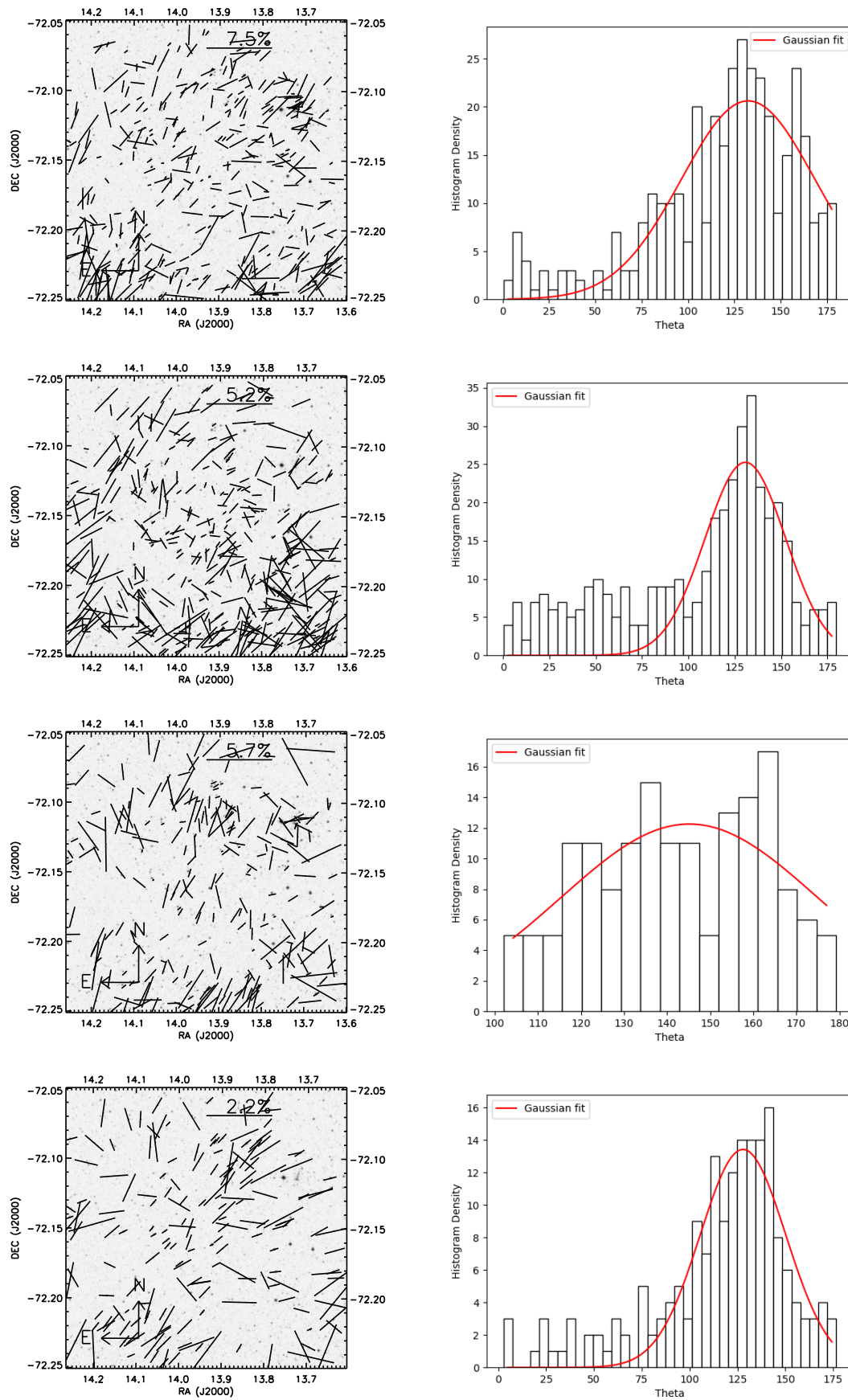


Figura 3.4: Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] LHA 115-S 23.

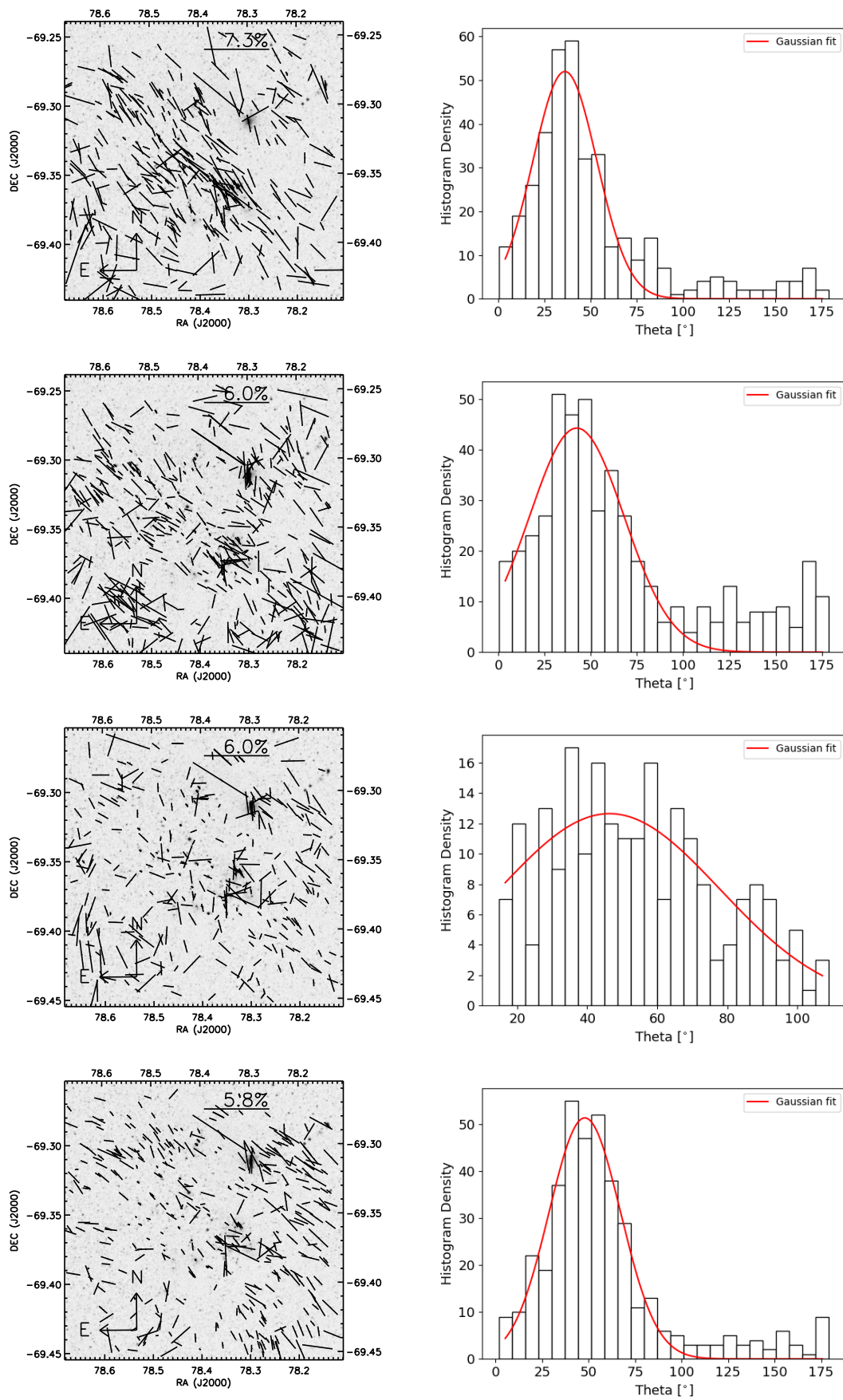


Figura 3.5: Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] RMC 82.

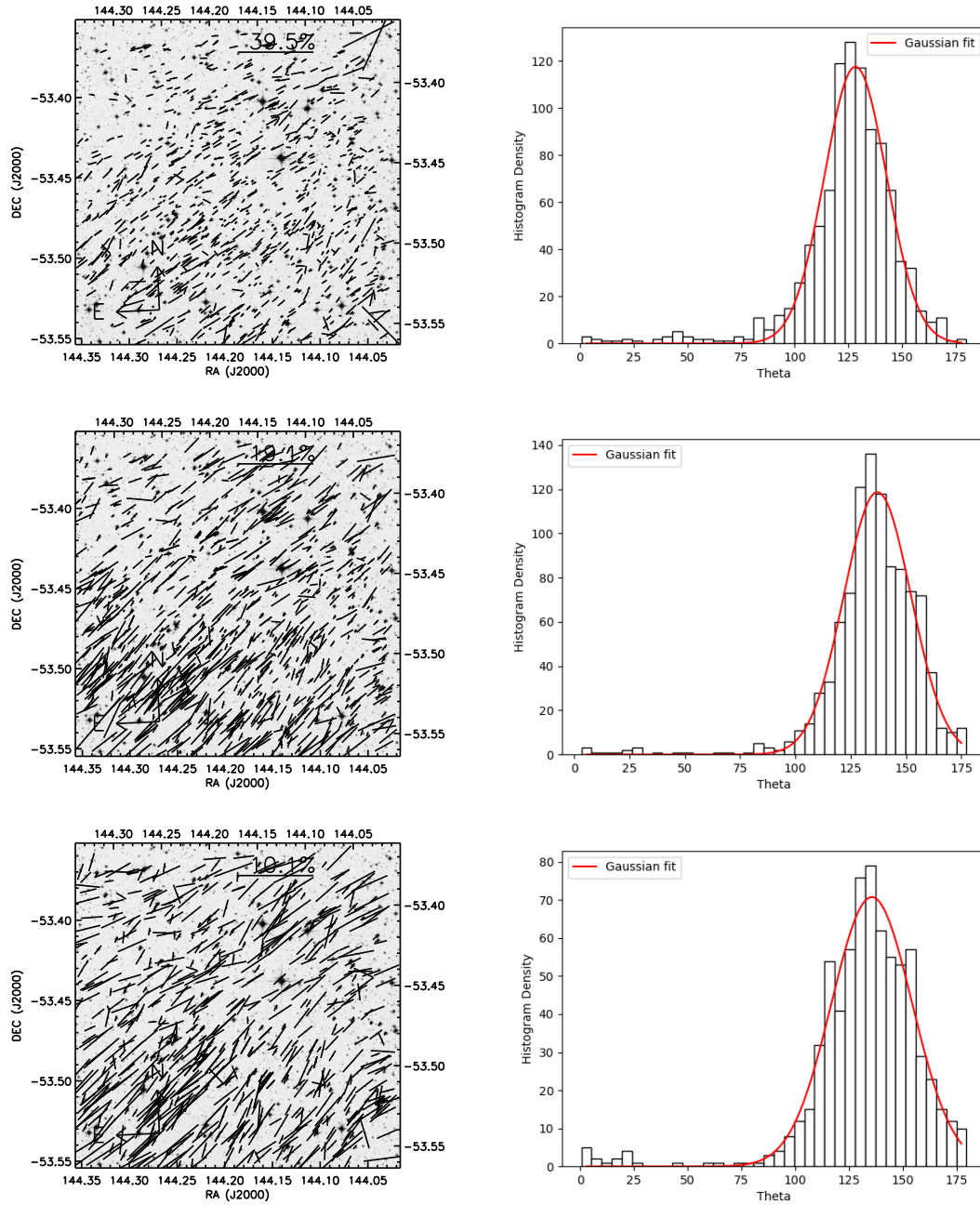


Figura 3.6: Similar à Fig. 3.2 mas para a $sgB[e]$ Hen 3-298.

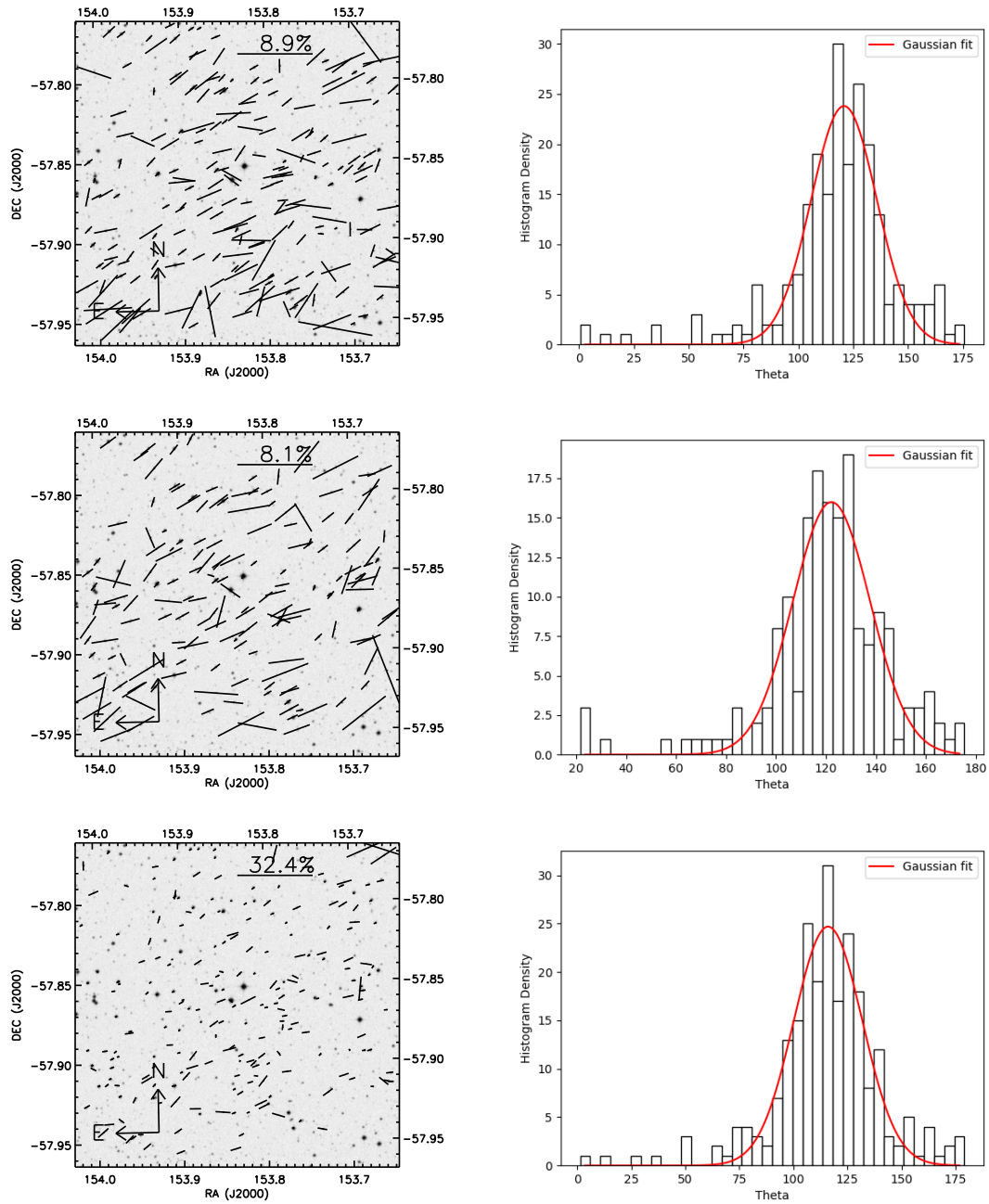


Figura 3.7: Similar à Fig. 3.2 mas para a sgB[e] CPD -57 2874.

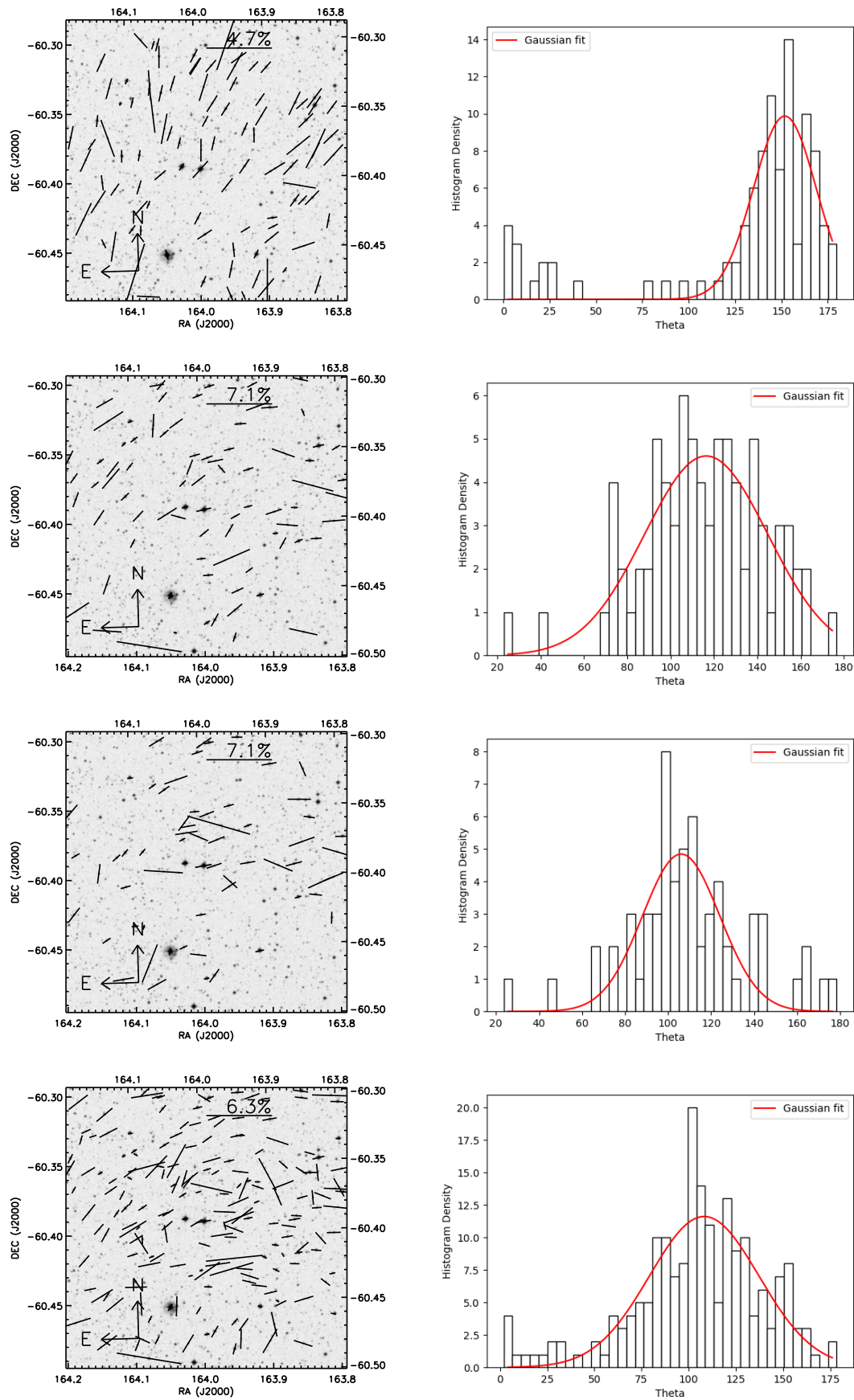


Figura 3.8: Similar à Fig. 3.2 mas para a $sgB[e]$ GG Car.

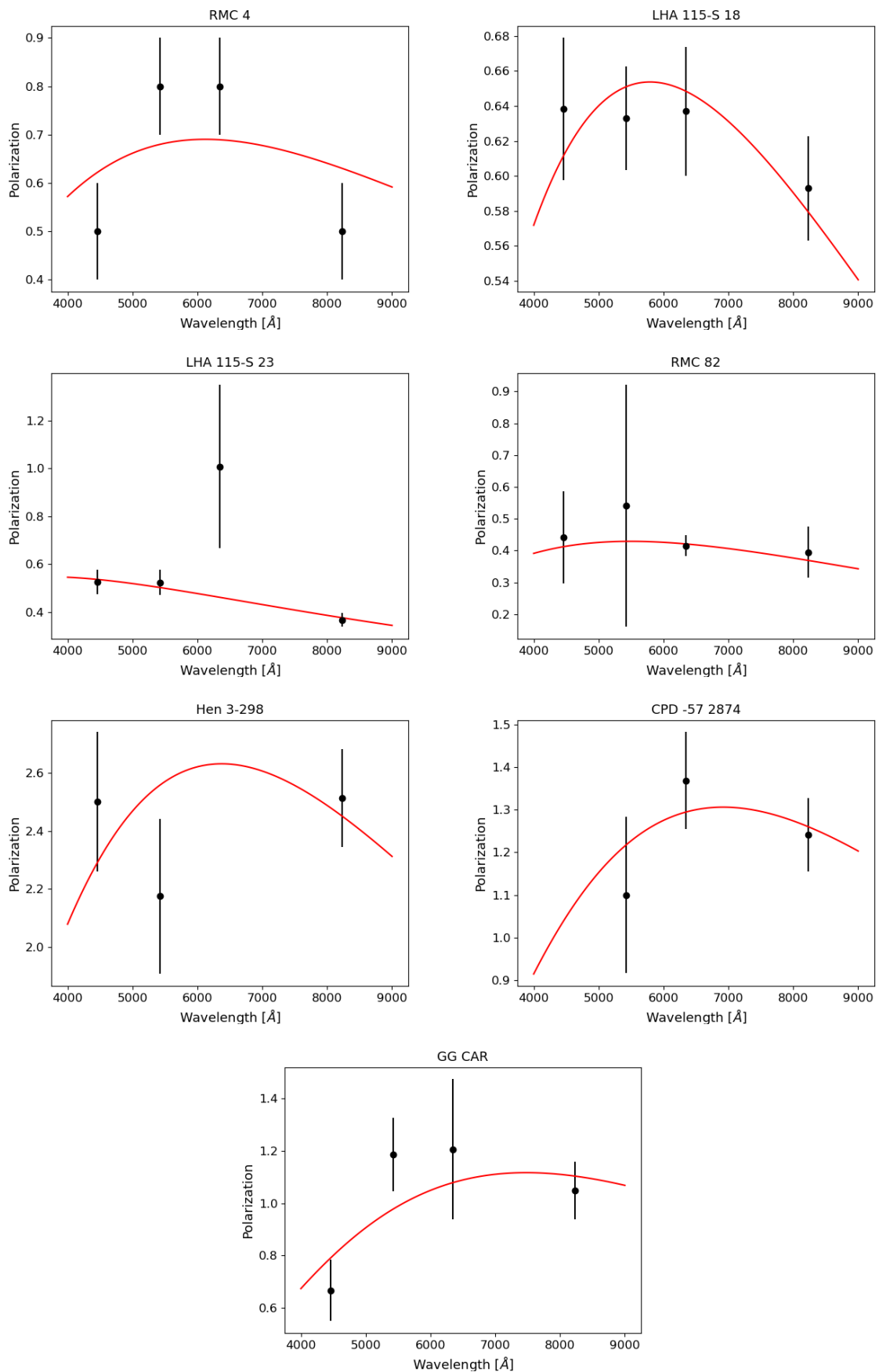


Figura 3.9: Ajuste da lei de Serkowski (vermelho) sobre os dados da polarização ISP (P_{15}) da coluna 3 da Tab. 3.2 (preto) para as seguintes sgB[e]: RMC 4, LHA 115-S 23, LHA 115-S 18, RMC 82, Hen 3-298, CPD -57 2874 e GG Car.

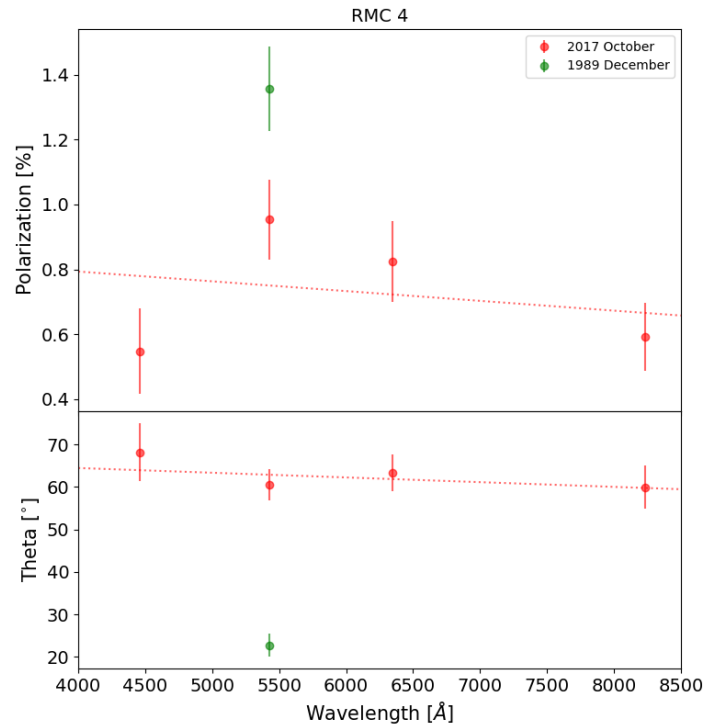


Figura 3.10: Polarimetria de imagem da RMC 4, mostrando grau e ângulo de polarização, respectivamente. Nossos dados de 2017 são comparados com dados de 1989 (Magalhães, 1992). A linha pontilhada representa um ajuste linear nos dados.

3.3 RMC 4

Magalhães (1992) estimou as polarizações ISP e intrínseca da RMC 4 para a banda V , obtendo um valor de $0.257\% \pm 0.098\%$ para a polarização ISP e um ângulo de $123.9^\circ \pm 10.9^\circ$. Embora o valor do grau da polarização difira do nosso, o ângulo é compatível dentro das incertezas (ver Tab. 3.2). A discrepância nos valores pode ser explicada pelo fato de que o campo ao redor da RMC 4 é muito heterogêneo, com níveis de polarização variando amplamente em todo o campo. Além disso, é possível que tenhamos utilizado critérios diferentes ao filtrar as estrelas de campo, o que pode influenciar no resultado final.

Descontamos a polarização ISP dos dados polarimétricos da RMC 4 nas quatro bandas, e os resultados estão na Fig. 3.10. Além disso, aplicamos nossa estimativa da polarização ISP nos dados observados de Magalhães (1992), cujos resultados também estão na Fig. 3.10. Tanto o grau como o ângulo de polarização diferem dos nossos resultados, mas é importante ressaltar que Zickgraf et al. (1986) mostraram que a RMC 4 é um sistema binário, o que sugere que a polarização pode variar ao longo dos anos.

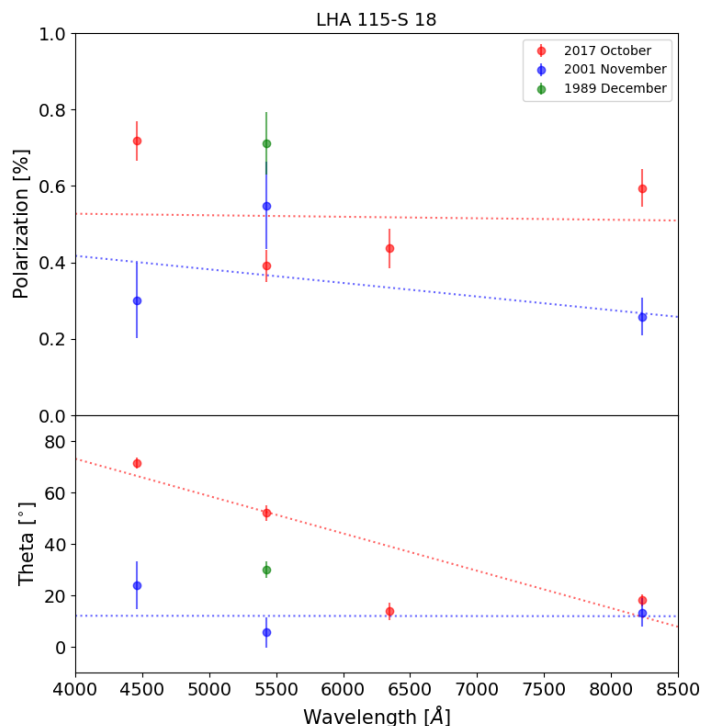


Figura 3.11: Polarimetria de imagem da LHA 115-S 18, mostrando grau e ângulo de polarização, respectivamente. Nossos dados de 2017 são comparados com dados de 1989 (Magalhães, 1992) e 2001 (Melgarejo, 2004). As linhas pontilhadas representam ajustes lineares nos dados.

3.4 LHA 115-S 18

Magalhães (1992) e Melgarejo (2004) estimaram as polarizações ISP e intrínseca da LHA 115-S 18. Os valores que eles obtiveram, para o filtro V , foram $P_{IS} = 0.673\% \pm 0.096\%$ e $\theta_{IS} = 115.7^\circ \pm 1.1^\circ$ (Magalhães, 1992) e $P_{IS} = 0.64\% \pm 0.04\%$ e $\theta_{IS} = 111.7^\circ \pm 2.0^\circ$ (Melgarejo, 2004). Ambas estimativas estão totalmente de acordo com as nossas (ver Tab. 3.2). Isso pode ter ocorrido porque os campos da LHA 115-S 18 parecem ser homogêneos (ver Fig. 3.3).

