

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

Eduardo Luann Wojcikiewicz Duarte Silva

**UM ESTUDO EM (INFRA)VERMELHO:
INVESTIGANDO AS COMPONENTES DA NOVA ANÃ
V2051 OPHIUCHI**

Florianópolis

2016

Aos meus pais e meus irmãos, por todo o estímulo e apoio.

À Cacau, por me mostrar que vale a pena tentar alcançar meus sonhos.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Lilian e Eduardo, por todo o suporte em minha decisão de seguir carreira acadêmica, a todo o apoio nos tempos difíceis, a todo estímulo para perseguir meus sonhos, a toda comida deliciosa que aumentou meu diâmetro.

Aos meus irmãos, João Pedro e Gabriel, por toda descontração. Tantas partidas de Mario Kart e Smash Bros. foram fundamentais para que eu mantesse minha sanidade.

À Cacau por ser minha estrela-guia, por estar sempre comigo em todos os momentos, por me dar força e motivação para sempre me superar. Por estar sempre ali para me ajudar, para me descontrair e por agüentar todo o meu nervosismo com os prazos ou com quando meus códigos bugavam. À sua família também, por me acolher com tanto carinho.

Ao professor Raymundo Baptista, pela inesgotável paciência e experiência, e por me aturar há mais de cinco anos, desde a Iniciação Científica.

Ao professor Tiago Ribeiro, por toda a paciência e pelos códigos de modelagem da secundária.

Aos (GAS)trônomos, por todas as conversas, *laugh-breaks* no meio de pesadas tardes de trabalho ou estudo, ajuda, chá, café e biscoitos.

To my friends on *Live and Let Diecast* for being this great family, and such an welcoming place on the internet. There wasn't anything more relaxing than making a diecast break on the middle of a tense afternoon.

Ao time de desenvolvedores por trás do L^AT_EX Project. Ter escrito este documento em algo que não fosse T_EX poderia ter sido árduo como um dos 12 trabalhos de Hércules.

À *Coffea arabica*.

*Nature does not make mistakes. Right
and wrong are human categories.*
(Frank Herbert, 1975)

RESUMO

Neste trabalho apresentamos uma caracterização detalhada das componentes da nova anã V2051 Ophiuchi no infravermelho através da análise de séries temporais de fotometria rápida nas bandas J , H e K_S obtidas com o telescópio *SOAR* de 4.1 m em 20 de junho de 2013 nas quais o objeto estava em quiescência. A este conjunto de dados, modelamos a modulação elipsoidal causada pela secundária gravitacionalmente distorcida para inferir seus fluxos. Com a modulação modelada, subtraímos sua contribuição da curva de luz do sistema obtendo curvas de luz correspondendo apenas ao disco de acrecimento. A estas curvas, aplicamos técnicas de mapeamento por eclipses para inferir sua distribuição espacial de brilho.

A partir dos fluxos modelados da secundária calculamos suas magnitudes e cores ($J - H$), ($H - K_S$) e ($J - K_S$), que são consistentes com a de uma estrela de tipo espectral $M(8.0 \pm 1.5)$ com temperatura equivalente de corpo negro de $T_{\text{BB}} = (2700 \pm 270)K$, o que coloca a binária a uma distância de $d_{\text{BB}} = (107 \pm 17)pc$. Através de uma relação empírica de Barnes & Evans para o brilho superficial, e fazendo um *match* espectral a um catálogo de estrelas anãs frias, encontramos distâncias de paralaxe fotométrica de $d_{\text{B\&E}} = (102 \pm 16)pc$ e $d_{\text{SM}} = (112 \pm 6)pc$, respectivamente. O tipo espectral e temperatura encontrados condizem com o esperado pela teoria de evolução de variáveis cataclísmicas e com medidas espectroscópicas.

Utilizamos um código de mapeamento por eclipses em 3D para obter a distribuição de brilho no disco de acrecimento em cada banda. Usando a técnica de *entropy landscape* encontramos o raio do disco e ângulo de abertura de melhor ajuste para cada banda, $R_{d,J} = 0.40R_{L1}$, $R_{d,H} = 0.41R_{L1}$ e $R_{d,K_S} = 0.8R_{L1}$, condizentes com o aumento da largura do eclipse visto nas curvas de luz e com o raio calculado a partir da meia largura do eclipse. Para todas as bandas o ângulo de abertura α é desprezível.

Os mapas de eclipse possuem evidências convincentes a favor da presença de braços espirais. Analisamos as componentes assimétricas dos mapas de eclipse identificando estas estruturas e as distribuições azimutais de brilho para caracterizá-las. Distribuições radiais de temperatura de brilho e intensidade foram calculadas, bem como espectros espacialmente resolvidos do disco de acrecimento.

Palavras-chave: Variáveis Cataclísmicas. Novas anãs. Estrelas binárias.

ABSTRACT

In this work we present a detailed characterization of the dwarf nova V2051 Ophiuchi on the infrared via the analysis of time-series of high-speed photometry on the J , H and K_S bands, obtained with the 4.1 m SOAR telescope in June 20th, 2013, while the object was in a quiescent state. We modelled the ellipsoidal variations in the light curve caused by the gravitationally distorted secondary star to infer its fluxes. We then subtracted the contribution of the secondary star from the light curves obtaining accretion disc-only light curves. To these light curves we applied Eclipse Mapping techniques to infer their spatial brightness distribution.

From the modelled fluxes to the secondary we calculated its apparent magnitudes and $(J - H)$, $(H - K_S)$ and $(J - K_S)$ colours, which are consistent with an $M(8.0 \pm 1.5)$ star with a black body equivalent temperature of $T_{\text{BB}} = (2700 \pm 270)K$; this puts the binary at a distance of $d_{\text{BB}} = (107 \pm 17)pc$. Using an empirical Barnes & Evans relation to the surface brightness, and finding the best-fit match one a catalogue of cool dwarfs, we find photometric parallax distances of $d_{\text{B\&E}} = (102 \pm 16)pc$ and $d_{\text{SM}} = (112 \pm 6)pc$ respectively. The estimated spectral type and temperature are in good agreement with expectations from the current models of cataclysmic variables evolution and with spectroscopic measurements.

We used a 3D eclipse mapping code to obtain the brightness distribution at each band. Using the entropy landscape technique we find the disk radius and opening angle at each band, $R_{d,J} = 0.40R_{L1}$, $R_{d,H} = 0.41R_{L1}$ and $R_{d,K_S} = 0.8R_{L1}$, in agreement with the observed increase of the width of the eclipse with wavelength and with the radius calculated from the width of the eclipse. For all bands, the opening angle α is negligible.

The eclipse maps provide convincing evidence in favor of the presence of spiral arms. We analyzed the asymmetrical components of the eclipse maps, identifying those structures, and the azimuthal brightness distributions to characterize them. Radial brightness temperature and intensity distributions are calculated, as well as spatially resolved spectra of the accretion disc.

Keywords: Cataclysmic Variables. Dwarf Novae. Binary Stars.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 Diagrama esquemático da formação de um disco de acréscimo, adaptado de Verbunt (1982). 28
- Figura 2 Representação artística de uma variável cataclísmica, com suas principais componentes: Disco de acréscimo, trajetória balística, secundária, anã branca no centro do disco e o *bright spot*, mancha brilhante na borda do disco onde o jorro de matéria se choca com o material que já está orbitando a primária. Adaptado de Hellier (2001). 28
- Figura 3 Projeção bidimensional no plano (x, y) dos contornos das superfícies equipotenciais de Roche, adaptado de Frank, King e Raine (