Descontamos a polarização ISP dos dados polarimétricos da LHA 115-S 18, nas quatro bandas, e os resultados estão na Fig. 3.11. Também aplicamos a nossa estimativa da polarização ISP nos dados observados de Magalhães (1992) e Melgarejo (2004), mostrados na mesma figura. Tanto o grau como o ângulo de polarização estão um pouco discrepantes dos nossos. Isso pode ser um indicativo que houve flutuações na densidade ou na geometria (ou ambos) do material circunstar ao longo dos anos.

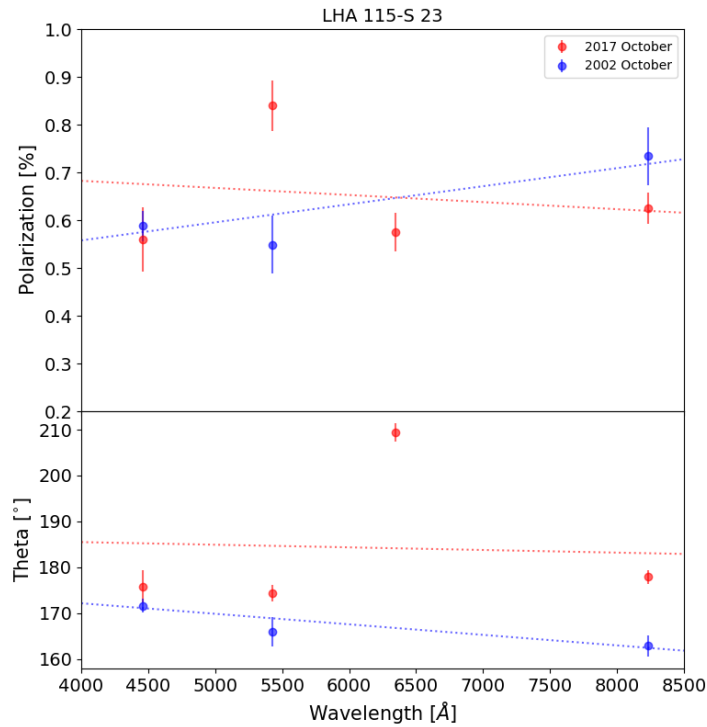


Figura 3.12: Polarimetria de imagem da LHA 115-S 23, mostrando grau e ângulo de polarização, respectivamente. Nossos dados de 2017 são comparados com dados de 2002 (Melgarejo, 2004). As linhas pontilhadas representam ajustes lineares nos dados.

3.5 LHA 115-S 23

Melgarejo (2004) estimou as polarizações ISP e intrínseca da LHA 115-S 23. Os valores que ela obteve, para a banda V , foram $P_{IS} = 0.50\% \pm 0.06\%$ e $\theta_{IS} = 129.3^\circ \pm 3.2^\circ$. Essas estimativas estão de acordo, dentro das incertezas, com os nossos valores da Tab. 3.2.

Descontamos a polarização ISP dos dados polarimétricos da LHA 115-S 23, nas quatro bandas, e os resultados estão na Fig. 3.12. Também aplicamos a nossa estimativa da polarização ISP nos dados observados de Melgarejo (2004), mostrados na mesma figura. Com exceção do grau da polarização no filtro V , nossos resultados comparados ao de Melgarejo (2004) são compatíveis dentro das incertezas. O nosso valor do ângulo, para a banda R , está bem alto comparado aos demais filtros. Isso pode ser devido à nossa estimativa da polarização ISP para a banda R que ficou destoante comparado às outras bandas. E essa discrepância pode ser devido ao baixo número de estrelas na amostra para fazer a estimativa (ver coluna 5 da Tab. 3.2 e campo R na Fig. 3.4).

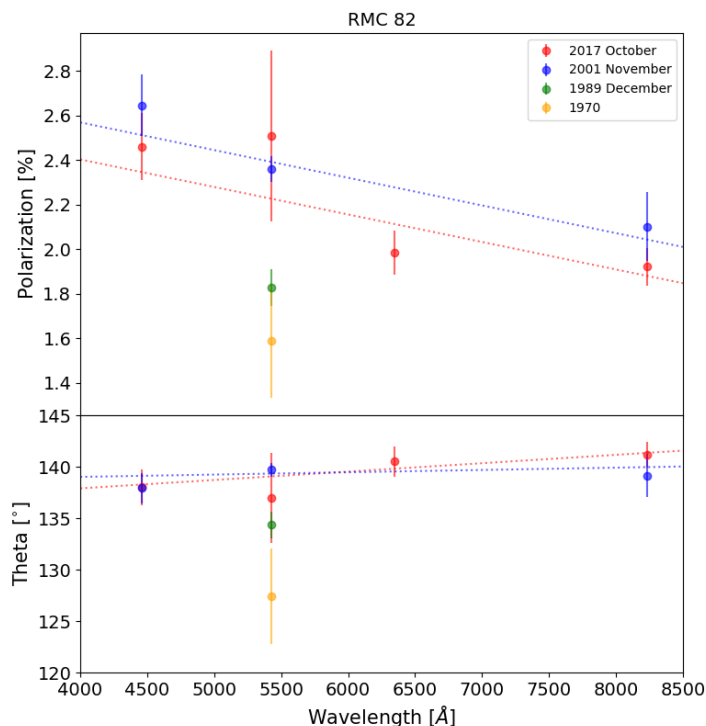


Figura 3.13: Polarimetria de imagem da RMC 82, mostrando o grau e o ângulo de polarização, respectivamente. Nossos dados de 2017 são comparados com os dados de 2001 (Melgarejo et al., 2001), 1989 (Magalhães, 1992) e 1970 (Mathewson e Ford, 1970). As linhas pontilhadas representam ajustes lineares nos dados.

3.6 RMC 82

Melgarejo (2004) e Magalhães (1992) também estimaram a ISP da RMC 82. Os valores obtidos na banda V foram, respectivamente, 0.29% e 0.137%. O nosso valor foi de aproximadamente 0.5%. A discrepância nos valores pode ser explicada pelo mesmo motivo mencionado na $sgB[e]$ RMC 4. O campo da RMC 82 é muito inomogêneo, com níveis de polarização variando amplamente em todo o campo. Além disso, utilizamos o critério das distâncias para filtrar os dados. Apesar da discordância no nível do grau da polarização, nossos resultados para o ângulo de posição concordam com os de Melgarejo (2004), que publicaram um valor de $47.8^\circ \pm 1.1^\circ$, e Magalhães (1992), cujo valor foi de $31^\circ \pm 35^\circ$.

A Fig. 3.13 mostra os resultados da RMC 82, com a correção da ISP. Nossos dados estão junto com os dados de Magalhães (1992), Melgarejo et al. (2001) e Mathewson e Ford (1970). Os valores da literatura foram recalculados usando nossa nova determinação da ISP. Durante o período de 2001 a 2017, não houve mudanças significativas no grau e no ângulo de polarização. No entanto, em 1970 e 1989, houve diminuições notáveis nesses valores. Isso sugere que houve flutuações na densidade ou geometria (ou ambos) do material circunstelar ao longo dos anos.

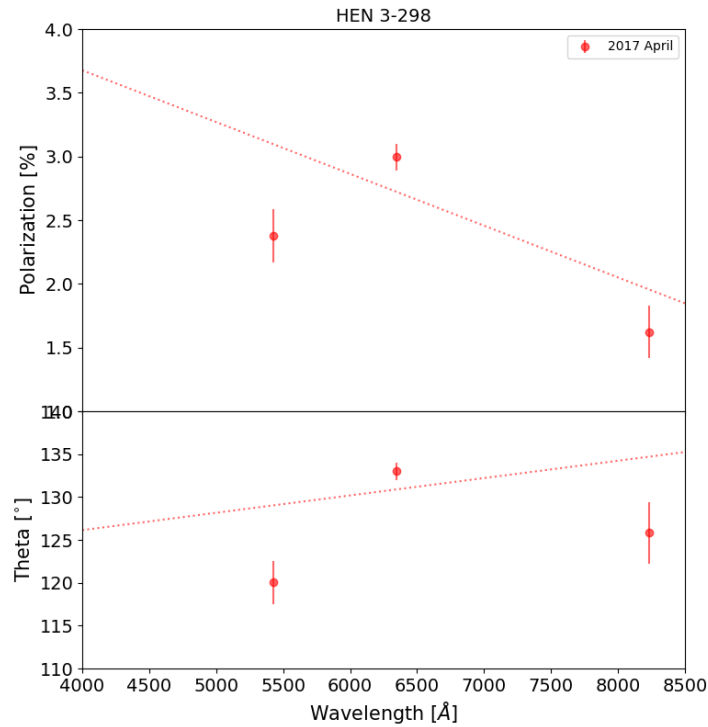


Figura 3.14: Polarimetria de imagem da Hen 3-298, mostrando o grau e o ângulo de polarização, respectivamente. A linha pontilhada representa um ajuste linear nos dados.

3.7 *Hen 3-298*

Hen 3-298 é uma *sgB[e]* localizada em nossa Galáxia (Miroshnichenko et al., 2005). Não encontramos na literatura dados polarimétricos desse objeto. Nós observamos *Hen 3-298* em apenas três bandas (*V*, *R* e *I*), pois, devido às más condições climáticas na missão ao OPD, não tivemos tempo hábil de observar na banda *B*.

Nossas estimativas da polarização ISP estão na Tab. 3.2. Foi o grau mais alto de polarização entre todas as *sgB[e]* que analisamos. Nós descontamos a polarização ISP dos dados polarimétricos da *Hen 3-298*, nas três bandas, e os resultados estão na Fig. 3.14. Os resultados indicam uma polarização intrínseca bastante alta, compatível com um envoltório denso.

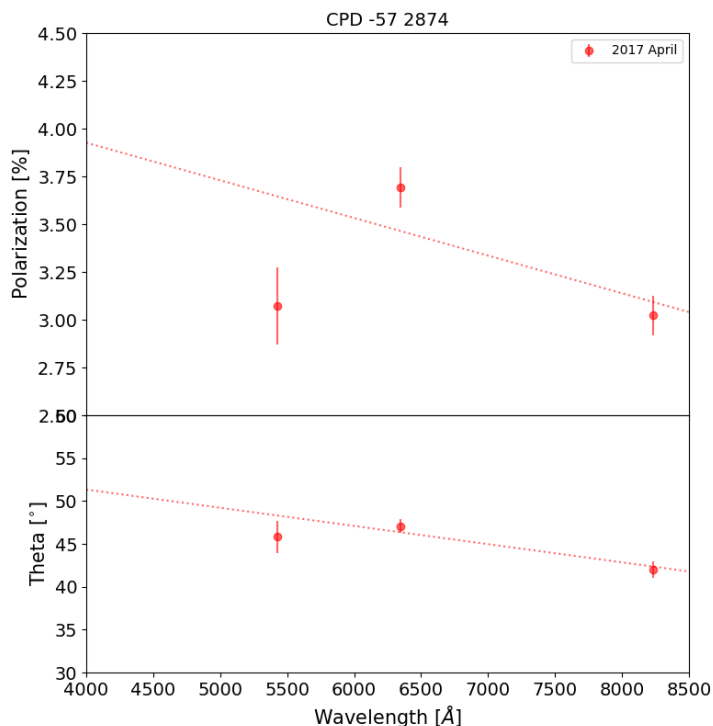


Figura 3.15: Polarimetria de imagem da CPD -57 2874, mostrando o grau e o ângulo de polarização, respectivamente. A linha pontilhada representa um ajuste linear nos dados.

3.8 CPD -57 2874

Yudin e Evans (1998) reportam medidas da polarização observada da CPD -57 2874 mas não fizeram uma estimativa da polarização ISP desse objeto. Eles também reportaram que esse objeto é variável tanto no grau como no ângulo de polarização, em uma escala de dias. Eles obtiveram essa conclusão com base em um método estatístico chamado *Welsh test* (mais detalhes em Yudin e Evans 1998). Podemos ver na Fig. 17 de Yudin e Evans (1998) que o grau de polarização variou de 1.8% a 3.3% em $0.33 \mu\text{m}$.

Nós também observamos a CPD -57 2874 em apenas três bandas pelos mesmos motivos mencionados na Sec. 3.7. Nossas estimativas da polarização ISP estão na Tab. 3.2. Descontamos a polarização ISP dos dados polarimétricos da CPD -57 2874, nas três bandas, e os resultados estão na Fig. 3.15. Não plotamos os dados de Yudin e Evans (1998) pois eles estavam disponíveis apenas graficamente.

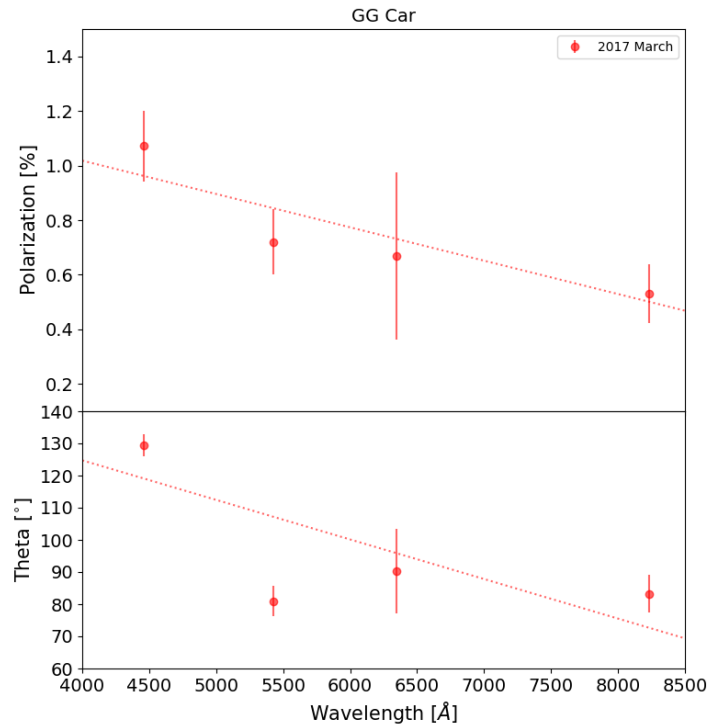


Figura 3.16: Polarimetria de imagem da GG Car, mostrando o grau e o ângulo de polarização, respectivamente. A linha pontilhada representa um ajuste linear nos dados.

3.9 GG Car

Pereyra et al. (2009b) estimaram a polarização ISP da GG Car usando dados de espectropolarimetria na linha do $H\alpha$. Os resultados foram: $P_{IS} = 0.69\%$ e $\theta_{IS} = 84^\circ$. Os valores que encontramos (ver Tab. 3.2) são maiores tanto no grau como no ângulo de polarização. Mas podemos perceber, pelos gráficos da Fig. 3.8, que os campos são bastante inhomogêneos o que poderiam explicar essa discrepância dos resultados.

Descontamos a polarização ISP dos dados polarimétricos da GG Car, nos quatro filtros, e os resultados estão na Fig. 3.16. Klare e Neckel (1977) mediram a polarização da GG Car e o valor obtido foi de $2.2\% \pm 0.1\%$ com um ângulo de 99.3° . Entretanto, não ficou claro em qual filtro as observações foram feitas e se eles descontaram a polarização ISP. Barbier e Swings (1982) também mediram a polarização da GG Car, nas bandas U , B e V levando em conta a polarização ISP. Entretanto, no trabalho não é mencionado os valores dessa estimativa. Os resultados que eles obtiveram estão na Tab. 3.3. Por fim, Gnedin et al. (1992) também mediram a polarização da GG Car e os resultados estão na Tab. 3.3. Neste trabalho também não ficou claro se eles descontaram a polarização ISP dos dados. Por esses motivos não plotamos os dados da literatura

Data	Filtro	P [%]	θ [°]	Referência
Março 1980	U	0.8 ± 0.1	99.0	Barbier e Swings (1982)
	B	1.6 ± 0.1	99.0	
	V	2.65 ± 0.40	95.0	
Maio 1989	U	1.6 ± 0.1	100.0	Gnedin et al. (1992)
	B	2.5 ± 0.1	100.0	
	V	2.1 ± 0.1	100.0	
	R	1.9 ± 0.1	100.0	

Tabela 3.3 - Valores da polarização da GG Car encontrados na literatura.

junto com os nossos, uma vez que não conseguimos ter certeza dos valores observados.

Objeto	Filter	P [%]	θ [°]
RMC 4	<i>B</i>	0.5 ± 0.1	68 ± 7
	<i>V</i>	0.9 ± 0.1	60 ± 4
	<i>R</i>	0.8 ± 0.1	63 ± 4
	<i>I</i>	0.6 ± 0.1	60 ± 5
LHA 115-S 18	<i>B</i>	0.72 ± 0.05	72 ± 2
	<i>V</i>	0.39 ± 0.04	52 ± 3
	<i>R</i>	0.43 ± 0.05	14 ± 3
	<i>I</i>	0.59 ± 0.04	18 ± 2
LHA 115-S 23	<i>B</i>	0.56 ± 0.07	176 ± 3
	<i>V</i>	0.84 ± 0.05	174 ± 2
	<i>R</i>	0.57 ± 0.04	29 ± 2
	<i>I</i>	0.63 ± 0.03	177 ± 1
RMC 82	<i>B</i>	2.4 ± 0.2	138 ± 2
	<i>V</i>	2.5 ± 0.4	137 ± 4
	<i>R</i>	2.0 ± 0.1	140 ± 1
	<i>I</i>	1.9 ± 0.1	141 ± 1
Hen 3-298	<i>V</i>	2.4 ± 0.2	120 ± 2
	<i>R</i>	3.0 ± 0.1	133 ± 1
	<i>I</i>	1.6 ± 0.2	126 ± 4
CPD -57 2874	<i>V</i>	3.1 ± 0.2	46 ± 2
	<i>R</i>	3.7 ± 0.1	47 ± 1
	<i>I</i>	3.0 ± 0.1	42 ± 1
GG Car	<i>B</i>	1.1 ± 0.1	129 ± 3
	<i>V</i>	0.7 ± 0.1	81 ± 5
	<i>R</i>	0.7 ± 0.3	90 ± 13
	<i>I</i>	0.5 ± 0.1	83 ± 6

Tabela 3.4 - Resultados da polarização intrínseca das sete sgB[e]s observadas. Colunas 1 e 2: nome do objeto e as bandas observadas. Colunas 3 e 4: estimativas da polarização intrínsecas.

Modelo da sgB[e] RMC 82

Neste capítulo descrevemos a grade de modelos adotada, os resultados da análise estatística com o EMCEE e por fim, uma discussão detalhada das propriedades da solução para RMC 82 e suas consequências.

4.1 *Grade de Modelos*

O trabalho realizado por Carciofi et al. (2010) envolve um modelo com vários parâmetros livres, o que pode levar a um certo grau de degenerescência, tornando difícil avaliar certos parâmetros. Para manter o número de parâmetros livres razoavelmente baixo, ao mesmo tempo em que obtemos estimativas robustas para os demais parâmetros, foi adotado o seguinte procedimento:

1. Fixamos alguns parâmetros de acordo com os valores encontrados na literatura (parâmetros com referências na Tab. 4.1).
2. Os demais parâmetros, em uma primeira fase, foram explorados manualmente, principalmente com o objetivo de reproduzir o comportamento da SED e os níveis de polarização. Esse estudo inicial, que foi bastante demorado, permitiu encontrar valores razoáveis para diversos parâmetros, listados na Tab. 4.1.
3. Escolhemos um número de parâmetros livres com base em sua importância na formação do fluxo emergente do modelo. Esses parâmetros estão detalhados na Tab. 4.2.

A estrela central foi considerada estática e sem rotação. Para o espectro estelar, foi utilizado um modelo de atmosfera de Kurucz (1994), com o escurecimento do limbo fornecido por Claret (2000).

Parâmetros	Valores	Referência
M_*	$20 M_\odot$	Zickgraf et al. (1996)
R_*	$50 R_\odot$	Zickgraf et al. (1996)
A_1	49	este trabalho
A_2	-0.7	este trabalho
A_3	2.75	este trabalho
$\beta(0^\circ)$	0.8	este trabalho
$\beta(90^\circ)$	3.0	este trabalho
R_{wind}	$15000 R_*$	este trabalho
$v_\infty(0^\circ)$	1000 km/s	este trabalho
$v_\infty(90^\circ)$	300 km/s	este trabalho
Composition	Silicate	Carciofi et al. (2010)
Gas to dust ratio	200	Carciofi et al. (2010)
a_{min}	$1 \mu\text{m}$	este trabalho
a_{max}	$20 \mu\text{m}$	este trabalho
q	-3.5	Mathis et al. (1977)

Tabela 4.1 - Parâmetros fixos do modelo de duas componentes usados neste trabalho.

Parâmetros	Valores
T_{eff}	24000, 28000, 32000 K
T_{destr}	600, 900, 1200 K
$d\dot{M}/d\Omega$ (90°)	1×10^{-6} , 1×10^{-5} , $3 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1} \text{sr}^{-1}$
$\Delta\theta_{\text{disk}}$	10, 12, 15°
m	20, 30, 40
i	$50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 85^\circ$
ρ_{dust}	0.0001, 0.05, 0.15, 0.5, 3.0 g cm^{-3}

Tabela 4.2 - Grade de modelos adotada. Total de modelos: 3240. Note que $\Delta\theta_{\text{disk}}$ não é um parâmetro livre, mas derivado do valor de m .

Alguns dos parâmetros que fixamos (Tab. 4.1) merecem uma explicação mais detalhada. A composição dos grãos de poeira é conhecida por ser um parâmetro problemático (Speck et al., 2000). Um tratamento adequado da composição requereria testes extensivos com várias espécies diferentes. Portanto, optamos por adotar a composição amplamente utilizada de Ossenkopf et al. (1992). A razão gás-poeira e ρ_{dust} são parâmetros intrinsecamente degenerados. Para contornar essa degenerescência, fixamos o primeiro parâmetro em um valor comumente usado (200, Carciofi et al. 2010) e tratamos o segundo como um parâmetro livre, sujeito à inferência durante o processo de modelagem. O tamanho dos grãos não foi explorado neste trabalho. Seguindo Carciofi et al. (2010), fixamos $a_{\text{min}} = 1 \mu\text{m}$, $a_{\text{max}} = 20 \mu\text{m}$ e $q = -3.5$.

Nossos valores para a velocidade terminal do vento e os parâmetros A_1 , A_2 e A_3 também foram obtidos por análise preliminar. O valor de $A_1 = 49$ indica que a taxa de perda de massa é 50 vezes maior no equador do que nos polos. O valor de $A_2 = -0.2$ significa que a velocidade terminal no equador é 80% da velocidade terminal nos polos. Por fim, o valor de $A_3 = 2.75$ indica que o vento nos polos acelera aproximadamente 3.75 vezes mais rápido em comparação com o vento no equador.

Nós construímos uma grade de modelos para explorar seis parâmetros livres: a temperatura efetiva (T_{eff}), a temperatura de destruição dos grãos (T_{destr}), a taxa de perda de massa ($d\dot{M}/d\Omega(90^\circ)$), o ângulo de abertura do disco ($\Delta\theta_{\text{disk}}$), o ângulo de inclinação (i) e a densidade dos grãos de poeira (ρ_{dust}), que, como explicado anteriormente, controla a profundidade óptica da poeira. Os valores adotados para cada parâmetro estão listados na Tab. 4.2. A grade é composta por um total de 3240 modelos.

A curva de extinção que utilizamos neste trabalho para a Grande Nuvem de Magalhães foi obtida em Gordon et al. (2003). O valor de $E(B - V)$, o excesso de cor, foi explorado durante o processo de inferência dos parâmetros. Por fim, a distância foi fornecida ao EMCEE como um *prior*, com média e desvio padrão dados pelos valores de Pietrzyński et al. (2013) (Tab. 2.5).

Para fornecer uma visão geral dos recursos computacionais necessários para concluir a grade, um único modelo utilizando 128 núcleos (cores) requer, em média, 16 horas para ser concluído. Portanto, a conclusão da grade exigiu cerca de 1 milhão de core-h. Utilizamos dois clusters para esse propósito: o ALPHACRUCIS, localizado no departamento de astronomia da Universidade de São Paulo, Brasil, e o Mesocentre de cálculo intensivo SIGAMM do Observatoire de la Côte d'Azur, França (colaboração com Dr. A. Domiciano de Souza).

Parâmetros	Valores
T_{eff} [K]	27000^{+370}_{-280}
T_{destr} [K]	870^{+8}_{-4}
$d\dot{M}/d\Omega$ (90°) [$M_\odot\text{yr}^{-1}\text{sr}^{-1}$]	$6.6 \times 10^{-6} \pm 0.3 \times 10^{-6}$
$\Delta\theta_{\text{disk}}$ [$^\circ$]	$11.0^{+0.2}_{-0.1}$
ρ_{dust} [g cm^{-3}]	$0.051^{+0.009}_{-0.001}$
i [$^\circ$]	$69.0^{+0.7}_{-0.5}$
$E(B - V)$	0.34 ± 0.01
π [μas]	19.0 ± 0.3

Tabela 4.3 - Parâmetros da RMC 82 obtidos pelo EMCEE.

4.2 Resultados do Modelo

Foi executada uma simulação EMCEE utilizando 185 *walkers* e um total de 100.000 *steps* para garantir uma exploração adequada do espaço de parâmetros. A simulação ajustou simultaneamente o espectro polarizado e a SED. Os resultados desta simulação são apresentados nas Figs. 4.1 a 4.3.

A Fig. 4.1 mostra as funções de distribuição de probabilidade (PDFs) de cada parâmetro na diagonal principal do gráfico. Os diagramas fora da diagonal principal indicam as correlações entre os pares de parâmetros. Acima de cada PDF e também na Tab. 4.3, estão as medianas e os intervalos de confiança de cada parâmetro. O gráfico no canto superior direito exhibe as trajetórias de convergência de cada parâmetro, indicando que a convergência foi alcançada. Todas as PDFs estão bem definidas e não se estendem além da faixa estabelecida na grade de modelos, indicando que todos os parâmetros foram devidamente limitados pela simulação.

A Fig. 4.2 apresenta a comparação entre o modelo e os dados observacionais para a SED, o espectro polarizado e o perfil da linha $H\alpha$. É notável como o modelo reproduz de forma precisa os dados da SED em uma ampla faixa de comprimentos de onda, abrangendo desde o UV até o IR médio, com diferenças insignificantes em mais de quatro ordens de magnitude de fluxo. Ao comparar as linhas azul e laranja na Fig. 4.2, podemos observar que uma parte significativa do fluxo UV estelar é reprocessada pelo vento, resultando no aquecimento tanto do gás quanto da poeira, o que gera um excesso de emissão no IR. Como mencionado anteriormente,

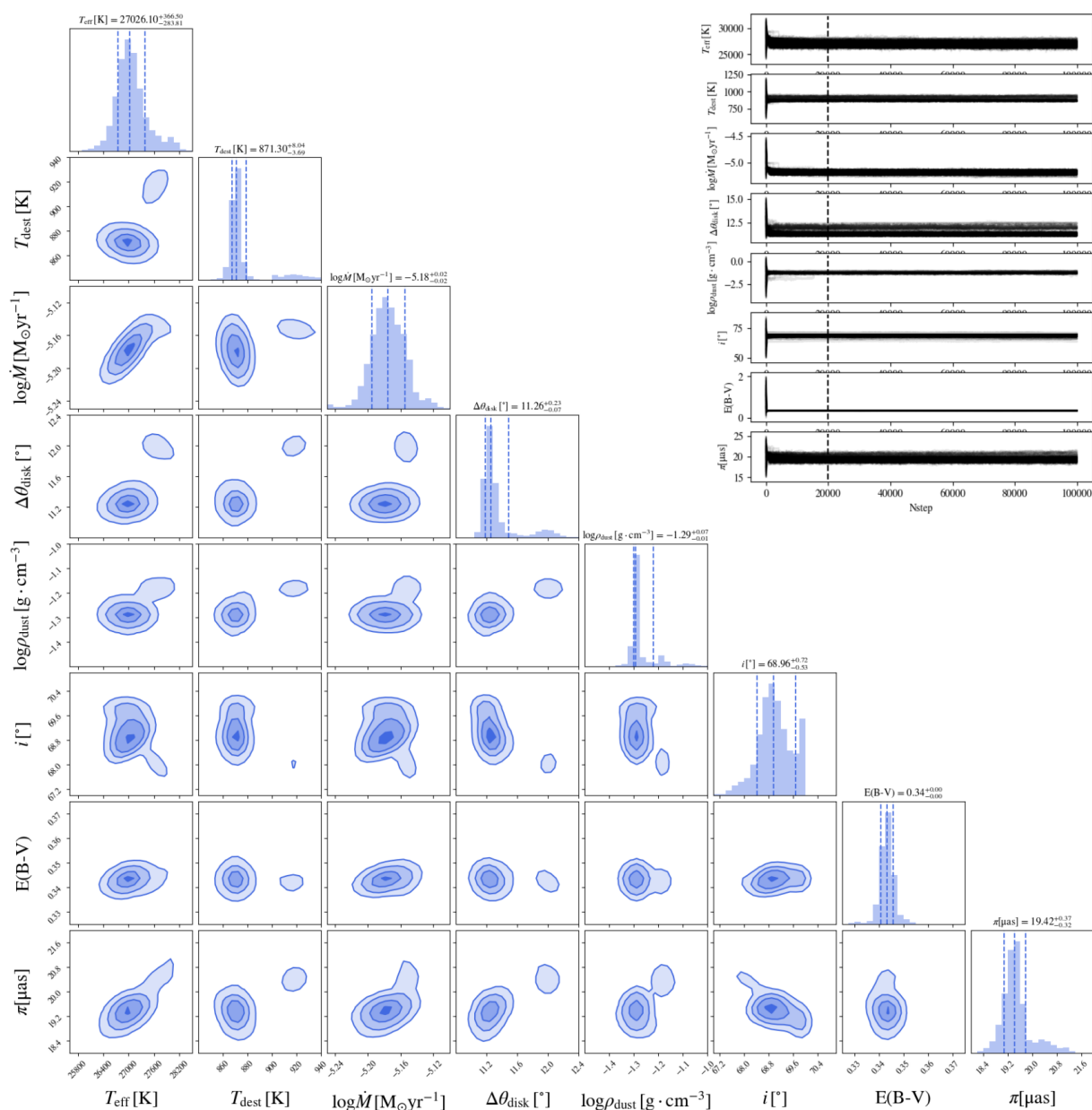


Figura 4.1: Gráfico principal: PDFs de cada parâmetro amostrado (diagonal principal) e as correlações entre eles (fora da diagonal). Parte superior direita: Gráfico de convergência. Cada linha representa um "walker". A linha vertical tracejada representa o comprimento da fase inicial (*burn-in*), indicando a faixa de *steps* que foram descartados para as PDFs.

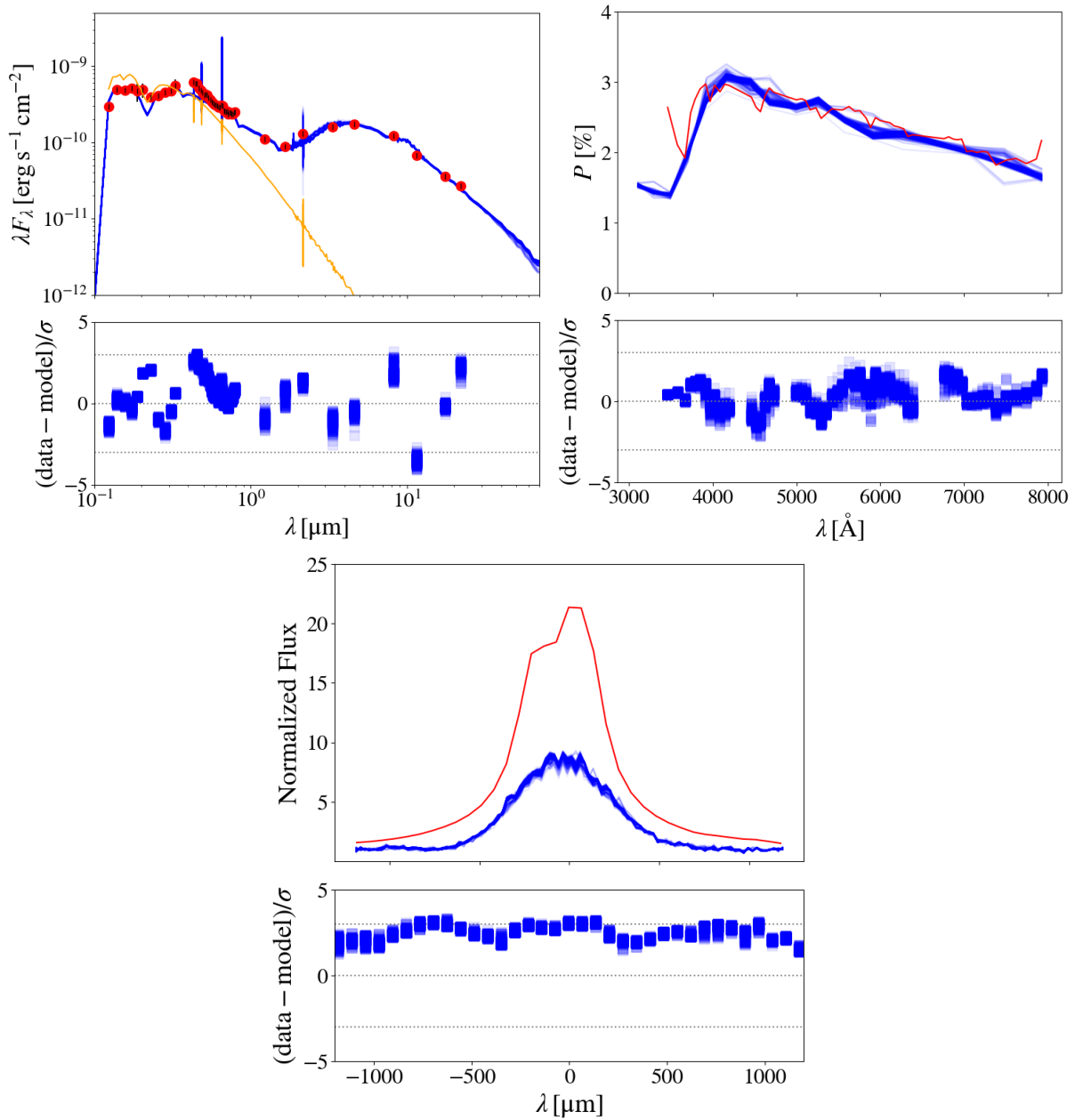


Figura 4.2: Parte superior: modelos da SED e polarização (linhas azuis) comparados com os dados (pontos e linhas vermelhas) juntos com os seus respectivos resíduos. Parte inferior: o mesmo da parte superior mas para o $H\alpha$. Múltiplos modelos são plotados, representando o último *step* de cada *walker* (total de 185). A linha laranja no gráfico da SED representa um modelo puramente fotosférico da estrela central.

o método MCMC não busca um único melhor ajuste do modelo, mas sim fornece intervalos de confiança para os parâmetros. Portanto, na Fig. 4.2, estão representados todos os 185 modelos correspondentes ao último step do processo MCMC, ilustrando como os resultados variam de acordo com as diferentes combinações dos parâmetros.

Também podemos observar, na Fig. 4.2, que o modelo reproduz com precisão os dados espectropolarimétricos observados. Uma representação adequada do espectro polarizado é de extrema importância, uma vez que o nível de polarização depende tanto da geometria quanto da massa (ou seja, do número de elétrons livres) da região de espalhamento, que, em nosso modelo, corresponde ao envoltório equatorial denso. Além disso, a inclinação da polarização é mais importante ainda, sendo determinada pela opacidade de absorção antes do espalhamento (Haubois et al., 2014). Em outras palavras, a “cor” do espectro polarizado é influenciada pela absorção pré-espalhamento, e a boa concordância dos dados com o nosso modelo nos fornece a confiança de que as opacidades do nosso modelo estão bem ajustadas.

A Fig. 4.2 também exibe o perfil da linha $H\alpha$. Devido à considerável profundidade óptica da linha $H\alpha$, juntamente com a grande largura equivalente das observações ($EW = 302,5 \text{ \AA}$), é esperado que a emissão provenha de um grande volume, tanto no vento rápido quanto no vento lento. No entanto, é importante mencionar que o nosso modelo atual não produz resultados satisfatórios nesse aspecto. Apesar de várias tentativas manuais, não conseguimos obter um ajuste bem-sucedido para a linha $H\alpha$. Esse aspecto será deixado para investigações futuras, pois é plausível que a geometria e as densidades da região emissora de $H\alpha$ sejam diferentes das nossas suposições atuais e exijam uma exploração mais detalhada em estudos posteriores. Uma explicação alternativa é que instabilidades no vento podem produzir clumps, ou seja, estruturas compactas ou regiões densas dentro de um meio mais difuso. Quando há a presença de clumps, a linha de emissão resultante pode ter características diferentes em comparação com um meio homogêneo (Sundqvist et al., 2012). Em geral, modelos com clumps têm uma emissão de $H\alpha$ maior porque $H\alpha$ é um diagnóstico ρ^2 . Portanto, é possível que a inclusão de clumps em nosso modelo possa ajudar a resolver a falta de emissão de $H\alpha$.

Vamos agora discutir os detalhes do modelo da RMC 82. Para a temperatura efetiva T_{eff} , nosso valor inferido é significativamente maior do que a estimativa fornecida por Zickgraf et al. (1986) (compare as Tabs. 2.5 e 4.3). No entanto, é importante ressaltar que Zickgraf et al. (1986) obteve o avermelhamento e o tipo espectral de RMC 82 comparando sua SED com as curvas desavermelhadas de supergigantes galácticas. Este método claramente não leva em conta o

avermelhamento intrínseco causado pelo envoltório, como os próprios autores apontam. Portanto, seu valor deve ser considerado apenas como um limite mínimo, estando em concordância com nossas descobertas. Por outro lado, nosso valor não é significativamente discrepante do relatado por Bonanos et al. (2009), que usou o código TLUSTY (Hubeny, 1988; Hubeny e Lanz, 1995) para estimar o T_{eff} de RMC 82 em 25 000 K. Além disso, Lamers e Pauldrach (1991a) concluíram que o mecanismo de bi-estabilidade é mais efetivo na faixa de temperatura de $15\,000 < T_{\text{eff}} < 30\,000$ K. Nossos resultados para T_{eff} da RMC 82 estão dentro dessa faixa, sugerindo que o mecanismo de bi-estabilidade permanece uma possibilidade viável para esta estrela em particular.

A simulação forneceu uma distância que é consistente com o *prior* utilizado, uma vez que a paralaxe de $19.0 \pm 0.3 \mu\text{as}$ corresponde a uma faixa de distância de 48 a 53 kpc. O valor de $E(B - V)$ obtido em nossa simulação foi de 0.3. Em contraste, Zickgraf et al. (1986) relataram um valor de 0.2, Bonanos et al. (2009) um valor de 0.5 e nossa estimativa com base em Tammann et al. (2003) e Skowron et al. (2021) foi de 0.1. Como esses três métodos independentes resultaram em valores distintos, percebemos a complexidade em determinar o excesso de cor. Portanto, um valor preciso para o $E(B - V)$ permanece em aberto.

A taxa de perda de massa equatorial obtida foi de aproximadamente $6.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Zickgraf et al. (1996) estimaram um limite inferior para a taxa de perda de massa para RMC 82 de $1.1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Nossos valores são aproximadamente 60 vezes maiores que a estimativa de Zickgraf et al. (1996). A estimativa de Zickgraf et al. (1996) foi baseada na reprodução dos perfis das linhas FeII. No entanto, acreditamos que nosso modelo foi construído de forma mais abrangente, pois levamos em conta vários observáveis, incluindo a SED em uma ampla faixa de comprimentos de onda, polarização e perfil da linha de $H\alpha$. Essa grande taxa de perda de massa, no equador, produz um envelope bastante denso. Usando os valores de Tab. 4.3, descobrimos que a densidade de massa na base do vento é, no equador, $3.4 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$, muito semelhante à densidade máxima encontrada para os discos de estrelas Be na amostra de Vieira et al. (2017). A massa total do envelope foi estimada em $1.3 \times 10^{31} \text{ g}$ ou $6.4 \times 10^{-3} M_{\odot}$, enquanto 99.5% está na forma de gás e apenas 0.5% na forma de grãos de poeira.

O ângulo de abertura do disco inferido foi de aproximadamente 11° (correspondendo a um valor de m de cerca de 38), indicando que o vento lento ocupa um volume significativamente menor em comparação com o vento rápido. Vale ressaltar que, em nosso modelo, o gás flui de modo radial com um ângulo de abertura constante. Em contraste, a estrutura vertical dos discos de estrelas Be é determinada pelo equilíbrio hidrostático e se expande com o raio (Bjorkman e

Carciofi, 2005), o que é um aspecto distinto do nosso modelo.

Com base nos nossos resultados, também podemos concluir que uma parte significativa da emissão infravermelha pode ser atribuída à poeira. O valor inferido para a temperatura de destruição dos grãos de poeira, T_{destr} , obtido por meio do EMCEE, foi de 870 K. Esse valor é bem definido, pois controla a posição do pico de emissão no IR, o qual é bem reproduzido pelos modelos. Além disso, T_{destr} está associado a um raio interno da camada de poeira (R_{dust}), o qual foi estimado em $R_{\text{dust}} = 277R_*$, indicando que a formação de poeira ocorre em regiões bastante afastadas da estrela central.

A densidade dos grãos, obtida através do EMCEE, foi de aproximadamente 0.05 g cm^{-3} . Essa baixa densidade indica que os grãos de poeira possuem uma estrutura porosa. Para fins de comparação, essa densidade é significativamente menor que a densidade da pedra-pomes, uma das rochas mais porosas encontradas em nosso planeta Terra, que possui uma densidade variando de 0.25 a 0.85 g cm^{-3} , dependendo de sua composição específica e porosidade (Anwar Hossain, 2004). Essa observação sugere que os grãos de poeira contêm espaços vazios consideráveis. É possível que esses grãos tenham se formado pela agregação de partículas menores, criando lacunas entre seus diferentes componentes. O parâmetro de densidade dos grãos é altamente sensível ao número de grãos presentes e, no modelo, ele define a opacidade óptica radial da poeira. Em nossa análise, a determinação desse parâmetro foi bastante precisa, uma vez que ele regula a extensão em que a radiação estelar é reprocessada no IR pelos grãos (Carciofi et al., 2004).

Na nossa grade de modelos, estabelecemos a razão gás-poeira como 200. É importante destacar que qualquer alteração nesse valor afetará o número de grãos e, conseqüentemente, a densidade dos mesmos. Além disso, estamos assumindo que a taxa de perda de massa é contínua. Caso esse valor varie ao longo do tempo, poderá ter um impacto significativo no nosso modelo. Por exemplo, flutuações na taxa de perda de massa podem induzir mudanças na densidade do envoltório ao longo do tempo, influenciando subsequentemente sua temperatura. Variações na temperatura do envoltório, por sua vez, podem afetar suas características espectrais.

Usando o HDUST, fizemos um modelo com base nos parâmetros inferidos pelo EMCEE (ver Tab. 4.3) para criar imagens em várias regiões espectrais: UV, visível, $H\alpha$, K , L e N . Essas imagens, apresentadas na Fig. 4.3, representam as principais áreas dentro do envoltório onde o fluxo em cada uma dessas bandas se origina. As imagens de UV e visível são provenientes principalmente da fotosfera da estrela central ou do envelope interno e são espalhadas pelos

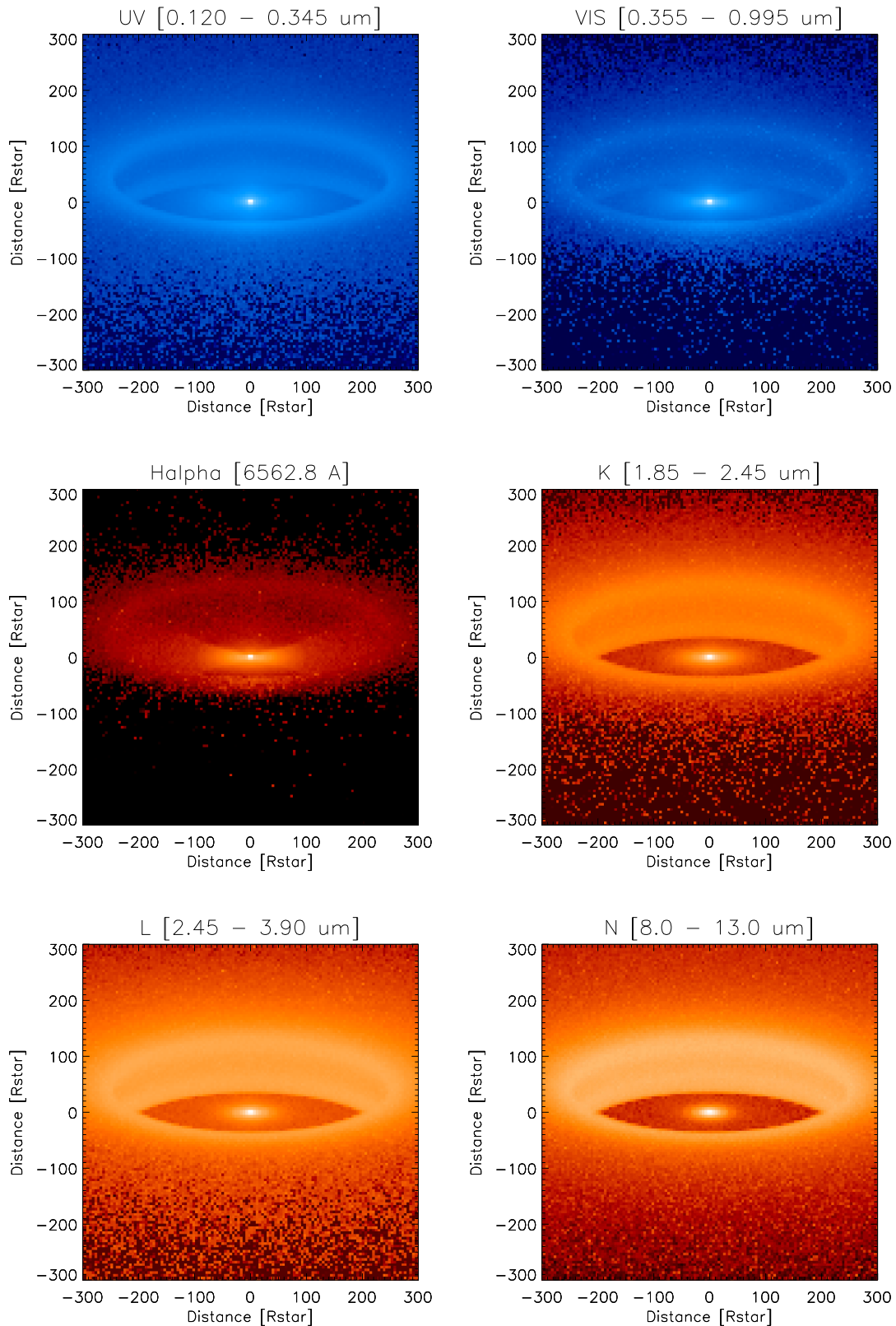


Figura 4.3: Imagens sintéticas do nosso melhor modelo. Painéis superiores: UV (0.120 a 0.345 μm) e visível (0.355 to 0.995 μm), respectivamente. Painéis centrais: H α e banda K (1.85 a 2.45 μm). Painéis inferiores: bandas L (2.45 a 3.90 μm) e N (8.0 to 13.0 μm). As imagem tem largura de 300 raios estelares. O raio de destruição da poeira é de 277 raios estelares.

grãos de poeira na camada interna da poeira, criando a estrutura de anel duplo que pode ser observada na figura. Por outro lado, a emissão de $H\alpha$ provém de um volume muito maior no envoltório, como era esperado devido à sua grande largura de emissão. Já as imagens nas bandas K , L e N destacam especialmente a camada interna de poeira, onde se encontram os grãos mais quentes. No entanto, essas imagens também se estendem para raios progressivamente maiores à medida que o comprimento de onda aumenta. Ao contrário do UV e do visível, a radiação nesses casos é resultado da emissão térmica dos grãos de poeira. É importante observar que, em todas as imagens infravermelhas, o gás interno ainda é proeminente, uma vez que o gás é um forte emissor pelo mecanismo de bremsstrahlung. Essas imagens nos fornecem uma visão abrangente da distribuição de radiação no envoltório da RMC 82 em várias regiões espectrais.

4.3 Discussão

Nesta seção, abordamos vários aspectos importantes do modelo de duas componentes da RMC 82. Primeiramente, destacamos a importância do gás ao absorver uma parte considerável da radiação UV, agindo como um escudo protetor para a poeira. Em seguida, observamos que a presença de poeira resulta em um aumento na emissão do gás, na forma de $H\alpha$. Por fim, investigamos as contribuições tanto do gás quanto da poeira para os processos de polarização que ocorrem dentro do envoltório da estrela. Essas análises nos permitem compreender melhor a interação complexa entre as duas componentes (gás e poeira) e sua influência na emissão e polarização observadas na RMC 82.

Essa análise foi conduzida de acordo com o seguinte procedimento: geramos um modelo HDUST, utilizando os parâmetros inferidos pelo EMCEE, cujos valores estão na Tabela 4.3. Vale notar que esse conjunto específico de parâmetros não estava incluído na grade de modelos. Este modelo será referido no texto como o "modelo gás+poeira". Adicionalmente, geramos um modelo puramente fotosférico (ou seja, sem o envoltório), utilizando os parâmetros listados na Tabela 4.3. Posteriormente, geramos mais dois modelos HDUST para os seguintes cenários: um envoltório composto unicamente de gás; e um envoltório composto apenas de poeira. Todos os demais parâmetros permaneceram inalterados. As subseções seguintes comparam diferentes aspectos desses quatro modelos.

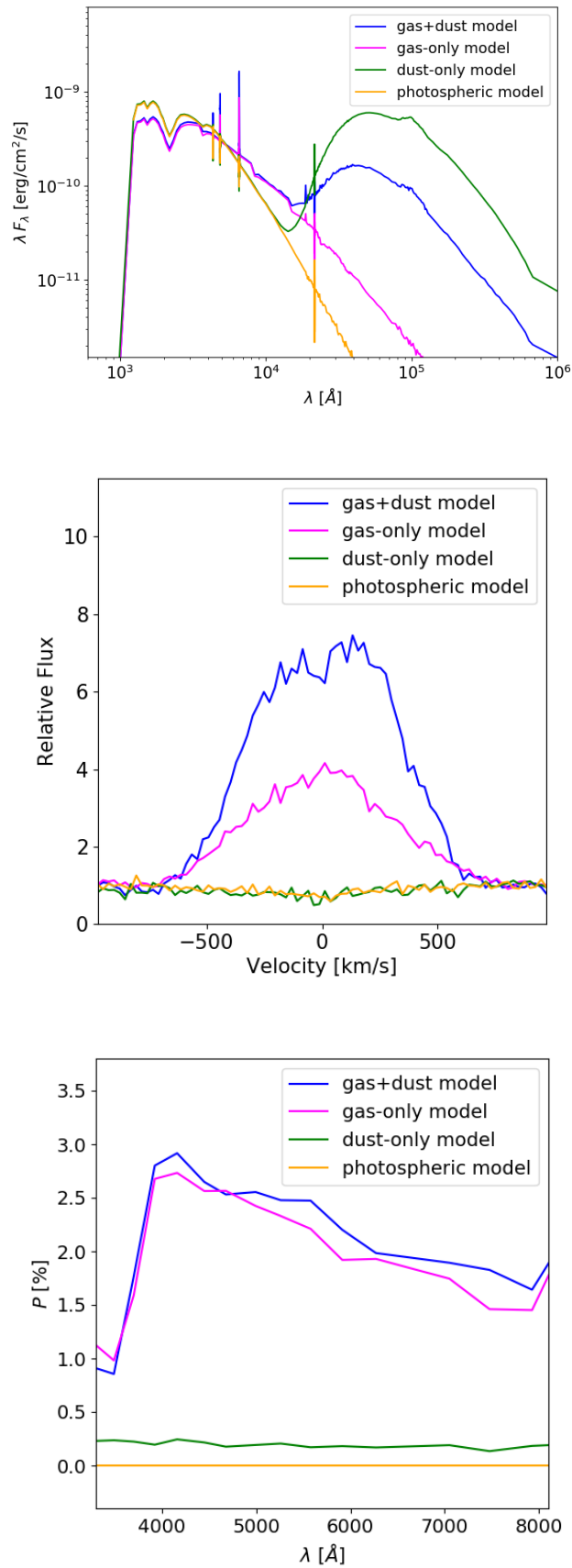


Figura 4.4: Modelos de SED, H α e polarização, respectivamente, em quatro cenários: sem envelope (laranja); envelope composto apenas por gás (magenta); envelope composto apenas por poeira (verde) e envelope composto por gás e poeira (azul).

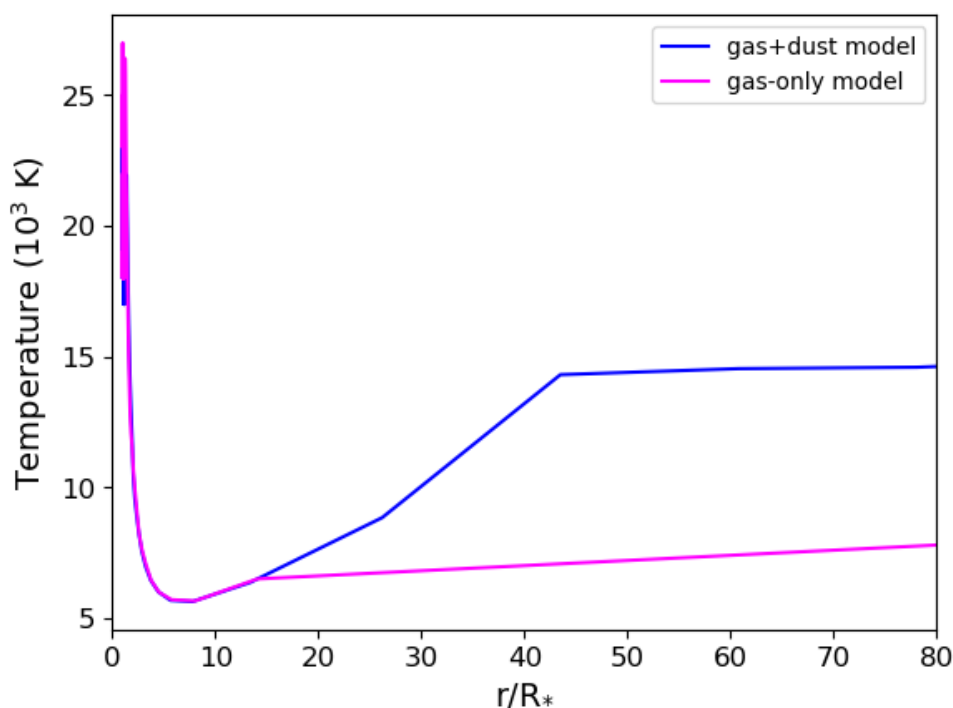


Figura 4.5: Temperatura eletrônica, em uma colatitude de 10° , em dois cenários: modelo completo gás+poeira (azul) e o modelo composto apenas por gás (magenta).

4.3.1 Blindagem do UV

Os quatro modelos mencionados acima são comparados no gráfico superior da Fig. 4.4. Essa análise nos permite avaliar o impacto individual de cada componente (gás e poeira) na emissão do envelope da RMC 82.

Analisando o gráfico da SED, podemos observar que a emissão do UV é muito mais intensa nos modelos fotosférico e de poeira em comparação com os outros dois modelos. Isso ocorre porque, devido ao ângulo de inclinação de cerca de 70° e ao ângulo de abertura do disco de cerca de 11° , a luz proveniente da estrela central (ou do envelope interno) não atravessa uma quantidade significativa de poeira antes de chegar ao observador. Portanto, é o gás presente no envoltório que atua como um escudo, blindando a maior parte da emissão UV.

Ao comparar o modelo gás+poeira com os modelos contendo apenas gás e apenas poeira, podemos identificar o papel desempenhado por cada um na SED. Além da extinção no UV, o gás contribui principalmente para o fluxo emergente na faixa de comprimento de onda de ≈ 0.7 a $2 \mu\text{m}$. No entanto, a partir de $2 \mu\text{m}$, a poeira rapidamente se torna a principal fonte de radiação.

É interessante observar o que acontece quando o gás é removido do modelo. Na ausência do gás, a poeira não está mais protegida da intensa radiação UV emitida pela estrela central. Como

os grãos não podem atingir temperaturas superiores a T_{destr} , o raio interno da camada de poeira aumenta significativamente, passando de cerca de $277 R_*$ para quase $875 R_*$.

Apesar de haver uma menor quantidade de poeira no modelo composto apenas de poeira (devido ao aumento do raio interno da poeira), esse modelo apresenta um nível de emissão no IR muito mais alto do que o modelo gás+poeira. Isso ocorre porque a superfície emissora da região interna de poeira se torna muito maior na ausência do gás, aumentando assim sua contribuição no fluxo. No modelo gás+poeira, o gás redistribui uma parte significativa da radiação estelar em direção aos polos, impedindo que ela seja reprocessada pela camada de poeira. Esse último ponto é facilmente perceptível na Fig. 4.3 (canto superior esquerdo). O fluxo UV proveniente da borda de poeira resulta do espalhamento do fluxo estelar. A imagem ilustra que o disco interno projeta uma sombra sobre a borda interna, destacando assim a redistribuição de fluxo mencionada anteriormente.

Uma observação importante é que, embora tenhamos determinado o raio interno da poeira com base em uma temperatura específica de destruição, cada tamanho de grão atinge essa temperatura em distâncias variadas. A Fig. 4.6 mostra a variação da temperatura dos grãos de poeira com o tamanho, a uma distância de $277 R_*$, para o modelo gás+poeira. Podemos notar que os grãos menores apresentam temperaturas muito mais elevadas que os grãos maiores. Nossa escolha para definir o raio interno da poeira é baseada no ponto em que os grãos menores (mais quentes) atingem a temperatura de destruição na colatitude do equador.

4.3.2 *Backscattering*

Olhando agora para a emissão da linha $H\alpha$, nos quatro cenários explorados acima, descobrimos um fenômeno bem intrigante (Fig. 4.4, gráfico central). O modelo gás+poeira apresenta um nível de $H\alpha$ significativamente maior do que o modelo composto apenas por gás. Esse comportamento aparentemente contraditório pode ser compreendido se considerarmos que a camada de poeira atua como uma grande barreira para a radiação proveniente das partes internas do envelope. Enquanto parte da radiação que interage com a poeira é absorvida e reprocessada na faixa do IR, uma fração significativa é espalhada de volta, fornecendo uma fonte adicional de aquecimento para as regiões internas. Isso fica evidente na Fig. 4.5, que mostra a temperatura eletrônica em função da distância em uma colatitude de 10° . Vemos que a temperatura do gás, em alguns pontos, é mais quente no modelo gás+poeira do que no modelo apenas de gás. Esse *efeito de backscattering*, portanto, aumenta a intensidade da linha $H\alpha$ e, como mostrado na Fig. 4.4,

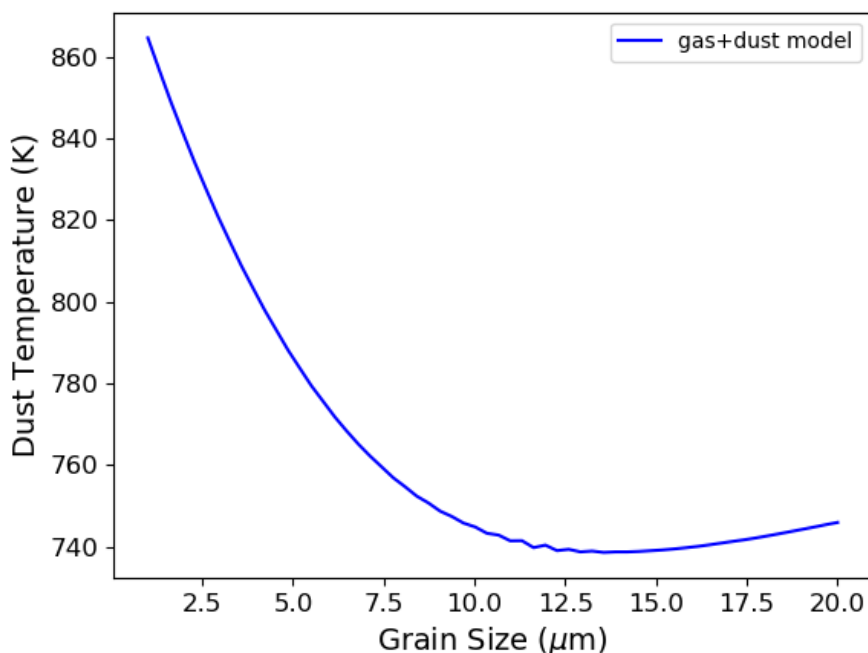


Figura 4.6: Variação da temperatura dos grãos de acordo com o tamanho dos grãos, a uma distância de 277 raios estelares, para o modelo gás+poeira.

desempenha um papel significativo na determinação do espectro emergente.

Com isso, podemos concluir que apenas um modelo auto-consistente, composto de gás e poeira, pode descrever as estrelas sgB[e]. É imprescindível levar em consideração a complexa interação entre esses dois componentes.

4.3.3 Mecanismos de Polarização

Os diferentes modelos abordados nas seções acima nos permitem identificar o papel de cada mecanismo de polarização – espalhamento de elétrons livres versus espalhamento da poeira – para o nível total de polarização. Para esse propósito, comparamos a polarização emergente de cada cenário no gráfico da parte inferior da Fig. 4.4.

A polarização do modelo composto apenas por poeira é bastante baixa (aproximadamente 0.2%) e apresenta uma fraca dependência espectral, aumentando ligeiramente em comprimentos de onda menores como resultado do aumento da seção de choque de espalhamento. Por outro lado, a polarização do modelo composto apenas por gás é muito maior e possui uma dependência complexa com o comprimento de onda, cuja origem está na absorção da radiação estelar por átomos de hidrogênio neutro (Haubois et al., 2014). Concluimos, portanto, que o principal

mecanismo de polarização nos envelopes das $sgB[e]$ é o espalhamento por elétrons livres, mas um modelo detalhado da polarização não pode ignorar a contribuição dos grãos de poeira.

Conclusões

Nesta tese, fizemos estimativas das polarizações intrínsecas e ISP de sete sgB[e] e também investigamos o envoltório da RMC 82, uma sgB[e] na LMC. Utilizamos dados espectropolarimétricos combinados com dados fotométricos da literatura e um modelo paramétrico utilizando o código de transferência radiativa HDUST.

Da análise da polarização de imagem, pudemos concluir que todas as sete sgB[e] possuem polarizações intrínsecas variando de, aproximadamente, 0.2% a 4.0%. E reportamos, de modo inédito, a polarização da sgB[e] Hen 3-298.

Para modelar os dados da RMC 82, utilizamos o modelo paramétrico proposto por Carciofi et al. (2010), esquematizado na Fig. 1.3. Esse modelo consiste em um vento denso na região equatorial, onde grãos de poeira podem se formar (desde que estejam suficientemente distantes da estrela), e um vento polar quente. Após uma investigação inicial manual, na qual estimamos alguns parâmetros e identificamos os mais importantes para controlar o espectro emergente, construímos uma grade com 3240 modelos explorando os seguintes parâmetros: a taxa de perda de massa, a temperatura de destruição da poeira, a temperatura efetiva da estrela, o ângulo de abertura do disco e a densidade média dos grãos (ver Tab. 4.3).

A grade de modelos, combinada com estatística Bayesiana para inferência dos parâmetros, proporcionou excelentes ajustes para a SED observada e o espectro polarizado, mas não conseguiu obter um ajuste bem sucedido para o perfil da linha $H\alpha$. A reprodução da SED observada, em uma ampla faixa de comprimentos de onda, indica que nossos modelos calcularam, com precisão, o fluxo estelar e seu reprocessamento dentro do envelope, tanto pelo gás quanto pela poeira. Além disso, a reprodução bem sucedida dos dados polarimétricos indica que nossos modelos determinaram com precisão a massa, a geometria e a opacidade da região de espalhamento. Esse resultado é significativo, pois o grau de polarização depende desses três fatores. Com isso em

mãos, concluímos que nosso modelo oferece uma boa descrição do fluxo equatorial lento, onde a maioria do fluxo estelar é reprocessado pelo gás e pela poeira e onde a maioria do espalhamento ocorre, mas não está reproduzindo o grande volume de emissão $H\alpha$.

Durante a análise do EMCEE, vários resultados interessantes foram obtidos a partir dos parâmetros inferidos. Primeiramente, nossa temperatura efetiva de cerca de 27 000 K foi maior do que o valor de Zickgraf et al. (1986), provavelmente porque esses estudos não levaram em consideração o avermelhamento circunstelar. Porém está próximo ao apresentado por Bonanos et al. (2009) de 25 000 K. Além disso, a temperatura permanece dentro da faixa de temperatura em que ocorre o *bi-stability jump*, sugerindo que esse processo é uma possibilidade para explicar a perda de massa assimétrica que forma o envoltório da RMC 82.

A taxa de perda de massa inferida é notavelmente alta, com uma densidade de massa na base do vento, no equador, de $3.4 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ e uma massa total de $1.3 \times 10^{31} \text{ g}$ ou $6.4 \times 10^{-3} M_{\odot}$. Também determinamos a temperatura em que os grãos de poeira são destruídos (870 K), que corresponde a um raio interno da camada de poeira de cerca de $277 R_{*}$. Isso indica que a poeira se forma a uma grande distância da estrela central. Por fim, nossos resultados indicam que os grãos de poeira possuem uma estrutura porosa com uma densidade volumétrica excepcionalmente baixa, até mesmo menor do que a pedra-pomes, a rocha mais porosa encontrada na Terra.

Nossos modelos mostraram que o gás presente no envelope desempenha um papel crucial em blindar uma parte significativa da emissão UV originada da estrela central. Chegamos a essa conclusão ao comparar nosso modelo final com um modelo que considera apenas a poeira, excluindo a componente do gás. No modelo composto apenas por poeira, observamos que o raio interno da camada de poeira ocorre muito mais distante da estrela, especificamente em $875 R_{*}$, em contraste com os $277 R_{*}$ no modelo que inclui tanto o gás quanto a poeira. A opacidade molecular é provavelmente um fator adicional significativo na determinação blindagem da radiação UV. É importante destacar que, como o HDUST não inclui atualmente essas opacidades, o nível de blindagem UV representado em nossos modelos provavelmente é uma estimativa conservadora ou um limite inferior.

Um fenômeno intrigante que descobrimos foi o efeito de *backscattering* produzido pela presença da camada de poeira. Essa conclusão foi alcançada comparando nosso modelo final, que incluía tanto o gás quanto a poeira, com um modelo composto apenas de gás. O modelo composto apenas de gás apresentou uma emissão da linha $H\alpha$ significativamente mais baixa comparado com o modelo que incluía tanto gás quanto poeira. Isso ocorre pois uma fração significativa da

radiação UV estelar é espalhada de volta para regiões internas do vento, aumentando assim a temperatura do gás e também a emissão em $H\alpha$.

Também concluímos que o principal mecanismo que causa a polarização em RMC 82 é o espalhamento de elétrons livres, mas o espalhamento de poeira também deve ser considerado.

Por fim, nossos resultados combinados sugerem que somente um modelo auto-consistente que leve em conta a complexa interação entre gás e poeira (blindagem, *backscattering*, etc.) pode fornecer uma descrição adequada dos envoltórios das sgB[e]s e objetos similares.

Referências Bibliográficas

- Allen D. A., Swings J. P., The spectra of peculiar Be stars with infrared excesses, *A&A*, 1976, vol. 47, p. 293
- Anwar Hossain K. M., Properties of volcanic pumice based cement and lightweight concrete, *Cement and Concrete Research*, 2004, vol. 34, p. 283
- Appenzeller I., Fricke K., Fürtig W., Gässler W., Häfner R., Harke R., Hess H. J., Hummel W., Jürgens P., Kudritzki R. P., Mantel K. H., Meisl W., Muschiolok B., Nicklas H., Rupprecht G., Seifert W., Stahl O., Szeifert T., Tarantik K., Successful commissioning of FORS1 - the first optical instrument on the VLT., *The Messenger*, 1998, vol. 94, p. 1
- Aret A., Kraus M., Muratore M. F., Borges Fernandes M., A new observational tracer for high-density disc-like structures around B[e] supergiants, *MNRAS*, 2012, vol. 423, p. 284
- Babusiaux C. e. a., Gaia Data Release 3. Catalogue validation, *A&A*, 2023, vol. 674, p. A32
- Barbier R., Swings J. P., Polarization in peculiar emission-line objects. In *Be Stars* , vol. 98, 1982, p. 103
- Bayo A., Rodrigo C., Barrado Y Navascués D., Solano E., Gutiérrez R., Morales-Calderón M., Allard F., VOSA: virtual observatory SED analyzer. An application to the Collinder 69 open cluster, *A&A*, 2008, vol. 492, p. 277
- Bjorkman J. E., Carciofi A. C., Modeling the Structure of Hot Star Disks. In *The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars* , vol. 337 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2005, p. 75

- Bjorkman J. E., Cassinelli J. P., Equatorial Disk Formation around Rotating Stars Due to Ram Pressure Confinement by the Stellar Wind, *ApJ*, 1993, vol. 409, p. 429
- Bonanos A. Z., Massa D. L., Sewilo M., Lennon D. J., Panagia N., Smith L. J., Meixner M., Babler B. L., Bracker S., Meade M. R., Gordon K. D., Hora J. L., Indebetouw R., Whitney B. A., Spitzer SAGE Infrared Photometry of Massive Stars in the Large Magellanic Cloud, *The Astronomical Journal*, 2009, vol. 138, p. 1003
- Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Non-LTE Monte Carlo Radiative Transfer. I. The Thermal Properties of Keplerian Disks around Classical Be Stars, *ApJ*, 2006, vol. 639, p. 1081
- Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Magalhães A. M., Effects of Grain Size on the Spectral Energy Distribution of Dusty Circumstellar Envelopes, *ApJ*, 2004, vol. 604, p. 238
- Carciofi A. C., Faes D. M., Townsend R. H. D., Bjorkman J. E., Polarimetric Observations of σ Orionis E, *ApJ*, 2013, vol. 766, p. L9
- Carciofi A. C., Miroshnichenko A. S., Bjorkman J. E., Toward Understanding the B[e] Phenomenon. IV. Modeling of IRAS 00470+6429, *ApJ*, 2010, vol. 721, p. 1079
- Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., Radiation-driven winds in Of stars, *ApJ*, 1975, vol. 195, p. 157
- Claret A., A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models., *A&A*, 2000, vol. 363, p. 1081
- Curé M., The Influence of Rotation in Radiation-driven Wind from Hot Stars: New Solutions and Disk Formation in Be Stars, *ApJ*, 2004, vol. 614, p. 929
- Curé M., Rial D. F., Cidale L., Outflowing disk formation in B[e] supergiants due to rotation and bi-stability in radiation driven winds, *A&A*, 2005, vol. 437, p. 929
- de Jager C., The yellow hypergiants, *A&A Rev.*, 1998, vol. 8, p. 145
- DENIS Consortium The DENIS database (DENIS Consortium, 2005), *VizieR Online Data Catalog*, 2005, vol. 2263, p. 0
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., emcee: The MCMC Hammer, *PASP*, 2013, vol. 125, p. 306

- Friend D. B., Abbott D. C., The theory of radiatively driven stellar winds. III - Wind models with finite disk correction and rotation, *ApJ*, 1986, vol. 311, p. 701
- Fujiwara H., *Spectroscopic Ellipsometry. Principles and Applications.* John Wiley & Sons, Ltd, 2007
- Gaia Collaboration Prusti T. e. a., The Gaia mission, *A&A*, 2016, vol. 595, p. A1
- Gaia Collaboration Vallenari A. e. a., Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties, *A&A*, 2023, vol. 674, p. A1
- Gnedin Y. N., Kiselev N. N., Pogodin M. A., Rozenbush A. E., Rozenbush V. K., Polarimetry of southern early type objects with circumstellar envelopes .Classical and peculiar Be stars., *Soviet Astronomy Letters*, 1992, vol. 18, p. 182
- Gordon K. D., Clayton G. C., Misselt K. A., Landolt A. U., Wolff M. J., A Quantitative Comparison of the Small Magellanic Cloud, Large Magellanic Cloud, and Milky Way Ultraviolet to Near-Infrared Extinction Curves, *ApJ*, 2003, vol. 594, p. 279
- Groh J. H., Daminieli A., Hillier D. J., Barbá R., Fernández-Lajús E., Gamen R. C., Moisés A. P., Solivella G., Teodoro M., Bona Fide, Strong-Variable Galactic Luminous Blue Variable Stars are Fast Rotators: Detection of a High Rotational Velocity in HR Carinae, *ApJ*, 2009, vol. 705, p. L25
- Hall J. S., Observations of the Polarized Light from Stars, *Science*, 1949, vol. 109, p. 166
- Haubois X., Mota B. C., Carciofi A. C., Draper Z. H., Wisniewski J. P., Bednarski D., Rivinius T., Dynamical Evolution of Viscous Disks around Be Stars. II. Polarimetry, *ApJ*, 2014, vol. 785, p. 12
- Hecht E., *Optics.* Addison Wesley, 2002
- Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., Langer N., Hartmann D. H., How Massive Single Stars End Their Life, *ApJ*, 2003, vol. 591, p. 288
- Hiltner W. A., Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium, *Science*, 1949, vol. 109, p. 165

- Høg E., Fabricius C., Makarov V. V., Bastian U., Schwkendiek P., Wicenc A., Urban S., Corbin T., Wycoff G., Construction and verification of the Tycho-2 Catalogue, *A&A*, 2000, vol. 357, p. 367
- Hubeny I., A computer program for calculating non-LTE model stellar atmospheres, *Computer Physics Communications*, 1988, vol. 52, p. 103
- Hubeny I., Lanz T., Non-LTE Line-blanketed Model Atmospheres of Hot Stars. I. Hybrid Complete Linearization/Accelerated Lambda Iteration Method, *ApJ*, 1995, vol. 439, p. 875
- Humphreys R. M., Davidson K., The Luminous Blue Variables: Astrophysical Geysers, *PASP*, 1994, vol. 106, p. 1025
- Ishihara D., Onaka T., Kataza H., Salama A., Alfageme C., Cassatella A., Cox N., García-Lario P., Stephenson C., Cohen M., Fujishiro N., Fujiwara H., Hasegawa S., Ita Y., Kim W., Matsuhara H., Murakami H., Müller T. G., Nakagawa T., Ohyama Y., Oyabu S., Pyo J., Sakon I., Shibai H., Takita S., Tanabé T., Uemizu K., Ueno M., Usui F., Wada T., Watarai H., Yamamura I., Yamauchi C., The AKARI/IRC mid-infrared all-sky survey, *A&A*, 2010, vol. 514, p. A1
- Kato D., Nagashima C., Nagayama T., Kurita M., Koerwer J. F., Kawai T., Yamamuro T., Zenno T., Nishiyama S., Baba D., Kadowaki R., Haba Y., Hatano H., Shimizu H., Nishimura M., Nagata T., Sato S., Murai Y., Kawazu T., Nakajima Y., Nakaya H., Kandori R., Kusakabe N., Ishihara A., Kaneyasu N., Hashimoto J., Tamura M., Tanabé T., Ita Y., Matsunaga N., Nakada Y., Sugitani K., Wakamatsu K.-I., Glass I. S., Feast M. W., Menzies J. W., Whitelock P. A., Fourie P., Stoffels J., Evans G. P., Hasegawa T., The IRSF Magellanic Clouds Point Source Catalog, *PASJ*, 2007, vol. 59, p. 615
- Kennicutt R. C., The role of massive stars in astrophysics, *Proceedings IAU Symposium*, 2005, vol. 227
- Klare G., Neckel T., UBV, $H\beta$ and polarization measurements of 1660 southern OB stars., *A&AS*, 1977, vol. 27, p. 215
- Kraus M., A Census of B[e] Supergiants, *Galaxies*, 2019, vol. 7
- Kurucz R., Solar abundance model atmospheres for 0,1,2,4,8 km/s., Solar abundance model atmospheres for 0,1,2,4,8 km/s. Kurucz CD-ROM No. 19. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1994., 1994, vol. 19

- Lamers H., Cassinelli J., Introduction to Stellar Winds. Cambridge University Press, 1999
- Lamers H., Zickgraf F., Winter D., Houziaux L., Zorec J., An improved classification of B[e]-type stars, *A&A*, 1998, vol. 340, p. 117
- Lamers H. J. G., Pauldrach A. W. A., The formation of outflowing disks around early-type stars by bi-stable radiation-driven winds., *A&A*, 1991a, vol. 244, p. L5
- Lamers H. J. G., Pauldrach A. W. A., The formation of outflowing disks around early-type stars by bi-stable radiation-driven winds, *A&A*, 1991b, vol. 244, p. L5
- Lamers H. J. G. L. M., Stars with the B[e] Phenomenon: Summary and Personal Conclusions. In Stars with the B[e] Phenomenon , vol. 355 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2006, p. 371
- Lamers H. J. G. L. M., Leitherer C., What are the Mass-Loss Rates of O Stars?, *ApJ*, 1993, vol. 412, p. 771
- Levesque E. M., Massey P., Olsen K. A. G., Plez B., Josselin E., Maeder A., Meynet G., The Effective Temperature Scale of Galactic Red Supergiants: Cool, but Not As Cool As We Thought, *ApJ*, 2005, vol. 628, p. 973
- Lucke P. B., Hodge P. W., A catalogue of stellar associations in the Large Magellanic Cloud., *AJ*, 1970, vol. 75, p. 171
- Magalhães A. M., Polarization and the envelopes of B(e) supergiants in the Magellanic Clouds, *ApJ*, 1992, vol. 398, p. 286
- Magalhães A. M., Circumstellar Matter Studied with Polarimetry. In Circumstellar Dynamics at High Resolution , vol. 464 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2012, p. 25
- Magalhães A. M., Melgarejo R., Pereyra A., Carciofi A. C., Polarimetry and the Envelopes of Magellanic B[e] Supergiants. In Stars with the B[e] Phenomenon , vol. 355 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2006, p. 147
- Magalhães A. M., Polarização Intrínseca a Estrelas Variáveis de Tipo Tardio - Observações e Interpretação, São Paulo: Universidade de São Paulo, 1979, Tese de Doutorado

- Magalhães A. M., Carciofi A. C., Seriacopi D. B., Circumstellar Polarimetry. In Polarimetry: From the Sun to Stars and Stellar Environments, Proceedings IAU Symposium N. 305, 2015
- Maravelias G., Kraus M., Cidale L. S., Borges Fernandes M., Arias M. L., Curé M., Vasilopoulos G., Resolving the kinematics of the discs around Galactic B[e] supergiants, MNRAS, 2018, vol. 480, p. 320
- Massey P., Valdes F., Barnes J., A User's Guide to Reducing Slit Spectra with IRAF, 2012
- Mathewson D. S., Ford V. L., Polarization measurements of stars in the Magellanic Clouds., AJ, 1970, vol. 75, p. 778
- Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., The size distribution of interstellar grains., ApJ, 1977, vol. 217, p. 425
- McDavid D., A Useful Approximation for Computing the Continuum Polarization of Be Stars, ApJ, 2001, vol. 553, p. 1027
- Meixner M., Gordon K. D., Indebetouw R., Hora J. L., Whitney B., Blum R., Reach W., Bernard J.-P., Meade M., Babler B., Engelbracht C. W., For B.-Q., Misselt K., Vijn U., Leitherer C., Cohen M., Churchwell E. B., Boulanger F., Frogel J. A., Fukui Y., Gallagher J., Gorjian V., Harris J., Kelly D., Kawamura A., Kim S., Latter W. B., Madden S., Markwick-Kemper C., Spitzer Survey of the Large Magellanic Cloud: Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution (SAGE). I. Overview and Initial Results, AJ, 2006, vol. 132, p. 2268
- Melgarejo R., Polarimetria e Espectroscopia de Supergigantes B[e] nas Nuvens de Magalhães, São Paulo: Universidade de São Paulo, 2004, Tese de Doutorado
- Melgarejo R., Magalhães A. M., Carciofi A. C., Rodrigues C. V., S 111 and the polarization of the B[e] supergiants in the Magellanic Clouds, A&A, 2001, vol. 377, p. 581
- Meynet G., Maeder A., Stellar evolution with rotation. XI. Wolf-Rayet star populations at different metallicities, A&A, 2005, vol. 429, p. 581
- Miroshnichenko A. S., Bjorkman K. S., Grosso M., Hinkle K., Levato H., Marang F., Properties of galactic B[e] supergiants. IV. Hen 3-298 and Hen 3-303, A&A, 2005, vol. 436, p. 653

- Murakami H., Baba H., Barthel P., Clements D. L., Cohen M., Doi Y., Enya K., Figueredo E., Fujishiro N., Fujiwara H., Fujiwara M., Garcia-Lario P., Goto T., Hasegawa S., Hibi Y., Hirao T., Hiromoto N., Hong S. S., Imai K., Ishigaki M., Ishiguro M., Ishihara D., Ita Y., Jeong W.-S., Jeong K. S., Kaneda H., Kataza H., Kawada M., Kawai T., Kawamura A., Kessler M. F., Kester D., Kii T., Kim D. C., Kim W., Kobayashi H., Koo B. C., Kwon S. M., Lee H. M., Lorente R., Makiuti S., Matsuhara H., Matsumoto T., Matsuo H., The Infrared Astronomical Mission AKARI, PASJ, 2007, vol. 59, p. 369
- Nave R., , Accessed: 2023 Blue Sky, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/blusky.html>
- Nota A., Lamers H., eds., 1997 Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition vol. 120 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series
- Ochsenbein F., Bauer P., Marcout J., The VizieR database of astronomical catalogues, A&AS, 2000, vol. 143, p. 23
- Oksala M. E., Kraus M., Cidale L. S., Muratore M. F., Borges Fernandes M., Probing the ejecta of evolved massive stars in transition. A VLT/SINFONI K-band survey, A&A, 2013, vol. 558, p. A17
- Onaka T., Matsuhara H., Wada T., Fujishiro N., Fujiwara H., Ishigaki M., Ishihara D., Ita Y., Kataza H., Kim W., Matsumoto T., Murakami H., Ohyama Y., Oyabu S., Sakon I., Tanabé T., Takagi T., Uemizu K., Ueno M., Usui F., Watarai H., Cohen M., Enya K., Ootsubo T., Pearson C. P., Takeyama N., Yamamuro T., Ikeda Y., The Infrared Camera (IRC) for AKARI – Design and Imaging Performance, PASJ, 2007, vol. 59, p. 401
- Ossenkopf V., Henning T., Mathis J. S., Constraints on cosmic silicates., A&A, 1992, vol. 261, p. 567
- Owocki S. P., Cranmer S. R., Gayley K. G., Mass Loss from Rotating Hot-stars: Inhibition of Wind Compressed Disks by Nonradial Line-forces, Ap&SS, 1998, vol. 260, p. 149
- Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R. P., Radiation-driven winds of hot luminous stars - Improvements of the theory and first results, A&A, 1986, vol. 164, p. 86

- Pauldrach A. W. A., Puls J., Radiation-driven winds of hot stars. VIII - The bistable wind of the luminous blue variable P Cygni (B1 Ia/+), *A&A*, 1990, vol. 237, p. 409
- Pereyra A., de Araújo F. X., Magalhães A. M., Borges Fernandes M., Domiciano de Souza A., $H\alpha$ spectropolarimetry of the B[e] supergiant GG Carinae, *A&A*, 2009a, vol. 508, p. 1337
- Pereyra A., de Araújo F. X., Magalhães A. M., Borges Fernandes M., Domiciano de Souza A., $H\alpha$ spectropolarimetry of the B[e] supergiant GG Carinae, *A&A*, 2009b, vol. 508, p. 1337
- Pereyra A., Magalhães A. M., Polarimetry toward the IRAS Vela Shell. I. The Catalog, *ApJS*, 2002, vol. 141, p. 469
- Pereyra A., Magalhães A. M., Polarimetry toward the Musca Dark Cloud. I. The Catalog, *ApJ*, 2004, vol. 603, p. 584
- Pereyra A., Magalhães A. M., Polarimetry toward the IRAS Vela Shell. II. Extinction and Magnetic Fields, *ApJ*, 2007, vol. 662, p. 1014
- Pietrzyński G., Graczyk D., Gieren W., Thompson I. B., Pilecki B., Udalski A., Soszyński I., Kozłowski S., Konorski P., Suchomska K., Bono G., Moroni P. G. P., Villanova S., Nardetto N., Bresolin F., Kudritzki R. P., Storm J., Gallenne A., Smolec R., Minniti D., Kubiak M., Szymański M. K., Poleski R., Wyrzykowski L., Ulaczyk K., Pietrukowicz P., Górski M., Karczmarek P., An eclipsing-binary distance to the Large Magellanic Cloud accurate to two per cent, *Nature*, 2013, vol. 495, p. 76
- Ramírez E. A., Magalhães A. M., Davidson Jr. J. W., Pereyra A., Rubinho M., Solvepol: A Reduction Pipeline for Imaging Polarimetry Data, *PASP*, 2017, vol. 129, p. 055001
- Rodrigues C. V., Magalhães A. M., Blobs in Wolf-Rayet Winds: Random Photometric and Polarimetric Variability, *ApJ*, 2000, vol. 540, p. 412
- Rubinho M. S., A Estrutura do Campo Magnético do Meio Interestelar a partir de Observações de Aglomerados Abertos, Universidade de São Paulo, 2015, Dissertação de mestrado
- Schulte-Ladbeck R., Massive Stars - Near and Far.. In *Reviews in Modern Astronomy*, vol. 10 of *Reviews in Modern Astronomy*, 1997, p. 135
- Schulte-Ladbeck R. E., Clayton G. C., Wind Variability in the Large Magellanic Cloud B[e] Supergiant HD 34664, *AJ*, 1993, vol. 106, p. 790

- Schulte-Ladbeck R. E., Clayton G. C., Leitherer C., Drissen L., Robert C., Nota A., Parker J. W., Wind asymmetries in massive stars, *Space Sci. Rev.*, 1993, vol. 66, p. 193
- Seriacopi D. B., Envelopes de Estrelas Supergigantes B[e] nas Nuvens de Magalhães, Universidade de São Paulo, 2015, Dissertação de mestrado
- Seriacopi D. B., Carciofi A. C., de Amorim T. H., Magalhães A. M., Vieira R. G., de Souza A. D., Rubio A., Rubinho M. S., Bednarski D., Mota B. C., Faes D. M., Silva A. C. F., Multitechnique study of the B[e] supergiant RMC 82, *MNRAS*, 2024, vol. 528, p. 122
- Seriacopi D. B., Carciofi A. C., Magalhães A. M., The Envelopes of B[e] Supergiants in the Magellanic Clouds as Seen by Polarimetry. In *The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies*, vol. 508 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2017, p. 109
- Serkowski K., Interstellar Polarization (review). In *Interstellar Dust and Related Topics*, vol. 52 of *IAU Symposium*, 1973, p. 145
- Skowron D. M., Skowron J., Udalski A., Szymański M. K., Soszyński I., Wyrzykowski L., Ulaczyk K., Poleski R., Kozłowski S., Pietrukowicz P., Mróz P., Rybicki K., Iwanek P., Wrona M., Gromadzki M., OGLE-ing the Magellanic System: Optical Reddening Maps of the Large and Small Magellanic Clouds from Red Clump Stars, *ApJS*, 2021, vol. 252, p. 23
- Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R., Weinberg M. D., Schneider S., Carpenter J. M., Beichman C., Capps R., Chester T., Elias J., Huchra J., Liebert J., Lonsdale C., Monet D. G., Price S., Seitzer P., Jarrett T., Kirkpatrick J. D., Gizis J. E., Howard E., Evans T., Fowler J., Fullmer L., Hurt R., Light R., Kopan E. L., Marsh K. A., McCallon H. L., Tam R., Van Dyk S., Wheelock S., The Two Micron All Sky Survey (2MASS), *AJ*, 2006a, vol. 131, p. 1163
- Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R., Weinberg M. D., Schneider S., Carpenter J. M., Beichman C., Capps R., Chester T., Elias J., Huchra J., Liebert J., Lonsdale C., Monet D. G., Price S., Seitzer P., Jarrett T., Kirkpatrick J. D., Gizis J. E., Howard E., Evans T., Fowler J., Fullmer L., Hurt R., Light R., Kopan E. L., Marsh K. A., McCallon H. L., Tam R., Van Dyk S., Wheelock S., The Two Micron All Sky Survey (2MASS), *AJ*, 2006b, vol. 131, p. 1163
- Speck A. K., Barlow M. J., Sylvester R. J., Hofmeister A. M., Dust features in the 10- μ m infrared spectra of oxygen-rich evolved stars, *A&AS*, 2000, vol. 146, p. 437

- Stokes G. G., On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources, Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1851, vol. 9, p. 399
- Sundqvist J. O., Owocki S. P., Puls J., The Nature and Consequences of Clumping in Hot, Massive Star Winds. In Proceedings of a Scientific Meeting in Honor of Anthony F. J. Moffat , vol. 465 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2012, p. 119
- Tammann G. A., Sandage A., Reindl B., New Period-Luminosity and Period-Color relations of classical Cepheids: I. Cepheids in the Galaxy, A&A, 2003, vol. 404, p. 423
- Udalski A., Soszynski I., Szymanski M. K., Kubiak M., Pietrzynski G., Wyrzykowski L., Szewczyk O., Ulaczyk K., Poleski R., The Optical Gravitational Lensing Experiment. OGLE-III Photometric Maps of the Large Magellanic Cloud, Acta Astron., 2008, vol. 58, p. 89
- Vieira R. G., Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Rivinius T., Baade D., Rímulo L. R., The life cycles of Be viscous decretion discs: time-dependent modelling of infrared continuum observations, MNRAS, 2017, vol. 464, p. 3071
- Vink J. S., Drew J. E., Harries T. J., Oudmaijer R. D., Probing the circumstellar structure of Herbig Ae/Be stars, MNRAS, 2002, vol. 337, p. 356
- Vink J. S., Harries T. J., Drew J. E., Polarimetric line profiles for scattering off rotating disks, A&A, 2005, vol. 430, p. 213
- Wade G. A., Neiner C., Alecian E., Grunhut J. H., Petit V., Batz B. d., Bohlender D. A., Cohen D. H., Henrichs H. F., Kochukhov O., Landstreet J. D., Manset N., Martins F., Mathis S., Oksala M. E., Owocki S. P., Rivinius T., Shultz M. E., Sundqvist J. O., Townsend R. H. D., ud-Doula A., Bouret J. C., Braithwaite J., Briquet M., Carciofi A. C., David-Uraz A., Folsom C. P., Fullerton A. W., Leroy B., Marcolino W. L. F., Moffat A. F. J., Nazé Y., Louis N. S., Aurière M., Bagnulo S., Bailey J. D., Barbá R. H., Blazère A., Böhm T., Catala The MiMeS survey of magnetism in massive stars: introduction and overview, MNRAS, 2016, vol. 456, p. 2
- Wilkling B. A., Lebofsky M. J., Rieke G. H., The wavelength dependence of interstellar linear polarization: stars with extreme values of λ_{max} , AJ, 1982, vol. 87, p. 695

- Wood K., Bjorkman J. E., Whitney B., Code A., The Effect of Multiple Scattering on the Polarization from Axisymmetric Circumstellar Envelopes. II. Thomson Scattering in the Presence of Absorptive Opacity Sources, *ApJ*, 1996a, vol. 461, p. 847
- Wood K., Bjorkman J. E., Whitney B. A., Code A. D., The Effect of Multiple Scattering on the Polarization from Axisymmetric Circumstellar Envelopes. I. Pure Thomson Scattering Envelopes, *ApJ*, 1996b, vol. 461, p. 828
- Wood K., Bjorkman K. S., Bjorkman J. E., Deriving the Geometry of Be Star Circumstellar Envelopes from Continuum Spectropolarimetry. I. The Case of ζ Tauri, *ApJ*, 1997, vol. 477, p. 926
- Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A., The evolution and explosion of massive stars, *Reviews of Modern Physics*, 2002, vol. 74, p. 1015
- Wright E. L., Eisenhardt P. R. M., Mainzer A. K., Ressler M. E., Cutri R. M., Jarrett T., Kirkpatrick J. D., Padgett D., McMillan R. S., Skrutskie M., Stanford S. A., Cohen M., Walker R. G., Mather J. C., Leisawitz D., Gautier III T. N., McLean I., Benford D., Lonsdale C. J., Blain A., Mendez B., Irace W. R., Duval V., Liu F., Royer D., Heinrichsen I., Howard J., Shannon M., Kendall M., Walsh A. L., Larsen M., Cardon J. G., Schick S., Schwalm M., Abid M., Fabinsky B., Naes L., Tsai C.-W., The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance, *AJ*, 2010, vol. 140, p. 1868
- Yudin R. V., Evans A., Polarimetry of southern peculiar early-type stars, *A&AS*, 1998, vol. 131, p. 401
- Zaritsky D., Harris J., Thompson I. B., Grebel E. K., The Magellanic Clouds Photometric Survey: The Large Magellanic Cloud Stellar Catalog and Extinction Map, *AJ*, 2004, vol. 128, p. 1606
- Zickgraf F., Current Definition of B[e] Stars. In *B[e] stars*, vol. 233 of *Astrophysics and Space Science Library*, 1998, p. 1
- Zickgraf F.-J., Humphreys R. M., Lamers H. J. G. L. M., Smolinski J., Wolf B., Stahl O., Spectroscopic study of the outflowing disk winds of B[e] supergiants in the Magellanic Clouds., *A&A*, 1996, vol. 315, p. 510

Zickgraf F.-J., Wolf B., Leitherer C., Appenzeller I., Stahl O., B(e)-supergiants of the Magellanic Clouds, *A&A*, 1986, vol. 163, p. 119

Zickgraf F. J., Wolf B., Stahl O., Leitherer C., Appenzeller I., B(e)-supergiants of the Magellanic Clouds., *A&A*, 1986, vol. 163, p. 119

Zickgraf F.-J., Wolf B., Stahl O., Leitherer C., Klare G., The hybrid spectrum of the LMC hypergiant R126, *A&A*, 1985, vol. 143, p. 421

Apêndice

Apêndice A

Artigo submetido ao MNRAS

Submetemos um artigo, com quase todo o trabalho desenvolvido nesta tese, na revista internacional Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS) e ele está na íntegra neste apêndice.

Multitechnique study of the B[e] supergiant RMC 82

D. B. Seriacopi,¹★ A. C. Carciofi,¹ T. H. de Amorim,¹ A. M. Magalhães,¹ R. G. Vieira,²
A. Domiciano de Souza,³ A. Rubio^{ib},¹ M. S. Rubinho,¹ D. Bednarski^{ib},¹ B. C. Mota,¹ D. M. Faes^{ib}⁴
and A. C. F. Silva¹

¹Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Rua do Matão 1226, São Paulo 05508-900, SP, Brazil

²Departamento de Física, Universidade Federal de Sergipe, Avenida Marechal Rondon Jardim s/n, Rosa Elze, São Cristóvão 49100-000, SE, Brazil

³Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Université Côte d'Azur, UMR7293 Lagrange, 28 Av. Valrose, F-06108 Nice Cedex 2, France

⁴National Radio Astronomy Observatory, 1003 Lopezville Road, Socorro, NM 87801, USA

Accepted 2023 December 20. Received 2023 December 19; in original form 2023 August 2

ABSTRACT

B[e] supergiants (sgB[e]) are rare objects whose evolutionary stage remains uncertain. Observationally, they display strong Balmer emission lines, infrared excess, and intrinsic polarization, indicating a non-spherical circumstellar envelope. We present a study of the sgB[e] RMC 82, using new spectropolarimetric data complemented by photometry from the ultraviolet (UV) to the mid-infrared. Our two-component model comprises a slow, dense equatorial wind wherein dust grains form and a fast polar wind. We applied the *hdust* radiative transfer code and Bayesian statistics to infer the parameters from a grid of 3240 pre-computed models. The model accurately reproduces the spectral energy distribution and polarized spectrum, but struggles to match the H α emission. Our results suggest a large mass-loss rate of $6.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. The dense wind is confined within an opening angle of 11° . The hottest dust grains are located at $277 R_{*}$ with a temperature of 870 K. The dust grains are porous, with a density of 0.051 g cm^{-3} . The central star was found to be significantly hotter than previous estimates ($T_{\text{eff}} = 27\,000 \text{ K}$). By comparing models with different components, we find that gas reprocesses a significant amount of UV radiation, shielding the dust. However, the dust also scatters UV photons back to the inner disc, increasing its temperature and H α emission. We conclude that self-consistent models, that account for the gas–dust interplay in the envelope, are essential for studying sgB[e] and similar objects.

Key words: polarization – radiative transfer – scattering – circumstellar matter – supergiants – stars: winds, outflows.

1 INTRODUCTION

Massive stars lose much of their initial mass during their fast evolution. In the supergiant phase, the star can lose around one solar mass every 100 000 yr (Lamers & Leitherer 1993) due to winds. Consequently, complex structures are formed in the stellar surroundings.

A particular group of evolved massive stars that has an intriguing circumstellar structure are the B[e] supergiants (sgB[e]). They are uncommon objects, and currently, the duration of this evolutionary phase is undefined (Lamers 2006). Research indicates that sgB[e] stars might serve as progenitors of luminous blue variables (LBVs; Nota & Lamers 1997; Lamers 2006). SgB[e] stars have high luminosity, around a hundred thousand times greater than the solar luminosity (Zickgraf et al. 1985), and present the *B[e] phenomenon* (Allen & Swings 1976; Lamers et al. 1998; Zickgraf 1998). This phenomenon is observationally defined by the presence of strong Balmer emission lines, both permitted and forbidden metals lines in the spectrum and a strong infrared excess. The presence of forbidden

emission lines in sgB[e] stars can be attributed to regions of low electron density in the envelope.

Zickgraf et al. (1985) conducted a thorough study of the sgB[e] R126, based on photometric and spectroscopic data, and proposed one of the first circumstellar models for sgB[e] stars. The model consisted of a stellar wind with two components, a hot and fast wind in the polar region (where resonance lines are formed) and a cold and slow wind in the equatorial region (where emission lines are formed) – see Fig. 8 for a schematic representation. The shielding of ultraviolet (UV) radiation provided by the dense inner region allows for dust formation in the outer parts of the equatorial region, explaining the infrared excess. This axisymmetric scenario gained further support from the work of Magalhães (1992), who found that the sgB[e] in the Magellanic Clouds are intrinsically polarized. Melgarejo et al. (2001) modelled the continuum polarization of Magellanic sgB[e]s and found that the polarization was best matched by models containing a dense equatorial outflow.

It is believed that a transitional zone exists between atomic gas (in the inner part of the dense equatorial flow) and dust (located in the outer part), which serves as the site for the formation of molecules (Kraus 2019). The dense atomic gas acts as a barrier against the intense ultraviolet radiation emitted by the star, allowing for the molecules to form. In certain sgB[e]s, carbon monoxide (CO), silicon

* E-mail: daiane.bs@usp.br

oxide (SiO), and titanium oxide (TiO) bands have been observed. Kraus (2019) highlights that CO, being a highly stable molecule, indicates the innermost boundary of the molecular disc in terms of its formation and emission.

Several potential explanations have been proposed for the two-component wind described above, which involve asymmetrical mass-loss rates, specifically varying with latitude. Pauldrach & Puls (1990) and Lamers & Pauldrach (1991) have explained the outflowing disc formation in rotating B-stars through the *bistability mechanism* of radiation-driven winds. This mechanism consists of a discontinuity of the mass-loss rate and wind velocity for a given effective gravity value, and therefore could explain the difference between circumstellar material densities at pole and equator. Bjorkman & Cassinelli (1993) suggested that it is possible to obtain, under certain circumstances and approximations, a solution that allows an equatorial dense disc formation around rotating stars due to ram pressure confinement by the wind. However, Owocki, Cranmer & Gayley (1998) showed that these models can actually generate reverse effects, such as polar concentrations. Curé, Rial & Cidale (2005) investigated the formation of equatorial discs in sgB[e] stars by considering the fast and slow solutions of rotating radiation-driven winds, along with bistability line-force parameters. The authors concluded that the adoption of the slow solution results in the formation of a high-density disc. By utilizing the fast solution for the polar regions and the slow solution for the equatorial region, they successfully achieved a density contrast of approximately 100 between the equatorial and polar regions.

Maravelias et al. (2018) challenged the possibility of an outflow scenario. By combining spectroscopic observations from both optical and infrared wavelengths, the authors suggested that the material can be concentrated in multiple rings revolving around the stars in stable Keplerian orbits.

Collectively, these studies highlight the current lack of comprehensive understanding and a robust physical description regarding the formation mechanism of circumstellar structures seen in sgB[e] stars.

The purpose of this paper is to present new spectropolarimetric and polarimetric observations of RMC 82, a sgB[e] star in the Large Magellanic Cloud (LMC). These observations, coupled with data from the literature, are modelled using a two-component wind model, containing both gas and dust, following the ad hoc approach successfully applied to the FS CMa star IRAS 00470+6429 by Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010). Even though this model is ad hoc, it can still prove to be a valuable tool for characterizing certain parameters of the outflow, such as terminal velocities, material density variation between the pole and the equator, opening angles, among others. The observations and data reduction, along with an assessment of the interstellar polarization towards RMC 82, are shown in Section 2. In Section 3, the model employed is presented, followed by a complete discussion of our results in Sections 4 and 5. Section 6 is dedicated to our concluding remarks.

2 OBSERVATIONAL DATA

The data available for RMC 82 include new polarimetric, spectropolarimetric, and photometric observations, as well as data collected from the literature.

2.1 Target overview

RMC 82, located in LMC, is generally classified as a sgB[e]. Despite its intriguing nature, limited research has been conducted on this

Table 1. Summary of the RMC 82 data from the literature.

Parameters	Values	Reference
Spectral type	B2-3	Zickgraf et al. (1986)
	B0.5	Bonanos et al. (2009)
M_*	$20 M_{\odot}$	Zickgraf et al. (1996)
R_*	$50 R_{\odot}$	Zickgraf et al. (1996)
T_{eff}	18 500 K	Zickgraf et al. (1986)
	25 000 K	Bonanos et al. (2009)
L	$2.7 \times 10^5 L_{\odot}$	Zickgraf et al. (1996)
$E(B - V)$	0.2	Zickgraf et al. (1986)
	0.1	Skowron et al. (2021)
	0.5	Bonanos et al. (2009)
d	49.97 ± 0.19 kpc	Pietrzyński et al. (2013)

object, resulting in a scarcity of available information. According to Zickgraf et al. (1986), its spectral type is B2-3, with an estimated effective temperature of 18 500 K. However, Bonanos et al. (2009) reported a different spectral type for RMC 82, B0.5, with an effective temperature of 25 000 K. Additionally, RMC 82 is considered a member of the stellar association LH 35 (Lucke & Hodge 1970). Zickgraf et al. (1996) provided estimates for its radius and mass. A summary about the physical characteristics of RMC 82 is given in Table 1.

Oksala et al. (2013) presented a survey of 25 evolved massive stars in the K band with the Spectrograph for INtegral Field Observation in the NearInfrared (SINFONI) on ESO/VLT UT4 8 m telescope. No CO emission features were observed in the case of RMC 82.

The distance to RMC 82 is assumed to be the distance to the LMC, which we took from the work of Pietrzyński et al. (2013). The $E(B - V)$ value was estimated by Zickgraf et al. (1986) and Bonanos et al. (2009) (Table 1). Another estimate can be obtained as follows: adopting the relation $E(V - I) = 1.38 \times E(B - V)$ from Tammann, Sandage & Reindl (2003) and using the average reddening estimated for the OGLE fields (table 1 of Skowron et al. 2021) we obtain $E(B - V) = 0.10$.

2.2 Imaging polarimetry

As mentioned previously, the envelopes of sgB[e]s do not present spherical symmetry, as indicated by their non-zero intrinsic polarization (Magalhães 1992; Schulte-Ladbeck & Clayton 1993; Schulte-Ladbeck et al. 1993; Melgarejo et al. 2001; Magalhães et al. 2006; Seriacopi, Carciofi & Magalhães 2017). The main polarigenic mechanism in sgB[e] is believed to be Thomson scattering off free electrons, abundant in their highly ionized envelopes. Another mechanism that is probably important is the scattering off dust grains. See Magalhães, Carciofi & Seriacopi (2015) for a detailed discussion of the above, as well as other possible mechanisms such as Rayleigh scattering by molecules. Note that so far the relative role of each mechanism for the total polarization level has not been assessed.

Polarimetry and spectropolarimetry are powerful tools to probe the structures of asymmetrical stellar envelopes, and their diagnostic potential has been amply demonstrated for several types of objects (e.g. Be stars – Wood, Bjorkman & Bjorkman 1997; Haubois et al. 2014; Wolf–Rayet stars – Rodrigues & Magalhães 2000; magnetic massive stars – Carciofi et al. 2013; Wade et al. 2016). Polarimetry can provide information about the density and geometry of the envelope and its projected position on the sky.

On 2017 October 12, RMC 82 was observed at the Observatório Pico dos Dias (Brazil) using the IAGPOL instrument (Magalhães 1992) in linear polarization mode. The instrument, mounted on

a 1.6 m telescope, consists of a rotating retarder $\lambda/2$ -waveplate, a calcite Savart prism, and a filter wheel. By employing the calcite prism, the incoming light is divided into two components with orthogonal polarization. This configuration allows for observations even under non-photometric conditions, as a differential photometry between the two images is performed. Moreover, it facilitates the estimation and correction of sky polarization (Magalhães 1992). RMC 82 was observed in the Johnson *B*, *V*, *R*, and *I* bands. One exposure was taken for eight waveplate positions, positioned at intervals of 22.5°.

Data reduction was performed using the pipeline SOLVEPOL written by Ramírez et al. (2017) in IDL.¹ After standard bias, overscan, and flat-field corrections to individual images, the pipeline calculates the differential aperture photometry of the two components generated by the calcite prism, at each position of wave plate. The polarimetric calculations are performed by fitting the flux modulation of the two components, for each stellar pair found, which allows for the determination of the Stokes *Q* and *U* parameters (for more details see Magalhães 1992). From these, the polarization level and polarization angles are calculated by

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2}, \quad (1)$$

and

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right), \quad (2)$$

respectively. The errors were obtained by the residuals of the modulation fit (Pereyra et al. 2009). The reduction process includes a polarized standard star to calibrate the polarization position angle to equatorial system, according to which the position angle is measured East from celestial North.

To obtain the intrinsic polarization of RMC 82 we must account for the interstellar medium polarization (ISP), caused by elongated dust grains that are aligned with local magnetic field of our Galaxy (Hall 1949; Hiltner 1949). Once the ISP is known, it is subtracted from the observed polarization, thus providing the intrinsic polarization. Serkowski (1973) described empirically the spectral dependence of the ISP for a given line of sight with two parameters, P_{\max} , the maximum polarization (which is related to the degree of grain alignment and optical depth), and λ_{\max} , the wavelength at which P_{\max} occurs (which is related to the typical grain size). The Serkowski function is written as

$$P_{\text{IS}}(\lambda) = P_{\max} \exp[-k \ln^2(\lambda_{\max}/\lambda)], \quad (3)$$

and k is given by (Wilking, Lebofsky & Rieke 1982)

$$k = (1.86 \pm 0.09)\lambda_{\max} - (0.10 \pm 0.05). \quad (4)$$

A third parameter is also needed, the ISP position angle on the sky, θ_{IS} . From it, we can also get the Stokes parameters of the ISP as

$$Q_{\text{IS}} = P_{\text{IS}} \cos 2\theta_{\text{IS}}, \quad (5)$$

and

$$U_{\text{IS}} = P_{\text{IS}} \sin 2\theta_{\text{IS}}. \quad (6)$$

To estimate the ISP for RMC 82 we used the field stars method, which consists in measuring the polarization of stars physically close to the target. Assuming they do not have intrinsic polarization, their polarization will provide a direct measure of their ISP, which can then be used to estimate the ISP of the target star. The results for the *B* filter can be seen in Fig. 1. The left panel shows the polarization

vectors of all targets for which the polarization was measured with $P/\sigma_P > 4$. The other panel displays a histogram of the values of the position angle. The field is densely populated, but a very clear pattern in the position angle can be seen, with a strong peak around $\approx 36^\circ$. A Gaussian was fitted to this peak, and the mean and standard deviation of the mean (Table 2) were used as an estimate of the ISP position angle. The other filters have qualitatively similar results, shown in Appendix A (see Figs A1–A3). From Table 2, we see that the peak position of the ISP agree for all filters, within the uncertainties. The average for all filters was used in this work as the estimate for the ISP position angle (Table 3).

In order to derive the remaining two parameters of the Serkowski law, we employed the following procedure: we began by identifying field stars in each filter whose position angle was within one half the standard deviation (σ) of the corresponding θ_{IS} and had a polarization accuracy better than $P/\sigma_P = 4$. Furthermore, we omitted all stars with a nominal *Gaia* DR3 parallax value larger than 0.02 mas (Gaia Collaboration 2016, 2023; Babusiaux et al. 2023) and RUWE parameter smaller than 1.4. This approach effectively eliminates stars that are highly probable to be Galactic foreground sources. Subsequently, we computed a weighted average, considering the errors, for the selected stars. The outcome of this analysis are presented in the second column of Table 2. Finally, we fitted the equation (3) to the *BVRI* values of the ISP (Fig. 2), obtaining P_{\max} and λ_{\max} . The results are in Table 3.

Melgarejo (2004) and Magalhães (1992) also estimated the ISP of RMC 82. The values obtained in the *V* band were, respectively, 0.29 per cent and 0.137 per cent. The discrepancy on the values can probably be explained by the fact that the field around RMC 82 is very inhomogeneous, with polarization levels varying greatly across the field. An essential factor to bear in mind is the enhanced precision facilitated by the availability of the *Gaia* DR3 data. We conducted multiple tests in which *Gaia* DR3 measurements were not employed, and instead, we varied the other selection criteria mentioned earlier. It was observed that our ISP values exhibited significant dependence on the specific criteria applied. Interestingly, this issue did not arise when the *Gaia* DR3 data were used to eliminate likely Galactic foreground sources. Despite the disagreement in the ISP level, our results for the ISP position angle agree with those of Melgarejo (2004), who published a value of $47.8^\circ \pm 1.1^\circ$ and Magalhães (1992), whose value was $31^\circ \pm 35^\circ$.

The left panels of Fig. 3 show the results of the optical polarization of RMC 82, with the ISP correction applied. Our data are plotted together with other data by Magalhães (1992), Melgarejo et al. (2001), and (Mathewson & Ford 1970). Note that the values from the literature were recalculated using our new ISP determination. During the period from 2001 to 2017, there were no significant changes in the degree or angle of polarization. However, in 1970 and 1989, the values were significantly lower. This suggests that there has been fluctuations either in the density or the geometry (or both) of the circumstellar material over the years.

2.3 Spectropolarimetry

RMC 82 was observed with the FORS instrument mounted at the 8.2 m VLT/UT1 telescope at Paranal Observatory (ESO) in 2012. The instrument was configured to use a 0.7 arcmin slit, a retarder $\lambda/2$ -waveplate, a Wollaston prism, and two grisms that have the following spectral coverage: 3600–5110 and 5750–7310 Å. The MIT detector was used, which is a mosaic of two CCDs of 2000×4000 15 μm pixels. See Appenzeller et al. (1998) for more details about the instrument. For the data reduction, we used the pipelines provided

¹Interactive data language.

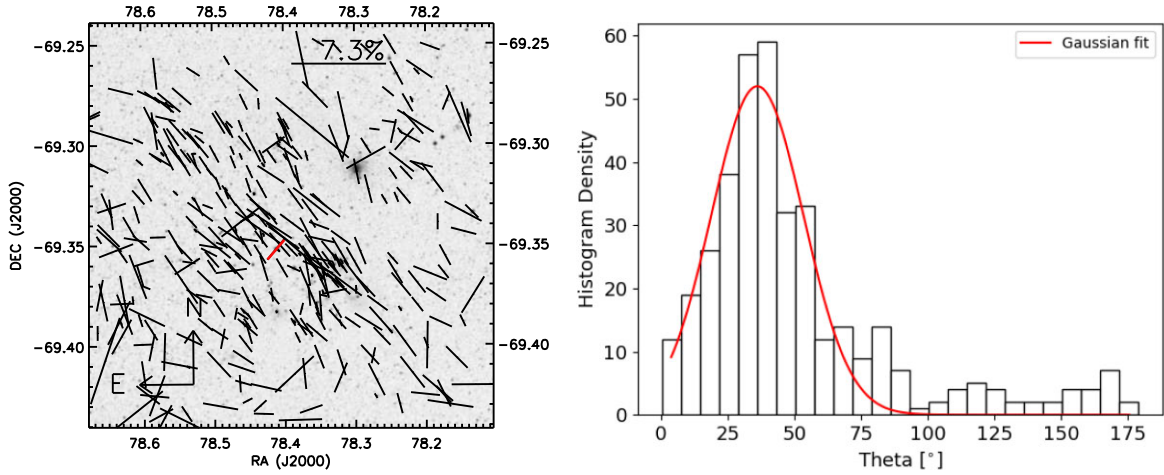


Figure 1. Left panel: B -band polarization vectors of the field stars. RMC 82 is localized in the middle of the image. North is up and east is to the left. Right panel: histogram of the values of the B -band position angle. The distribution has a clear peak that was fitted with a Gaussian (continuous line) to obtain the peak position angle and its standard deviation (Table 2).

Table 2. ISP estimates using an error-weighted average of the field stars in each field. See text for selection criteria used. The number of stars selected for each filter is listed in the forth row.

Filter	P_{IS} (per cent)	θ_{IS} ($^{\circ}$)	n
B	0.4 ± 0.1	36 ± 17	6
V	0.5 ± 0.4	42 ± 26	5
R	0.41 ± 0.03	45 ± 32	4
I	0.38 ± 0.08	48 ± 19	6

Table 3. ISP parameters. The values of P_{max} and λ_{max} came from the fit of the Serkowski law and θ_{IS} was the weighted average of θ_{IS} of the four filters (Table 2).

Parameter	Value
P_{max}	0.43 ± 0.02 per cent
λ_{max}	5500 ± 800 \AA
θ_{IS}	$42^{\circ} \pm 4^{\circ}$

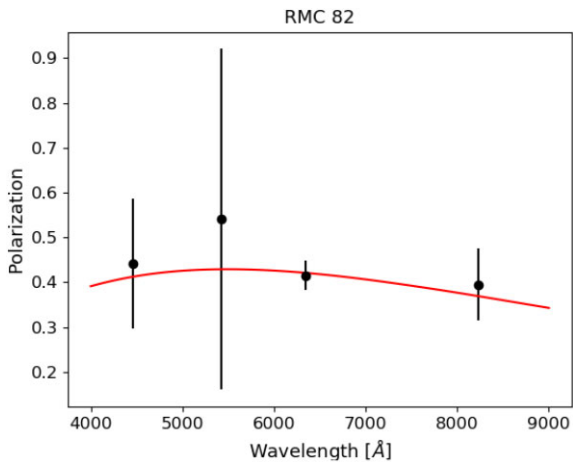


Figure 2. Serkowski law fit (continuous line) and ISP (P_{IS}) data listed in Table 2 (points).

by ESO in the GASGANO platform.² The procedure provides bias, overscan, trimsection, and flat-field corrections, extracted spectra, wavelength calibration, and polarization angle correction with respect to wavelength.

In addition, spectropolarimetry of RMC 82 was obtained at Cerro Tololo Inter-American Observatory, in the nights of 2009 February 12 and 13. A polarimeter was used in conjunction with the *R-C Spectrograph* and the *Blue Air Schmidt* camera. The slit used was 1.2 arcmin and the detector was the *Loral CCD* with 3000×1000 $15 \mu\text{m}$ pixels, resulting in a spectral coverage of 3450–7150 \AA , with a spectral resolution of 1.2 \AA per pixel. A polarimeter was mounted above the spectrograph slit, consisting of a retarder $\lambda/2$ -waveplate, calcite and filter wheel. For bias, overscan, trimsection, flat-field corrections, spectra extraction, wavelength and flux calibration, we used the IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) reduction³. The spectropolarimetric calculations were done with the SPECPOP package, written in IRAF (Pereyra & Magalhães 2002, 2004, 2007). The reduction process includes an unpolarized standard star to estimate the instrumental polarization and a polarized standard star to calibrate the data to equatorial system. Finally, we also use spectropolarimetric observations, from 2002, published by Magalhães et al. (2006).

Fig. 4 displays the continuum-normalized spectra for RMC 82, showing a rich assortment of emission lines of several atomic and ionic species, from both forbidden and allowed transitions. Table 4 lists the main lines identified in the spectra. This identification was based on the following works: Janot-Pacheco, Ilovaisky & Chevalier (1981), Melgarejo (2004), Schulte-Ladbeck & Clayton (1993), Zickgraf et al. (1996), Aret et al. (2012), Graus, Lamb & Oey (2012), Oksala et al. (2013), Kraus et al. (2006), Norci et al. (2006), Kučerová et al. (2006), Martayan et al. (2006), and Miroshnichenko et al. (2009).

The spectropolarimetric results are shown in the right two panels of Fig. 3. The intrinsic polarization was calculated using the ISP determined in the previous section. The same ISP correction was applied to the published 2002 CTIO data. The values are consistent

²<https://l1nq.com/TrzVm>

³<https://iraf.net/irafdocs/spect/>

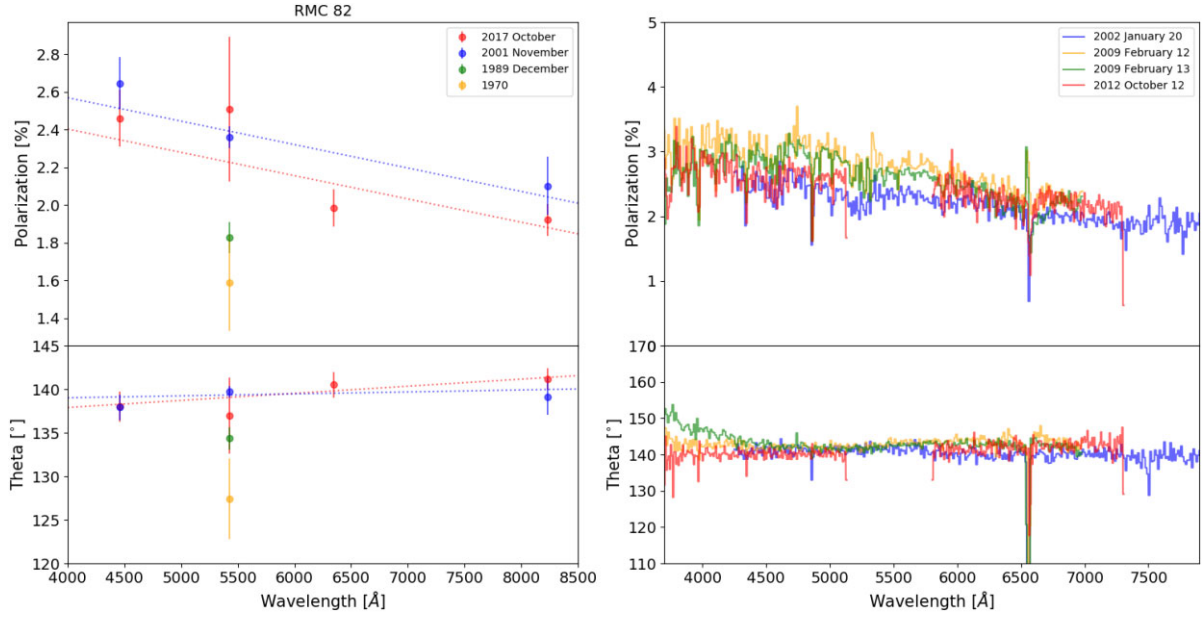


Figure 3. Left panels: Imaging polarimetry of RMC 82, showing polarization degree and angle, respectively. Our own data from 2017 are compared with data from 2001 (Melgarejo et al. 2001), 1989 (Magalhães 1992), and 1970 (Mathewson & Ford 1970). A linear fit to the data is shown as the dotted line, to investigate whether the slope of the polarization varies with time. Right panels: Spectropolarimetry of RMC 82: the CTIO data is from 2002 and 2009, and the ESO/FORS data is from 2012. The data were grouped into 10 point bins to increase the S/N.

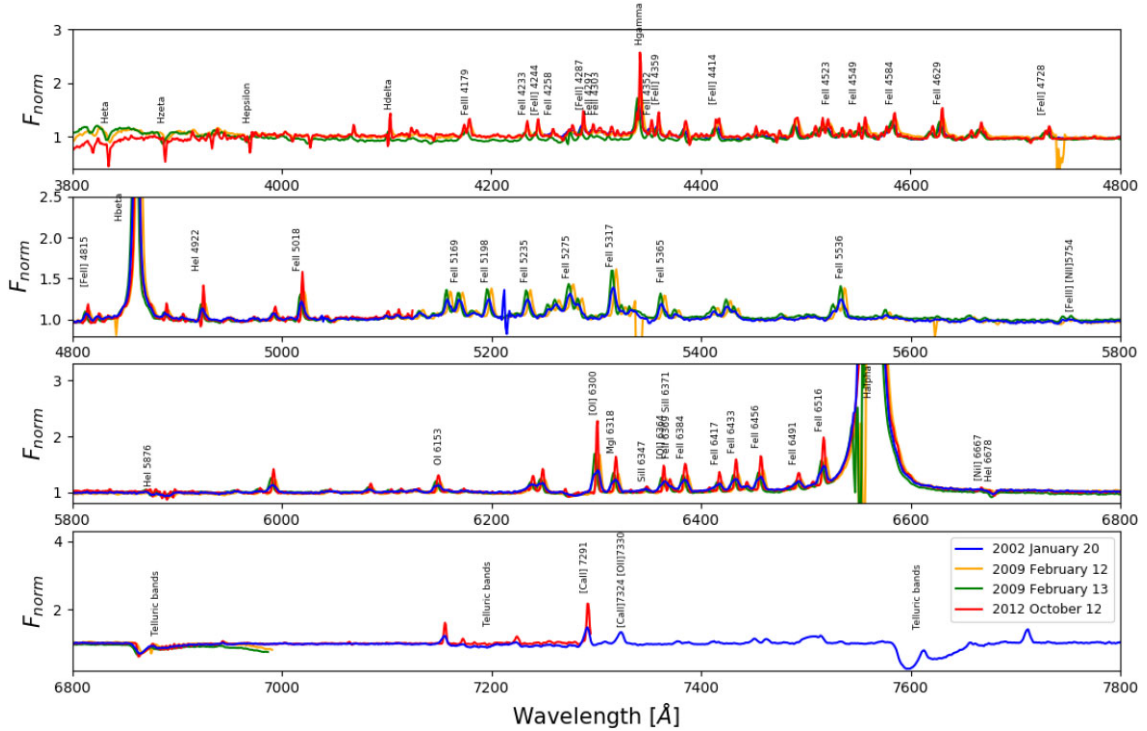


Figure 4. RMC 82 normalized spectrum with line identification suggestions. The CTIO data is from 2002 and 2009, and the ESO/FORS data is from 2012. All lines identified in this image can be seen in Table 4.

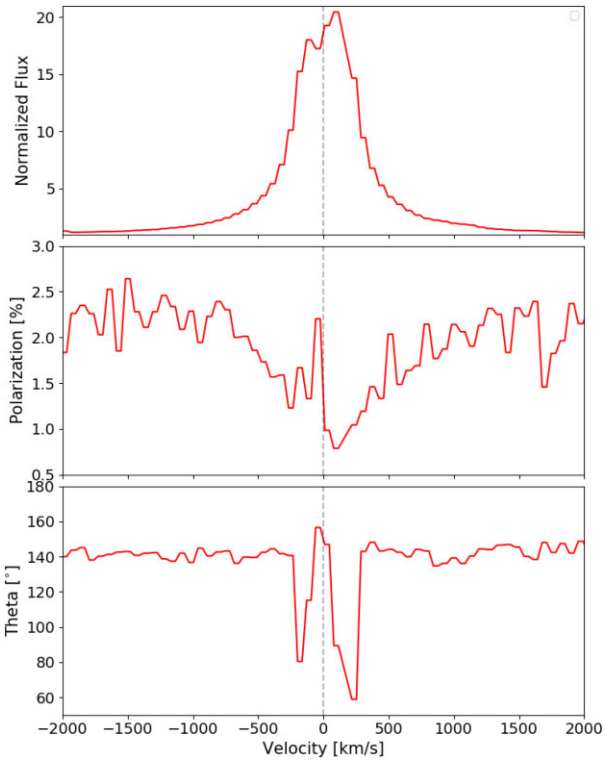
with those obtained with imaging polarimetry. Notably, there appears to be no significant variation observed over the 10-yr period of spectropolarimetric observations (2002–2012).

Fig. 5 shows the H α normalized flux, intrinsic polarization level, and polarization angle. H α is quite strongly in emission, presenting a broad and approximately symmetrical shape, typical of large and

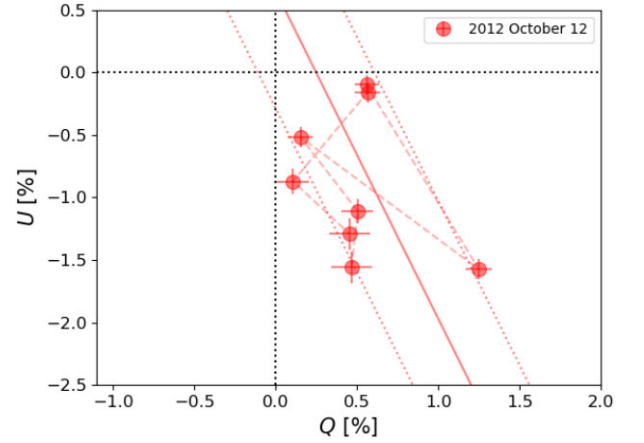
dense winds in expansion (Vink et al. 2002). Fig. 6 shows the QU diagram in the vicinity of the H α line. The 2002 and 2009 data were not shown because there were several bad pixels along the H α line. Similar plots for H β and H γ are shown in Appendix B (see Figs B1–B4). The data show signs of variability in H β and H γ between 2002 and 2012.

Table 4. Main lines in the optical for RMC 82.

Atom/Ion	Lines (Å)
H	H α – H η
He I	4922, 5875, 6678
Mg I	6318
[N II]	5754
O I	6153
[O I]	6300
[O II]	7330
Si II	6347, 6371
[Ca II]	7291, 7324
Fe II	4233, 4523, 4549, 4555, 4584, 4629, 5018, 5169, 5198, 5235, 5275, 5317, 5365, 5536, 6369, 6384, 6417, 6433, 6456, 6491, 6516
[Fe II]	4287, 4359, 4414, 4728, 4815
Fe III	4179
[Fe III]	5754


Figure 5. ESO/FORS spectropolarimetry of RMC 82 in the vicinity of H α . From top to bottom: continuum normalized flux, polarization, and polarization angle. The data were binned at every two points to increase the S/N.

A significant depolarization was observed across all hydrogen lines. For instance, in the case of H α , the polarization changes from about 2.5 percent in the adjacent continuum to less than 1 percent at the line emission peak. The explanation for the depolarization is as follows. The continuum polarization arises from scattering of stellar radiation off free electrons (see Section 5.3), mostly in the inner parts of the envelope where densities are high. The continuum opacity (in the visible dominated by bound-free ionization of H) usually has the effect of lowering the continuum polarization level by adding some degree of pre-scattering absorption (Haubois et al. 2014). The recombination lines, such as H lines, on the other hand, arise from a much larger volume of the envelope. Because of this, the


Figure 6. QU diagram in the vicinity of H α . The data were binned at every three points to increase the S/N. The continuous line shows a perpendicular least-squares linear fit. The dashed lines are the lower and upper limits of the fit error. The origin of the plot is represented by the two dashed lines in black.

line photons will not be nearly as much scattered by free electrons as the stellar photons are. Consequently, the line polarization will have much smaller values than the nearby continuum (Magalhães 1992; Vink et al. 2002; Vink, Harries & Drew 2005; Magalhães et al. 2006). Interestingly, for the position angle also changes, mostly for H α and H β (Fig. B1).

The depolarization effect is further evidenced in the QU plot for H α (Fig. 6). Vink et al. (2002) analysed the polarization, polarization angle, and QU plots across the H α emission line for different scenarios: a star in an ionized circumstellar medium, a star with spherically symmetric geometry, a star with rotating disc, and others. Depending on the scenario, different trajectories are obtained in QU plots. For instance, a rotating disc would cause a circular trajectory in the diagram. Their fig. 1 illustrates the depolarization case, which causes a linear incursion in the QU that passes through the origin (when the depolarization nears 100 per cent the intrinsic polarization should go to zero). Because of this, our data for RMC 82 have been fitted to a straight line, shown in Fig. 6. Whereas the data are rather scattered, making it challenging to draw a definite conclusion regarding the shape of the path in the QU diagram, the fit suggests that the depolarization trend might cross the origin. If this holds true, it may indicate that (1) the ISP determination above is correct, otherwise the straight line would not cross the origin, and (2) the line formation region is much larger than that of the scattering region (otherwise no significant depolarization would be detected). Similar features are seen for the other lines (Appendix B).

One fascinating property of spectropolarimetric observations is that they may, under some circumstances, reveal parts of the studied object that would be completely hidden otherwise. This is illustrated in the schematic representation of the two-component + dust torus model of Fig. 8 (more details about the model in the next section). Depending on the viewing angle, the emergent flux from the inner portions of the wind may be completely or partially obscured by the dust torus. However, light from the inner regions may be scattered off the polar wind and redirected towards the observer. Therefore, the scattered flux (which is the total flux times the polarization level) would indicate the spectrum of the inner structure *as seen by the scattering medium*.

This is seen in Fig. 7 that displays the polarized flux for H α , H β , and H γ . The latter profile shows a distinct P Cygni profile, indicative of an expanding region. This effect has been already reported for

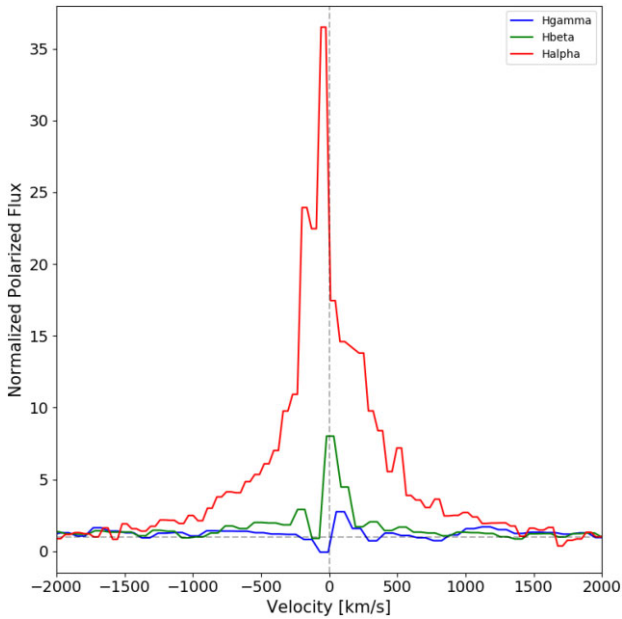


Figure 7. ESO/FORS normalized polarized flux for RMC 82 in the vicinity of $H\alpha$, $H\beta$, and $H\gamma$. The data were binned at every two points to increase the S/N.

RMC 82 (Magalhães et al. 2006). The information provided by the polarized flux is precious as it reveals the structure of the velocity in the innermost regions of the envelope (Magalhães et al. 2006). Relying solely on spectroscopic observations would not allow us to deduce this information, as the P-Cygni profile is evident in the polarized flux but absent in the total flux. Note that although a P Cygni profile is not observed in the $H\alpha$ line, there are indications of its presence in the $H\beta$ profile, and it becomes more prominent in the $H\gamma$ line.

2.4 SED data

We use spectrophotometric data obtained from CTIO in 2009 with spectral coverage of 3450–7150 Å (see Fig. 10, below). Data reduction was performed in IRAF using a standard photometric star⁴. We also use IUE satellite data (Program ID: OBMCG)⁵ with spectral coverage of 1150–3347 Å. This IUE data were obtained in 1990.

Furthermore, we collected photometric data (visible and infrared) from the literature using the VOSA tool (Bayo et al. 2008), which includes data from Tycho-2 Catalogue (Høg et al. 2000; Ochsenein, Bauer & Marcout 2000), DENIS Catalogue (Ochsenein, Bauer & Marcout 2000), AKARI/IRC mid-infrared all-sky Survey (Ochsenein, Bauer & Marcout 2000; Murakami et al. 2007; Onaka et al. 2007; Ishihara et al. 2010), 2MASS All-Sky Point Source Catalog (Ochsenein, Bauer & Marcout 2000; Skrutskie et al. 2006), and WISE (Ochsenein, Bauer & Marcout 2000; Wright et al. 2010). We also use the photometric data from Zickgraf et al. (1986) in the J , H , K , L , and M bands (data from 1983).

This allowed us to put together a fairly well-sampled spectral energy distribution (SED) of the object, with data ranging from

⁴<https://iraf.net/irafdocs/spect/>

⁵Available on https://archive.stsci.edu/proposal_search.php?id=OBMCG&mission=iue.

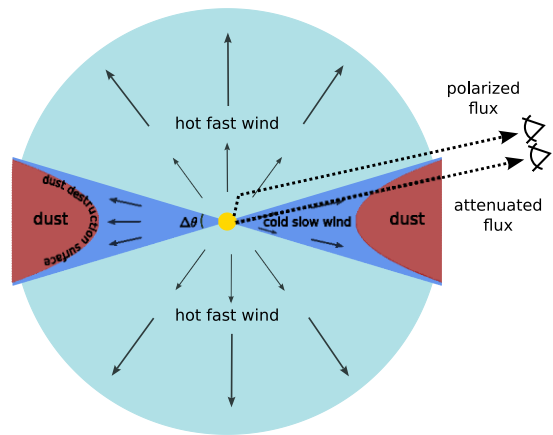


Figure 8. Schematic representation, based on Zickgraf et al. (1985), of the two-component wind model plus dust torus showing the slow, dense, equatorial outflow where dust can form, and the fast polar wind.

1150 to 220 883 Å. It must be noted, however, that data are not contemporaneous.

3 MODEL DESCRIPTION

This section will provide an overview of the model adopted for RMC 82, along with the computational tools utilized to create the model and perform a comparison with the data.

3.1 Two-component model

We adopt a two-component model for RMC 82 following the parametric model formulated by Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010) for the FSCMa star IRAS 00470+6429. This model was inspired by the suggestion of Zickgraf et al. (1985) that sgB[e] possesses a slow and dense outflow, wherein dust can condensate and grow, and a fast polar wind. As discussed above, such configuration may arise if mass-loss is somehow enhanced in the equator. The schematic representation of this two-component model can be observed in Fig. 8.

Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010) expressed the stellar mass-loss rate per unit solid angle as

$$\frac{d\dot{M}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\dot{M}(0)}{d\Omega} [1 + A_1 \sin^m(\theta)] , \quad (7)$$

where θ is the colatitude measured from the pole. The ratio between the equatorial and polar mass-loss rates is given by $A_1 + 1$, which takes only positive values since the mass-loss rate is larger at the equator. The parameter m controls how the mass-loss rate changes from the pole to the equator and can be used to define a *disc opening angle*, $\Delta\theta_{\text{disc}}$, as the latitude for which the mass-loss rate has dropped to half of its equatorial value:

$$\Delta\theta_{\text{disc}} = \sin^{-1} \left[\left(\frac{A_1 - 1}{2A_1} \right)^{1/m} \right] . \quad (8)$$

The model assumes that gas motion occurs in the radial direction, with material accelerating outwards according to a standard β -law (Lamers & Cassinelli 1999). However, to account for the fact that the terminal speeds are slower in the equator, Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010) assumed latitude-dependent

term, as follows:

$$v_r(r, \theta) = v_0 + [v_\infty(\theta) - v_0](1 - R/r)^{\beta(\theta)}, \quad (9)$$

where r is the distance to the centre of the star, v_0 is the velocity at the base of the wind ($r = R$), v_∞ is the terminal speed of the wind, and β describes how quickly the wind velocity increases as we move away from the star. For simplicity, the authors assumed that v_∞ and β have the same latitudinal dependence as the mass-loss, so that

$$v_\infty(\theta) = v_\infty(0) [1 + A_2 \sin^m(\theta)], \quad (10)$$

and

$$\beta(\theta) = \beta(0) [1 + A_3 \sin^m(\theta)]. \quad (11)$$

Similarly to A_1 , $A_2 + 1$ represents the ratio between the terminal velocities at the equator and the pole, but $A_2 < 0$ as the equatorial wind is slower than at the pole. $A_3 + 1$ is the ratio between the acceleration parameter β at the equator and the pole.

Finally, the authors employed the mass continuity equation to connect equations (7) and (10)

$$\frac{d\dot{M}(\theta)}{d\Omega} = r^2 \rho(r, \theta) v(r, \theta), \quad (12)$$

which allows writing the volume mass density as

$$\rho(r, \theta) = \frac{d\dot{M}(\theta)/d\Omega}{r^2 v(r, \theta)}. \quad (13)$$

For more details about the model see Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010).

Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010) established a criterion for defining the region where dust grains form in the circumstellar envelope. It is based on ensuring that the temperature of the grains remains below a specified destruction temperature, T_{destr} . This parameter can be interpreted in two distinct ways. It may indicate the temperature above which the grains are destroyed, but it may also represent the maximum temperature attained by the grains closest to the star. In the former case, the innermost radius of the dust is determined by the interplay of grain destruction and condensation processes. Conversely, in the latter case, once grain production ceases in the wind, they are carried away to greater distances from their origin, leading to lower temperatures. Differentiating between these two scenarios can be quite challenging. Irrespective of the physical interpretation, there is a clear and unique association between T_{destr} and a specific dust destruction radius, R_{dust} , which represents the minimum distance from the central star at which the grains can be found.

Aside from T_{destr} , other parameters are necessary to describe the circumstellar dust. One parameter is the gas-to-dust ratio that represents the amount of gas that can be converted into dust in a given region of the envelope. In addition, we consider that the dust grains are composed of silicates with optical properties given by Ossenkopf, Henning & Mathis (1992). Grain growth is not considered in our modelling. Another important parameter is the bulk density of the dust grains, ρ_{dust} , which is necessary to convert from dust mass density to dust number density. Finally, we adopt a distribution for the sizes of the dust grains following Mathis, Rumpl & Nordsieck (1977), given by

$$f(a) \propto a^q, \quad (14)$$

where f is the fractional number of grains of size a . This distribution is limited by a minimum and maximum grain size (a_{min} and a_{max}), respectively. The values of a_{min} , a_{max} , and q can be seen in Table 5.

Table 5. Two-component model parameters that are held fixed in this study.

Parameters	Values	Reference
M_*	20 M_\odot	Zickgraf et al. (1996)
R_*	50 R_\odot	Zickgraf et al. (1996)
A_1	49	This work
A_2	-0.7	This work
A_3	2.75	This work
$\beta(0^\circ)$	0.8	This work
$\beta(90^\circ)$	3.0	This work
R_{wind}	15 000 R_*	This work
$v_\infty(0^\circ)$	1000 km s $^{-1}$	This work
$v_\infty(90^\circ)$	300 km s $^{-1}$	This work
Composition	Silicate	Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010)
Gas-to-dust ratio	200	Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010)
a_{min}	1 μm	This work
a_{max}	20 μm	This work
q	-3.5	Mathis, Rumpl & Nordsieck (1977)

A major step forward in our work in relation to Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010) was the usage of a comprehensive model grid together with Bayesian statistical tools for parameter inference. This is described in the next two subsections.

3.2 Modelling tools

3.2.1 Radiative transfer model – HDUST

The radiative transfer calculations were performed with the HDUST code (Carciofi, Bjorkman & Magalhães 2004; Carciofi & Bjorkman 2006) that solves the radiative transfer equation of polarized light in circumstellar envelopes, using the Monte Carlo method. HDUST allows for two components in the envelope: a gaseous region containing hydrogen and free electrons, and a dusty region. Given a prescription for the central star (luminosity, size, rotation rate, etc.) and for the circumstellar envelope (dust composition, geometry, density, velocity field, etc.), a solution is obtained in two steps. The first step is an iterative scheme to solve the radiative transfer, radiative equilibrium, and statistical equilibrium to calculate the gas and dust temperature throughout the envelope. In addition, the hydrogen occupation numbers are calculated in the NLTE regime. The second step calculates the emergent polarized flux for arbitrary lines of sight.

Additionally, prior to proceeding with the second step of the code, a manual assessment of the temperature profile of the dust grains is required to determine the position of the dust region based on the T_{destr} criterion. Starting with an initial estimate of the distance from the star where the formation of grains initiates, an iterative process is carried out in which, if the grain temperature at a specific wind cell exceeds T_{destr} , the code eliminates the dust from that cell. Conversely, if a cell devoid of dust exhibits a temperature below T_{destr} , the code introduces dust into that cell. At the end of this iterative scheme, a value R_{dust} corresponding to the chosen T_{destr} is obtained.

In HDUST, the gas and dust phases do not coexist. When dust is present in a cell, gas is not present. This is a good approximation for most of the envelope, as the dust absorbs much of the UV radiation and the gas is expected to be neutral when dust is present. However, this approximation may not hold in a sheath connecting the gas-only phase with the dusty envelope.

3.2.2 Markov chain Monte Carlo – EMCEE

To compare models with observations, we opted for a statistical approach using Bayesian inference. We used the EMCEE code,⁶ which implements the Markov chain Monte Carlo (MCMC) method in PYTHON (Foreman-Mackey et al. 2013).

In Bayesian formalism, the probability of a model describing the data is given by the posterior distribution or probability. The posterior depends on a prior probability, information already known for the case at hand, and a likelihood probability, which is given by a direct comparison of data and model. In most cases, the posterior cannot be directly calculated, but can be sampled. EMCEE samples the posterior distribution by calculating the likelihood of models, described by a set of parameters, and the data, iteratively, with MCMC. As it is an ensemble sampler, EMCEE employs many ‘walkers’ that, together, search the parameter space and draw the samples, building the probability density functions (PDFs) for all the parameters explored. In addition, employing this technique allows us to obtain correlations between the parameters.

At each step along the chain, a set of values for the model parameters are suggested by the code. To effectively explore the parameter space, the grid of models are interpolated on these values, and the result is then compared to the data. The likelihood function L employed in this study was

$$L \propto e^{-0.5\chi^2}, \quad (15)$$

where χ^2 is the chi-squared value. Two variations of χ^2 distributions were used. For the VOSA and Zickgraf et al. (1986) data, which span a wide range of wavelengths and vary many orders of magnitude in flux, we employed a logarithmic χ^2 , given by

$$\chi_{\text{mod}}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\log(F_{\text{obs},i}/F_{\text{mod},i})}{\sigma_{F_{\text{obs},i}}/F_{\text{obs},i}} \right]^2. \quad (16)$$

For the rest of the data (IUE, CTIO 2009, and polarization), we used a non-logarithmic form,

$$\chi_{\text{mod}}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{F_{\text{obs},i} - F_{\text{mod},i}}{\sigma_{F_{\text{obs},i}}} \right]^2, \quad (17)$$

where $F_{\text{obs},i}$ are the observed fluxes, $\sigma_{F_{\text{obs},i}}$ are the errors of observed fluxes, and $F_{\text{mod},i}$ are the HDUST model fluxes.

Considering the existence of four distinct observables with different numbers of data points, we attempted to incorporate a weighted χ^2 approach that accounts for the respective number of points, denoted as N , for each observable. The weighted χ^2 formulation is as follows:

$$\chi^2 = \left(\frac{\chi_{\text{iue}}^2}{N_{\text{iue}}} + \frac{\chi_{\text{ctio}}^2}{N_{\text{ctio}}} + \frac{\chi_{\text{vosa}}^2}{N_{\text{vosa}}} + \frac{\chi_{\text{pol}}^2}{N_{\text{pol}}} \right) \times (N_{\text{iue}} + N_{\text{ctio}} + N_{\text{vosa}} + N_{\text{pol}}). \quad (18)$$

We also used the literature measurements of the distance of the system as a prior for the simulation. The prior is defined as a Gaussian,

$$\log p_{\pi}(\Theta, \alpha) \propto -0.5 \left(\frac{\pi_{\text{obs}} - \pi_{\text{mod}}}{\sigma_{\pi_{\text{obs}}}} \right)^2, \quad (19)$$

where π_{mod} is the random value of parallax π generated in each step of the inference, and π_{obs} and $\sigma_{\pi_{\text{obs}}}$ are the literature parallax and its uncertainty.

⁶Available online under the MIT License: <https://github.com/dfm/emcee>.

Table 6. Adopted model grid. Total models: 3240. Note that $\Delta\theta_{\text{disc}}$ is not a free parameter, but derives from the value of m .

Parameters	Values
T_{eff}	24 000, 28 000, 32 000 K
T_{destr}	600, 900, 1200 K
$d\dot{M}/d\Omega$ (90°)	$1 \times 10^{-6}, 1 \times 10^{-5}, 3 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{sr}^{-1}$
$\Delta\theta_{\text{disc}}$	10°, 12°, 15°
m	20, 30, 40
i	50°, 55°, 60°, 65°, 70°, 75°, 80°, 85°
ρ_{dust}	0.0001, 0.05, 0.15, 0.5, 3.0 g cm^{-3}

To estimate the confidence interval of the parameters, we calculated the median value from each PDF. Subsequently, we employed a 1σ error approach, which is equivalent the range between the 16th and 84th percentiles of the PDF. This interval provides a measure of the uncertainty associated with the parameter estimation, capturing the central 68 per cent of the PDF distribution.

3.3 Model grid

The study conducted by Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010) involves a model that has many free parameters, and as such it may present some degree of degeneracy, which may be difficult to assess. In order to keep the free parameters to a reasonable minimum, while at the same time providing robust estimates for the other parameters, the following procedure was employed:

- (i) Several parameters were fixed according to their literature values (parameters with references in Table 5).
- (ii) In a first phase, the parameter space was manually searched mainly aiming at reproducing the SED and polarization levels. This initial study, which was quite time-consuming, allowed us to find reasonable values for a number of parameters, listed in Table 5.
- (iii) A number of free parameters were chosen according to their importance in shaping the model emergent flux. These parameters, outlined in Table 6, were employed to construct a comprehensive grid of models, encompassing all potential combinations of these parameters.

The central star was considered static and without rotation. For the stellar spectrum, a Kurucz (1994) atmosphere model with the limb darkening given by Claret (2000).

Some of the fixed parameters above deserve a more detailed explanation. The dust composition is known to be a problematic parameter (Speck et al. 2000). A proper treatment of the composition would require extensive tests for a number of different species. We then assumed the widely used composition of Ossenkopf, Henning & Mathis (1992). The gas-to-dust ratio and ρ_{dust} are intrinsically degenerate parameters. Thus, we assumed the former to an usual value (200, Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman 2010) and considered the latter as a free parameter. The grain size distribution was not explored in this work. Following Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010), we fixed $a_{\text{min}} = 1 \mu\text{m}$, $a_{\text{max}} = 20 \mu\text{m}$, and $q = -3.5$.

Our values for terminal wind velocity and parameters A_1, A_3, A_2 were also obtained by preliminary analysis. The value $A_1 = 49$ indicates that the mass-loss rate is 50 times higher in the equator than in the poles. The value $A_2 = -0.2$ means that the terminal velocity in the equator is only 30 per cent of the terminal velocity in the poles. Lastly, the value of $A_3 = 2.75$ indicates that the wind at the poles accelerates approximately 3.75 times faster compared to the wind at the equator.

A model grid was computed to explore six free parameters, namely the effective temperature (T_{eff}), the grain destruction temperature (T_{destr}), the equatorial mass-loss rate ($dM/d\Omega(90^\circ)$), disc opening angle ($\Delta\theta_{\text{disc}}$), the inclination angle (i), and the grain dust density (ρ_{dust}), which, as explained above, controls the dust optical depth. The values explored for each parameter are listed in Table 6. The grid is comprised of 3240 models in total.

The extinction curve of the LMC utilized in this work was obtained from Gordon et al. (2003). The value of $E(B - V)$, the colour excess, was also explored during the parameter inference process. Finally, the distance is given to EMCEE as a Gaussian prior, with mean and standard deviation given by the values of Pietrzyński et al. (2013; Table 1).

To provide an overview of the computational resources needed to complete the grid, a single model utilizing 128 cores requires an average of 16 h to complete. Therefore, the completion of the grid required about 1 million core-h. We utilized two clusters for this purpose: alphacrucis, situated in the astronomy department of the University of São Paulo, Brazil, and the Mésocentre SIGAMM located at the Observatoire de la Côte d’Azur, Nice, France.

4 MODEL RESULTS

To explore the parameter space, the aforementioned model grid was employed in combination with EMCEE, with the distance to the LMC derived by Pietrzyński et al. (2013) as a prior. The simulation utilized 185 walkers and a total of 100 000 steps to ensure sufficient exploration of the parameter space and convergence of the sampler. For the inference we took into consideration only the polarized spectrum and the SED. The hydrogen line profiles were not used. The outcomes of this analysis are presented in Figs 9–11.

Fig. 9 shows the PDFs of each sampled parameter in the diagonal of the main corner plot. The off-diagonal diagrams indicate the two by two correlations. Above each PDF and also in Table 7, are the medians and confidence levels of each parameter. The inset displays the convergence tracks of each parameter, indicating that convergence was reached. All PDFs are well-defined and do not extend beyond the range established in the model grid, indicating that all parameters were properly constrained by the simulation.

Fig. 10 exemplifies how the model reproduces the SED, polarized spectrum, and $H\alpha$ line profile. Regarding the SED, it is remarkable to observe how closely the model reproduces the data across three orders of magnitude in wavelength (from the UV to the mid-infrared) and more than four orders of magnitude in flux. A significant portion of the stellar UV flux (compare the blue and orange lines in Fig. 10) is reprocessed by the wind, heating both the gas and dust and giving rise to a pronounced infrared excess emission. Recall that the MCMC method does not provide a best-fitting model, but confidence intervals for the parameters. Therefore, to illustrate how the results depend on the variations of the parameters we overplot, in Fig. 10, all 185 models corresponding to the last step in each walker.

We can also observe, in Fig. 10, that the polarized spectrum is also accurately reproduced by the model. A reliable representation of the polarized spectrum holds significance as the level of polarization is influenced by both the geometry and mass (more specifically, the number of free electrons) of the scattering region, which, in our model, corresponds to the dense equatorial envelope. Of even greater significance, however, is the polarization slope, which is determined by the bound-free opacity prior to photon scattering (Haubois et al. 2014). In other words, the ‘colour’ of the polarized spectrum is influenced by pre-scattering absorption, and the agreement between

model and data provides assurance that our model opacities are accurate.

Fig. 10 also showcases the $H\alpha$ line. Given the considerable optical depth of $H\alpha$, and the large equivalent width of the observations, $EW = 302.5 \text{ \AA}$, it is anticipated that the emission emanates from a large volume in both the fast and slow winds. However, our current model does not yield satisfactory results in this regard. Despite numerous manual attempts, we were unable to achieve a successful fit. This aspect will be left for future investigations, as it is plausible that the geometry and densities of the $H\alpha$ -emitting region differ from our current assumptions and necessitate further exploration. An alternate explanation is that instabilities in the wind may produce clumps, i.e. compact structures or dense regions within a more diffuse medium. When clumps are present, the resulting emission line may have different characteristics compared to a homogeneous medium (Sundqvist, Owocki & Puls 2012). In general, models with clumps have larger $H\alpha$ emission because $H\alpha$ is a ρ^2 diagnostics. Therefore, it is possible that the inclusion of clumps in our model may help solving the $H\alpha$ emission shortage.

Let us now discuss the particulars of the wind solution for RMC 82. For T_{eff} , our derived value is much larger than the estimate provided by Zickgraf et al. (1986; compare Tables 1 and 7), who obtained the reddening and spectral type of RMC 82 by comparing its SED with the dereddened continua of Galactic supergiants. This method clearly does not account for the intrinsic reddening caused by the envelope (as the authors themselves point out). Hence, their value ought to be regarded as a minimum threshold, thereby aligning with our findings. Our value is not significantly discrepant from that reported by Bonanos et al. (2009), who employed the TLUSTY code (Hubeny 1988; Hubeny & Lanz 1995) to estimate the T_{eff} of RMC 82 as 25 000 K. Lamers & Pauldrach (1991) concluded that the bistability mechanism is most effective within the temperature range of $15\,000 < T_{\text{eff}} < 30\,000 \text{ K}$. Our findings for the RMC 82’s T_{eff} falls within this range, suggesting that the bistability mechanism remains a viable possibility for this particular star.

The simulation provided a distance that is consistent with the priors used, since the parallax of $19.0 \pm 0.3 \mu\text{as}$ corresponds to a distance range of 48–53 kpc. The $E(B - V)$ value obtained in our simulation is 0.3. In contrast, Zickgraf et al. (1986) reported a value of 0.2, Bonanos et al. (2009) a value of 0.5, and our estimate based on Tammann, Sandage & Reindl (2003) and Skowron et al. (2021) is 0.1. These four different methods yielded distinct results, highlighting the complexity surrounding the determination of the correct value for the colour excess. As such, the precise value for the excess colour remains an open issue.

Our equatorial mass-loss rate obtained is $6.6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Zickgraf et al. (1996) estimated the lower bound on the mass-loss rate for RMC 82 to be $1.1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Our values are approximately 60 times higher than the estimate by Zickgraf et al. (1996). Their estimate was based on reproducing the Fe II line profiles. However, we believe our model was constructed more comprehensively, as we took into account a wide range of observables, including the SED over a broad wavelength range, polarization, and hydrogen line profiles. This large equatorial mass-loss rate produces an envelope that is quite dense. Using the values of Table 7, we find that the mass density at the base of the wind is, at the equator, $3.4 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$, very similar to the maximum density found for Be star discs in the sample of Vieira et al. (2017). The total mass of the envelope is estimated as $1.3 \times 10^{31} \text{ g}$ or $6.4 \times 10^{-3} M_{\odot}$, while 99.5 per cent is in the gas phase and only 0.5 per cent in the form of dust grains.

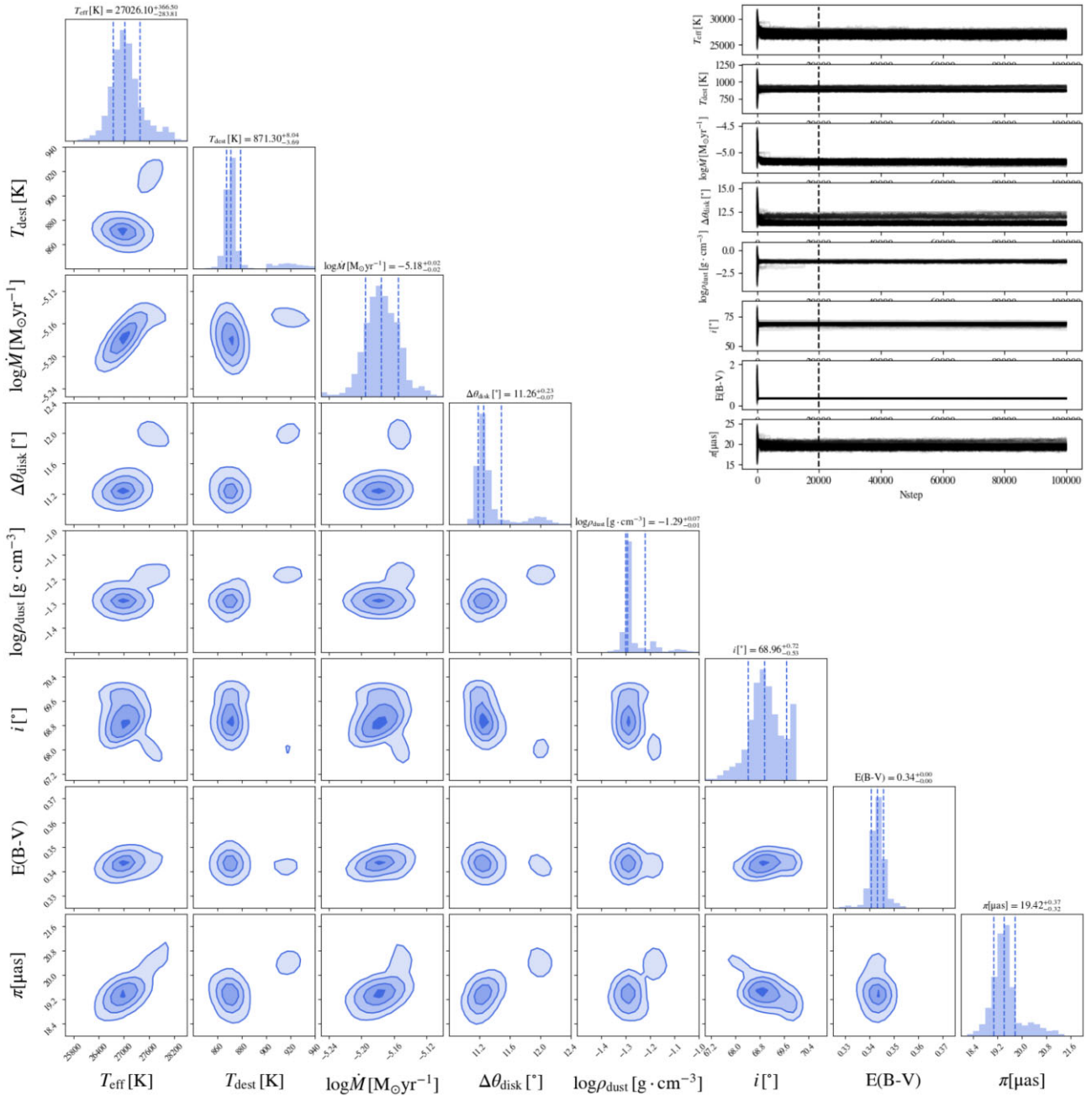


Figure 9. Main plot: PDFs of each sampled parameter (main diagonal) and the correlations between them (off-diagonal). Upper right: Convergence plot. Each line represents a walker. The vertical dashed line represents the burn-in phase length, indicating the range of steps that were disregarded for the PDFs.

The estimated disc opening angle was approximately 11° (with an m value of about 38), indicating that the slow wind occupies a significantly smaller volume compared to the fast wind. In contrast to Be stars, where the vertical structure of their discs is determined by hydrostatic equilibrium and expands with radius (Bjorkman & Carciofi 2005), in this model, the gas follows the radial streamlines of the wind, resulting in a constant disc opening angle.

A significant portion of the infrared emission can be attributed to dust (see below). The EMCEE simulation suggests a T_{destr} of about 870 K. This value is well constrained, as it controls the position of the emission peak in the infrared, which is well reproduced by the models. T_{destr} is uniquely associated with an inner radius of the dust shell, R_{dust} . From the results of the simulation, we have that R_{dust}

$= 277 R_*$, indicating that dust forms very far from the central star. The grain bulk density, determined by the simulation, was found to be approximately 0.05 g cm^{-3} . This low density indicates that the dust grains possess a porous or ‘fluffy’ structure. As a point of comparison, the determined grain density is significantly lower than the density of pumice, reportedly one of the most porous rock on Earth, with a density ranging from 0.25 to 0.85 g cm^{-3} , depending on its specific composition and porosity (Anwar Hossain 2004). This observation indicates that the dust grains contain substantial voids or empty spaces. It is possible that these grains formed through the aggregation of smaller particles, leaving gaps between their different components. The grain density parameter is highly sensitive to the number of grains present, and, in the model, defines the radial dust

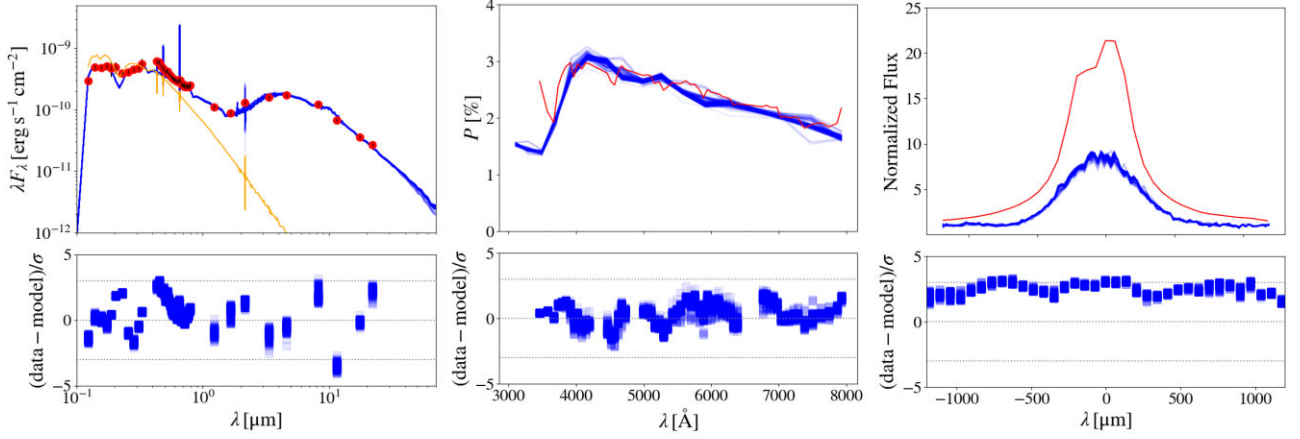


Figure 10. Top: SED, polarization, and $H\alpha$ models (multiple continuous lines) compared to data (points, symbols and single continuous line). Bottom: residuals of the fit. Multiple models are plotted, representing the last step of each walker (185 in total). The single continuous line on the SED plot represents a purely photospheric model of the central star.

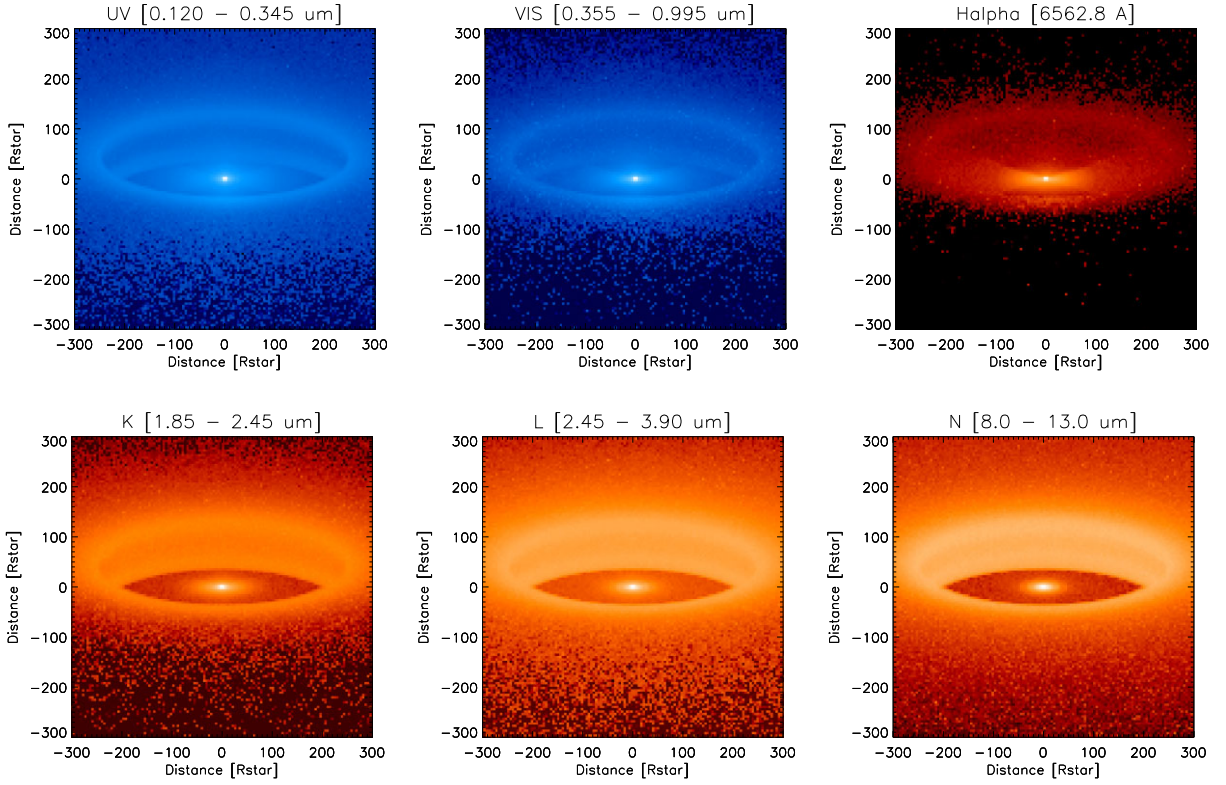


Figure 11. Synthetic images of the best-fitting model. Upper panels: Ultraviolet (0.120–0.345 μm), visible (0.355–0.995 μm), and $H\alpha$, respectively. Bottom panels: K (1.85–2.45 μm), L (2.45–3.90 μm), and N (8.0–13.0 μm) bands. The images are 300 stellar radii wide. The dust destruction radius is 277 stellar radii.

optical depth. In our analysis, we have established a fairly accurate determination of this parameter as it plays a crucial role in regulating the extent to which stellar radiation is reprocessed into the infrared domain by the grains (Carciofi, Bjorkman & Magalhães 2004). In our model grid, we fixed the gas-to-dust ratio as 200. It should be pointed out that any alterations to this value will subsequently impact the number of grains and, in turn, the density of the grains. Even when more conservative gas-to-dust ratios are considered, as typically used for the Milk Way (100, Bohlin, Savage & Drake 1978), the dust would still be considered porous. Additionally, we make the assumption of a continuous mass-loss rate. If this value were to vary in time, it might lead to significant changes in our model. For instance, fluctuations

in the mass-loss rate can induce changes in the envelope’s density over time, subsequently influencing its temperature. Variations in envelope temperature, in turn, can impact its spectral characteristics.

Using HDUST, we calculated, employing the median values of the parameters (Table 7), images at several spectral domains, namely the UV, visible, $H\alpha$, K , L , and N bands. These images, shown in Fig. 11, portray the main areas within the envelope from which flux in these bands originates. The UV and visible, primarily stemming from the photosphere of the central star or the inner envelope, is scattered off dust grains in the inner wall of the dust show, creating the double ring structure seen in the figure. The $H\alpha$ visibly comes from a much larger volume of the wind, as expected from its large bulk in emission.

Table 7. RMC 82 parameters obtained with EMCEE.

Parameters	Values
T_{eff} [K]	$27\,000^{+370}_{-280}$
T_{destr} [K]	870^{+8}_{-4}
$dM/d\Omega$ (90°) [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{sr}^{-1}$]	$6.6 \times 10^{-6} \pm 0.3 \times 10^{-6}$
$\Delta\theta_{\text{disc}}$ [°]	$11.0^{+0.2}_{-0.1}$
ρ_{dust} [g cm^{-3}]	$0.051^{+0.009}_{-0.001}$
i [°]	$69.0^{+0.7}_{-0.5}$
$E(B - V)$	0.34 ± 0.01
π [μas]	19.0 ± 0.3

Finally, the K , L , and N bands show with greater prominence the inner dust wall (where the hotter dust grains are, see below), but extend to progressively larger radii as the wavelength at which the disc is seen grows. Differently than the UV and visible, the radiation in this case comes from thermal emission from the dust grains. Note that the inner gaseous wind is still prominent in all infrared images, as the gas is a strong brehmsstrahlung emitter.

5 DISCUSSION

This section discusses several important aspects of the two-component model of RMC 82. First, we show that the gas plays a crucial role in absorbing a significant portion of the UV radiation, thereby shielding the dust. Moreover, we demonstrate that the presence of dust leads to an increased gas emission in the form of $H\alpha$. Lastly, we explore the contributions of both gas and dust to the polarization processes occurring within the envelope.

This analysis was performed adopting the following procedure. We generated a single HDUST model identical to the one described in Section 3 but with the parameters inferred by EMCEE in Table 7 (note that this specific set of parameters were not encompassed by the model grid). This model is referred to below as the ‘gas + dust model’. In addition, a purely photospheric model (i.e. without the envelope) was generated using the parameters of Table 7 (‘photospheric model’). Following this, we generated HDUST models for two specific scenarios: an envelope composed only of gas (‘gas-only model’); and envelope composed only of dust (‘dust-only model’). All other parameters remained the same. The next subsections compare different aspects of these four models.

5.1 UV shielding

The four models mentioned above are compared in the left plot of Fig. 12. Both the photospheric model and the dust-only model present matching flux levels in the UV that are much higher than the other two models. This is because with the derived inclination angle of about 70° and the opening angle of about 11° , light coming from the star or the inner envelope does not cross a substantial amount of dust to reach the observer. It follows that most circumstellar attenuation in the UV is caused by the gaseous wind.

The comparison between the gas + dust model and the gas- and dust-only models reveals the role of the gas and dust components in the SED. Aside from the UV extinction, the gas primarily contributes to the emergent flux in the wavelength range of approximately $\approx 0.7\text{--}2\ \mu\text{m}$. However, beyond $2\ \mu\text{m}$, dust rapidly becomes the dominant source of radiation by a large margin.

It is interesting to observe what happens when the gas component is removed from the model, by comparing the gas + dust model with the dust-only one. In the absence of gas, the dust is no longer shielded

from the strong UV radiation of the central star. Because grains cannot be hotter than T_{destr} , the inner part of the dust shell is carved away from the star, with the inner radius rising from about $277 R_{\star}$ to nearly $875 R_{\star}$. Despite the fact the dust content of the dust-only model is much smaller than the gas + dust model (because the inner part of the dust shell was removed in the simulation), the dust-only model presents a much higher level of dust emission. This occurs because the emitting surface of the dust inner rim becomes much larger in the absence of the gas shielding, thus increasing its flux contribution. In the gas + dust model, the gas redistributes a significant portion of the stellar radiation toward the poles, preventing it from being reprocessed by the dusty shell. This last point is readily apparent in Fig. 11 (top left). The UV flux emanating from the dust rim results from the scattering of stellar flux. The image illustrates that the inner disc casts a shadow on to the inner rim, thereby highlighting the flux redistribution mentioned earlier.

An important observation is that, even though we determined the inner radius of the dust based on a specific destruction temperature, each grain size reaches this temperature at varying distances. Fig. 13 illustrates the variation in dust grain temperature with size at $277 R_{\star}$ for the gas + dust model. Notably, smaller grains exhibit much higher temperatures compared to larger grains. Our choice for defining the inner radius of the dust is based on the point where the smallest (hottest) grains reach the destruction temperature at the colatitude of the equator.

5.2 Backscattering

The comparison between the $H\alpha$ line emission for the four scenarios explored above revealed an intriguing behaviour. The middle panel of Fig. 12 shows that the gas-only model has a $H\alpha$ emission level that is significantly lower than the gas + dust model containing both the gas and dust components. This seemingly contradictory behaviour can be understood if one considers that the dust shell acts like a barrier to the propagation of radiation arising from the inner parts of the wind. While part of the radiation that interacts with the dust is absorbed and reprocessed into the infrared domain, a significant fraction is scattered back, providing an extra source of heating to the inner wind. Indeed, Fig. 14, which shows the electronic temperature versus distance along a colatitude 10° , indicates that at some points the gas temperature is several thousand Kelvin hotter in the gas + dust model than in the gas-only model. This *backscattering effect* therefore ultimately increases the $H\alpha$ and, as shown in Fig. 12, plays a significant role in determining the emergent spectrum from the gas component.

From the above and the discussion in the previous section, we can conclude that only a self-consistent model for sgB[e]s, with both gas and dust, can take into account the complex interplay between these two components.

5.3 Polarigenic mechanism

The different models discussed above enables us to identify the relative role of each polarigenic mechanism – electron versus dust scattering – on the total polarization level. For that purpose, we compare the emerging polarization of each scenario in the right plot of Fig. 12. The polarization of the dust-only model is rather low (≈ 0.2 per cent) and has a weak spectral dependence, slightly rising bluewards as a consequence of the increasing scattering cross-section. Conversely, the polarization of the gas-only model is much higher and possesses a complex wavelength dependence, whose origin lies in the absorption of stellar radiation by neutral

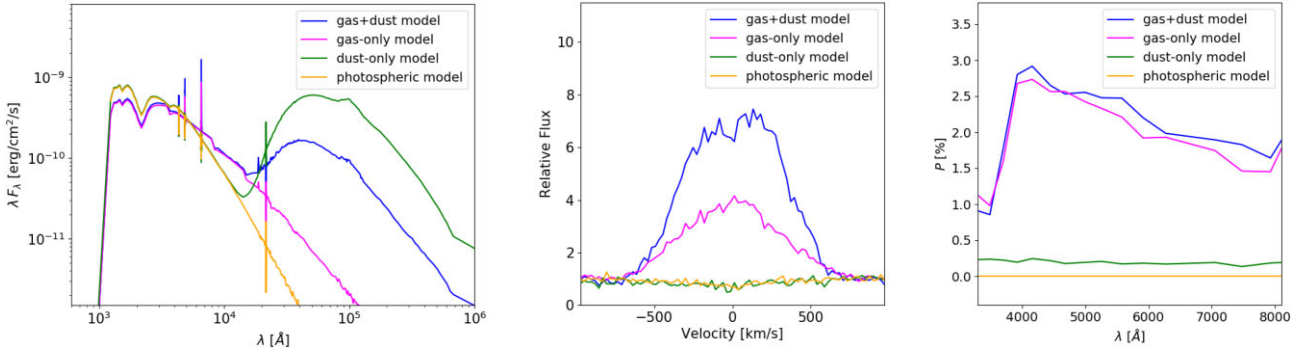


Figure 12. SED, $H\alpha$, and polarization models exploring four scenarios: no envelope, envelope composed only of gas, envelope composed only of dust, and envelope composed of gas and dust.

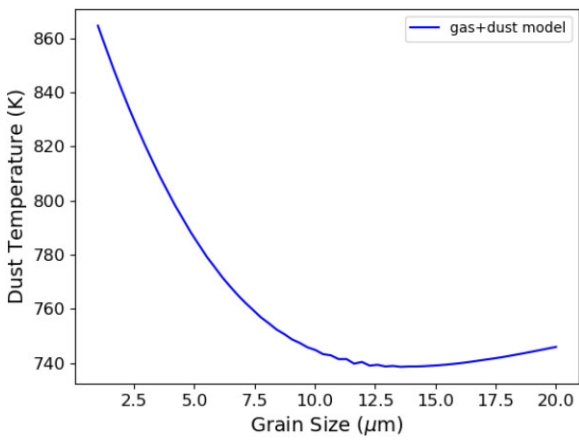


Figure 13. Dust grain temperature variation according to their size, at a distance of 277 stellar radii for the gas + dust model.

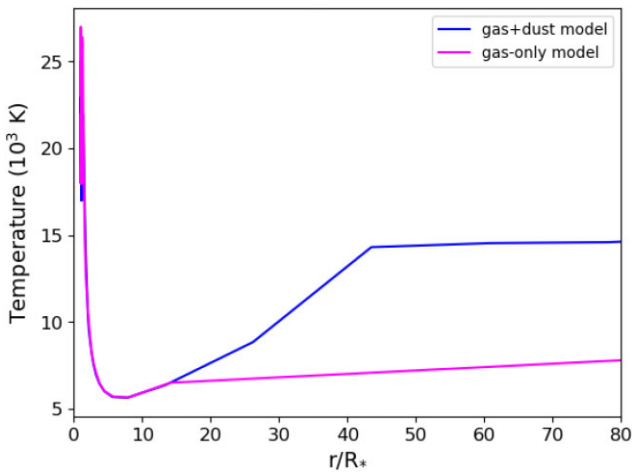


Figure 14. Electronic temperature versus radius along a colatitude of the equator, for two scenarios: gas + dust model (blue) and gas-only model (magenta).

hydrogen atoms (Haubois et al. 2014). We conclude therefore that the main polarigenic mechanism in the envelopes of sgB[e] is electron scattering, but a detailed model of the polarization cannot ignore the contribution of the dust grains.

6 CONCLUSIONS

In this paper, we investigated the envelope of RMC 82, a sgB[e] in the LMC. We made use of new polarimetric and spectropolarimetric data combined with photometric data from the literature and a parametric model using the radiative transfer code HDUST.

We successfully obtained an estimate for the ISP in the direction of RMC 82 by field stars imaging polarimetry in the B , V , R , and I filters. This estimate proved to be challenging due to the significant inhomogeneity of the field surrounding RMC 82. The resulting values are presented in Tables 2 and 3 and were used to calculate the intrinsic polarization of RMC 82.

The spectropolarimetric data indicate that the hydrogen lines, in emission, are broad, intense, and approximately symmetrical. This is evidence that there are large dense structures and that they are expanding. Furthermore, we notice a strong depolarization across the hydrogen lines. It occurs because the line photons suffer less envelope scattering than continuum photons and, consequently, the flux in the line will be less polarized than the continuum. The QU diagram across the $H\alpha$ line is consistent with a straight trajectory crossing the origin, which allowed us to infer that the line formation region is much larger than the scattering region. This also served as an indirect indication that our derived ISP level and angle are correct.

A very interesting result, which was already reported by Magalhães et al. (2006), is that we could see P-Cygni profiles in the $H\beta$ and $H\gamma$ polarized flux profiles. The polarized flux reveals the structure of the velocity in the innermost regions of the envelope and would not be available from spectroscopic observations alone.

To model RMC 82's data, we used the parametric model of Carciofi, Miroshnichenko & Bjorkman (2010), depicted schematically in Fig. 8. It consists in a slowly dense equatorial outflow wherein dust grains can form (provided they are sufficiently far away from the star), and a hot polar wind. After an initial manual investigation in which we estimated some parameters and identified the most important ones controlling the emergent spectrum, we built a grid of 3240 models exploring the mass-loss rate, the dust destruction temperature, the effective temperature of the star, the disc opening angle, and the bulk density of the grains (see Table 6).

The model grid, combined with MCMC Bayesian statistics for parameter inference, provided excellent fits for the observed SED and polarized spectrum, but could not achieve a successful fit of the $H\alpha$ line profile. The reproduction of the observed SED across a wide range of wavelengths signifies that our models accurately calculate the stellar flux and its subsequent reprocessing within the envelope by both gas and dust. Furthermore, the successful reproduction of the polarimetric data indicates that our models accurately determined the

mass, geometry, and opacity of the scattering region. This outcome is significant, as the degree of polarization depends on these three factors. With this in hand, we hypothesize that our model provides a good description of the slow equatorial flow, where most of the stellar continuum is reprocessed by both the gas and dust, and where most of scattering occurs, but is not reproducing the large $H\alpha$ emission volume.

During the MCMC analysis, several interesting results were obtained from the inferred parameters. First, our effective temperature of about 27 000 K is 1.5 times larger than the one found by Zickgraf et al. (1986), likely because the latter study did not account for the circumstellar reddening. However, our estimate is close to that presented by Bonanos et al. (2009) of 25 000 K. Furthermore, the temperature remains within the range at which the bistability jump occurs, suggesting that this process is still a possibility to explain the asymmetrical mass-loss that forms RMC 82's envelope.

The inferred equatorial mass-loss rate is notably high, forming a quite dense outflow with an equatorial mass density at the base of the wind of $3.4 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ and a total mass of $1.3 \times 10^{31} \text{ g}$ or $6.4 \times 10^{-3} M_{\odot}$. We determined the temperature at which the dust grains are destroyed (870 K), which is linked to an internal radius of the dust shell of about $277 R_*$, indicating that dust forms far away from the central object. Lastly, our findings indicate that the dust grains possess a porous structure with an exceptionally low bulk density, even lower than pumice, the most porous rock found on Earth.

Our models show that the gas present in the envelope plays a crucial role in obstructing and scattering a significant portion of the UV emission originating from the central star. We arrived at this conclusion by comparing our final model with a dust-only model, excluding the gas component. In the dust-only model, the inner radius of the dust formation was observed to occur much farther away from the star, specifically at $875 R_*$, in contrast to the $277 R_*$ in the gas-and-dust model.

Molecular opacity is probably an additional significant factor in determining the extent to which dust grains are shielded from UV radiation. It is important to highlight that, as HDUST does not currently include these opacities, the level of UV shielding represented in our models is likely a conservative estimate or a lower limit.

An intriguing phenomenon we discovered was the backscattering effect, induced by the presence of the dust layer. This conclusion was reached by comparing our final model with a model consisting solely of gas. Remarkably, the gas-only model exhibited significantly lower $H\alpha$ line emissions compared to the gas + dust model. This led us to infer that this is caused by a significant fraction of the UV stellar radiation being scattered back towards the wind interior, thereby further heating the gas and increasing the overall $H\alpha$ emission. Finally, we conclude that the main mechanism that causes the polarization in RMC 82 is electron scattering, but dust scattering should also be accounted for.

Our combined results suggest that only a model that self-consistently takes into account the complex interplay between dust and gas (shielding, back scattering, etc.) can provide an adequate description of the complex environment found in sgB[e]s and similar objects.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank the anonymous referee for their comments and suggestions that helped improve the paper. DBS acknowledges

support from Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), grant 140285/2017-2. The authors are thankful to André Luiz Figueiredo for his assistance in estimating the colour excess from OGLE. ACC acknowledges support from CNPq (grant 311446/2019-1) and Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP (grants 2018/04055-8 and 2019/13354-1). THA acknowledges support from FAPESP (grant 2021/01891-2). This publication made use of the computing facilities of the Laboratory of Astroinformatics (IAG/USP - Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, NAT/Unicusp - Núcleo de Astrofísica, Universidade Cruzeiro do Sul), whose purchase was made possible by the Brazilian agency FAPESP (grant 2009/54006-4) and the Institutos Nacionais de Ciência e Tecnologia - Astrofísica (INCT-A). AMM's work and Optical/NIR Polarimetry at IAG has been supported over the years by several grants from São Paulo state funding agency FAPESP, especially 01/12589-1 and 10/19694-4. AMM has also been partially supported by the Brazilian agency CNPq (grant 310506/2015-8). AMM graduate students have been provided grants over the years from the Brazilian agency Fundação Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES). This study was granted access to and greatly benefited from the High-Performance Computing (HPC) resources of Simulations Intensives en Géophysique, Astronomie, Mécanique et Mathématiques (SIGAMM) infrastructure (cluster Licallo), hosted by Observatoire de la Côte d'Azur⁸ and supported by the Provence-Alpes Côte d'Azur region, France. This publication makes use of VOSA, developed under the Spanish Virtual Observatory project supported from the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) through grant AyA2008-02156. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. This publication makes use of data products from the Wide-field Infrared Survey Explorer, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration. This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

DATA AVAILABILITY

The data underlying this article are available in the Program ID:OBMCG⁷ for IUE data, in VOSA (Bayo et al. 2008) and Zickgraf et al. (1986) for photometry. The OPD, ESO, CTIO data, and HDUST models will be shared on reasonable request to the corresponding author.

REFERENCES

- Allen D. A., Swings J. P., 1976, *A&A*, 47, 293
Anwar Hossain K. M., 2004, *Cem. Concr. Res.*, 34, 283

⁸crimson.oca.eu

⁷Available on https://archive.stsci.edu/proposal_search.php?id=OBMCG&mission=iue.

- Appenzeller I. et al., 1998, *Messenger*, 94, 1
- Aret A., Kraus M., Muratore M. F., Borges Fernandes M., 2012, *MNRAS*, 423, 284
- Babusiaux C. et al., 2023, *A&A*, 674, A32
- Bayo A., Rodrigo C., Barrado Y Navascués D., Solano E., Gutiérrez R., Morales-Calderón M., Allard F., 2008, *A&A*, 492, 277
- Bjorkman J. E., Carciofi A. C., 2005, in Ignace R., Gayley K. G., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 337, The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 75
- Bjorkman J. E., Cassinelli J. P., 1993, *ApJ*, 409, 429
- Bohlin R. C., Savage B. D., Drake J. F., 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bonanos A. Z. et al., 2009, *AJ*, 138, 1003
- Carciofi A. C., Bjorkman J. E., 2006, *ApJ*, 639, 1081
- Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Magalhães A. M., 2004, *ApJ*, 604, 238
- Carciofi A. C., Miroshnichenko A. S., Bjorkman J. E., 2010, *ApJ*, 721, 1079
- Carciofi A. C., Faes D. M., Townsend R. H. D., Bjorkman J. E., 2013, *ApJ*, 766, L9
- Claret A., 2000, *A&A*, 363, 1081
- Curé M., Rial D. F., Cidale L., 2005, *A&A*, 437, 929
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *PASP*, 125, 306
- Gaia Collaboration, 2016, *A&A*, 595, A1
- Gaia Collaboration, 2023, *A&A*, 674, A1
- Gordon K. D., Clayton G. C., Misselt K. A., Landolt A. U., Wolff M. J., 2003, *ApJ*, 594, 279
- Graus A. S., Lamb J. B., Oey M. S., 2012, *ApJ*, 759, 10
- Hall J. S., 1949, *Science*, 109, 166
- Haubois X., Mota B. C., Carciofi A. C., Draper Z. H., Wisniewski J. P., Bednarski D., Rivinius T., 2014, *ApJ*, 785, 12
- Hiltner W. A., 1949, *Science*, 109, 165
- Høg E. et al., 2000, *A&A*, 357, 367
- Hubeny I., 1988, *Comput. Phys. Commun.*, 52, 103
- Hubeny I., Lanz T., 1995, *ApJ*, 439, 875
- Ishihara D. et al., 2010, *A&A*, 514, A1
- Janot-Pacheco E., Ilovaisky S. A., Chevalier C., 1981, *A&A*, 99, 274
- Kraus M., 2019, *Galaxies*, 7, 83
- Kraus M., Borges Fernandes M., de Araújo F. X., Lamers H. J. G. L. M., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 125
- Kurucz R., 1994, *Solar Abundance Model Atmospheres for 0, 1, 2, 4, 8 km/s*. Kurucz CD-ROM No. 19. Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA
- Kučerová B., Korčáková D., Kubát J., Šlechta M., Votruba V., Škoda P., Hadrava P., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 355
- Lamers H. J. G. L. M., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 371
- Lamers H., Cassinelli J., 1999, *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
- Lamers H. J. G. L. M., Leitherer C., 1993, *ApJ*, 412, 771
- Lamers H. J. G., Pauldrach A. W. A., 1991, *A&A*, 244, L5
- Lamers H., Zickgraf F., Winter D., Houziaux L., Zorec J., 1998, *A&A*, 340, 117
- Lucke P. B., Hodge P. W., 1970, *AJ*, 75, 171
- Magalhães A. M., 1992, *ApJ*, 398, 286
- Magalhães A. M., Melgarejo R., Pereyra A., Carciofi A. C., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 147
- Magalhães A. M., Carciofi A. C., Seriacopi D. B., 2015, in Nagendra K. N., Bagnulo S., Centeno R., Jesús Martínez González M., eds, *Proc. IAU Symp. 305, Polarimetry*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 257
- Maravelias G., Kraus M., Cidale L. S., Borges Fernandes M., Arias M. L., Curé M., Vasilopoulos G., 2018, *MNRAS*, 480, 320
- Martayan C., Floquet M., Hubert A.-M., Zorec J., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 359
- Mathewson D. S., Ford V. L., 1970, *AJ*, 75, 778
- Mathis J. S., Rimpl W., Nordsieck K. H., 1977, *ApJ*, 217, 425
- Melgarejo R., 2004, PhD thesis, Universidade de São Paulo
- Melgarejo R., Magalhães A. M., Carciofi A. C., Rodrigues C. V., 2001, *A&A*, 377, 581
- Miroshnichenko A. S. et al., 2009, *ApJ*, 700, 209
- Murakami H. et al., 2007, *PASJ*, 59, 369
- Norci L., Polcaro V. F., Bernabei S., Meurs E. J., Miroshnichenko A. S., 2006, in Kraus M., Miroshnichenko A. S., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 355, Stars with the B[e] Phenomenon*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 289
- Nota A., Lamers H., eds, 1997, *ASP Conf. Ser. Vol. 120, Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*. Astron. Soc. Pac., San Francisco
- Ochsenbein F., Bauer P., Marcout J., 2000, *A&AS*, 143, 23
- Oksala M. E., Kraus M., Cidale L. S., Muratore M. F., Borges Fernandes M., 2013, *A&A*, 558, A17
- Onaka T. et al., 2007, *PASJ*, 59, 401
- Ossenkopf V., Henning T., Mathis J. S., 1992, *A&A*, 261, 567
- Owocki S. P., Cranmer S. R., Gayley K. G., 1998, *Ap&SS*, 260, 149
- Pauldrach A. W. A., Puls J., 1990, *A&A*, 237, 409
- Pereyra A., Magalhães A. M., 2002, *ApJS*, 141, 469
- Pereyra A., Magalhães A. M., 2004, *ApJ*, 603, 584
- Pereyra A., Magalhães A. M., 2007, *ApJ*, 662, 1014
- Pereyra A., de Araújo F. X., Magalhães A. M., Borges Fernandes M., Domiciano de Souza A., 2009, *A&A*, 508, 1337
- Pietrzyński G. et al., 2013, *Nature*, 495, 76
- Ramírez E. A., Magalhães A. M., Davidson J. W., Jr, Pereyra A., Rubinho M., 2017, *PASP*, 129, 055001
- Rodrigues C. V., Magalhães A. M., 2000, *ApJ*, 540, 412
- Schulte-Ladbeck R. E., Clayton G. C., 1993, *AJ*, 106, 790
- Schulte-Ladbeck R. E., Clayton G. C., Leitherer C., Drissen L., Robert C., Nota A., Parker J. W., 1993, *Space Sci. Rev.*, 66, 193
- Seriapopi D. B., Carciofi A. C., Magalhães A. M., 2017, in Miroshnichenko A., Zharikov S., Korčáková D., Wolf M., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 508, The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 109
- Serkowski K., 1973, in Greenberg J. M., van de Hulst H. C., eds, *Proc. IAU Symp. 52, Interstellar Dust and Related Topics*. Kluwer, Dordrecht, p. 145
- Skowron D. M. et al., 2021, *ApJS*, 252, 23
- Skrutskie M. F. et al., 2006, *AJ*, 131, 1163
- Speck A. K., Barlow M. J., Sylvester R. J., Hofmeister A. M., 2000, *A&AS*, 146, 437
- Sundqvist J. O., Owocki S. P., Puls J., 2012, in Drissen L., Robert C., St-Louis N., Moffat A. F. J., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 465, Proceedings of a Scientific Meeting in Honor of Anthony F. J. Moffat*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 119
- Tammann G. A., Sandage A., Reindl B., 2003, *A&A*, 404, 423
- Vieira R. G., Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Rivinius T., Baade D., Rímulo L. R., 2017, *MNRAS*, 464, 3071
- Vink J. S., Drew J. E., Harries T. J., Oudmaijer R. D., 2002, *MNRAS*, 337, 356
- Vink J. S., Harries T. J., Drew J. E., 2005, *A&A*, 430, 213
- Wade G. A. et al., 2016, *MNRAS*, 456, 2
- Wilking B. A., Lebofsky M. J., Rieke G. H., 1982, *AJ*, 87, 695
- Wood K., Bjorkman K. S., Bjorkman J. E., 1997, *ApJ*, 477, 926
- Wright E. L. et al., 2010, *AJ*, 140, 1868
- Zickgraf F., 1998, in Hubert A. M., Jaschek C., eds, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 233, B[e] stars. Springer-Verlag, Berlin, p. 1
- Zickgraf F.-J., Wolf B., Stahl O., Leitherer C., Klare G., 1985, *A&A*, 143, 421
- Zickgraf F. J., Wolf B., Stahl O., Leitherer C., Appenzeller I., 1986, *A&A*, 163, 119
- Zickgraf F.-J., Humphreys R. M., Lamers H. J. G. L. M., Smolinski J., Wolf B., Stahl O., 1996, *A&A*, 315, 510

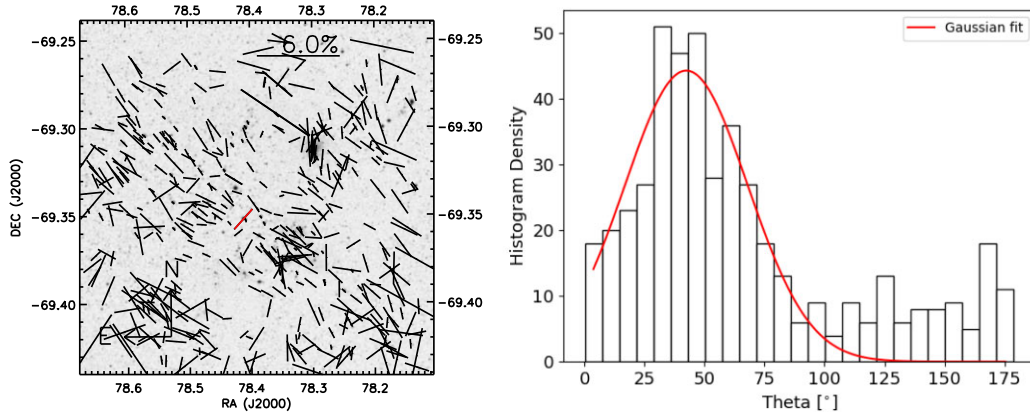


Figure A1. Similar to Fig. 1, but for the *V* filter.

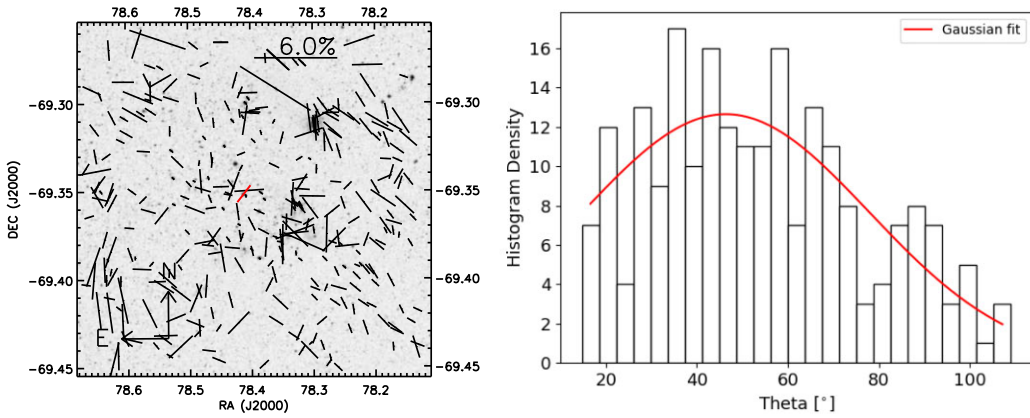


Figure A2. Similar to Fig. 1, but for the *R* filter.

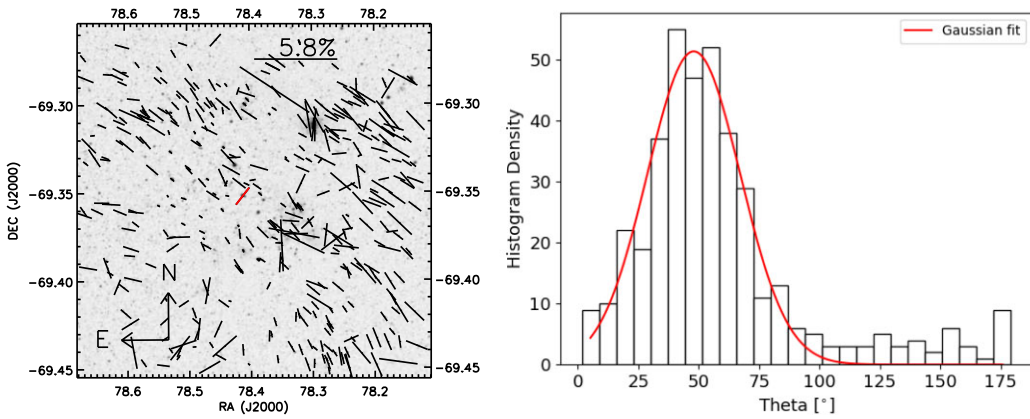


Figure A3. Similar to Fig. 1, but for the *I* filter.

APPENDIX A: IMAGING POLARIZATION

In this appendix, we show the polarization of the field stars around RMC 82 in the *V*, *R*, and *I* filters.

APPENDIX B: SPEC POLARIMETRY

In this appendix, we show spectropolarimetry of the $H\beta$ and $H\gamma$ from RMC 82.

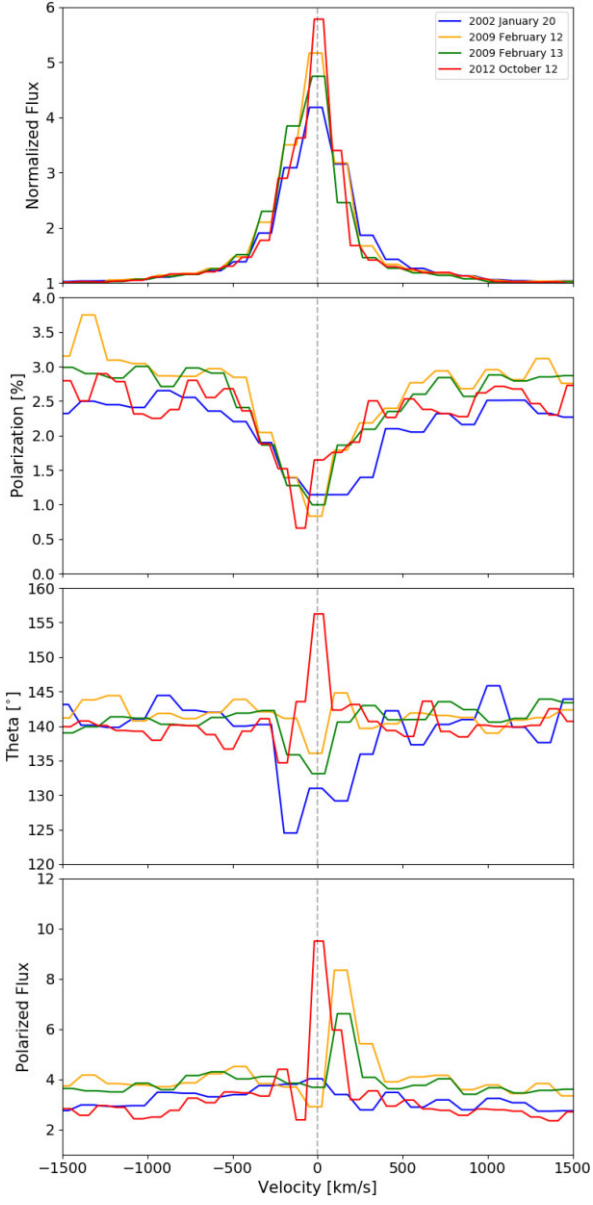


Figure B1. Similar to Fig. 5, but for $H\beta$ and a fourth panel with the polarized flux. The CTIO data is from 2002 and 2009, and the ESO/FORS data is from 2012.

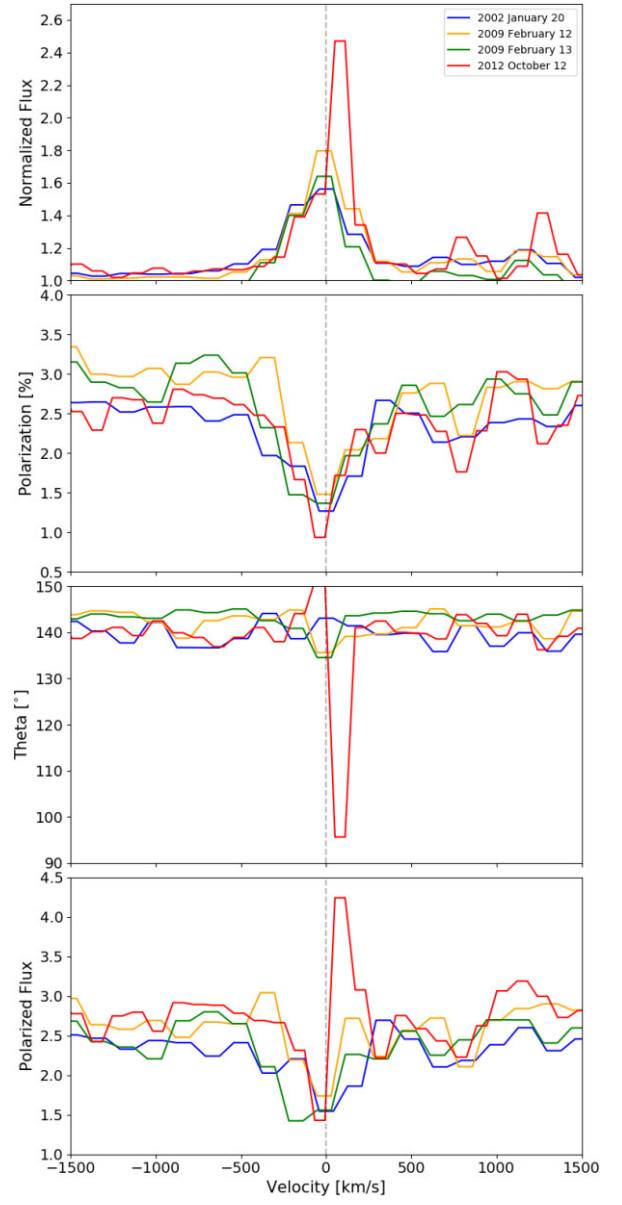


Figure B2. Similar to Fig. B1 for $H\gamma$.

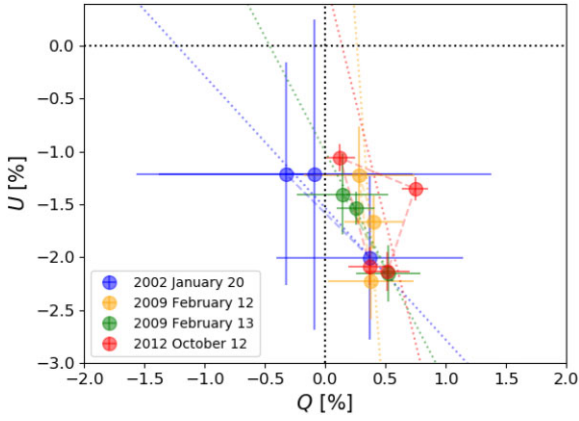


Figure B3. Similar to Fig. 6, but for $H\beta$. The data were binned at every four points to increase the S/N. The CTIO data is from 2002 and 2009, and the ESO/FORS data is from 2012.

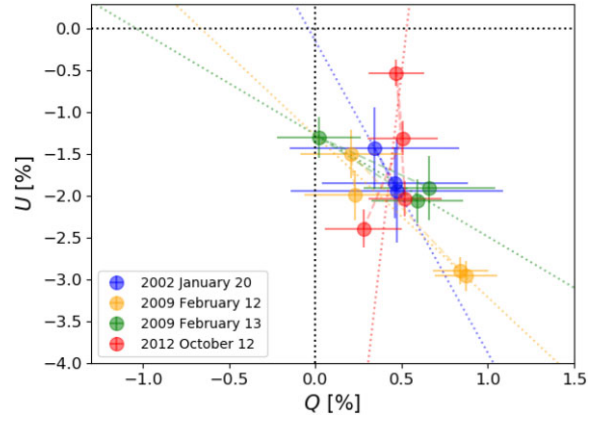


Figure B4. Similar to Fig. B3 for $H\gamma$. The data were binned at every three points to increase the S/N.

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.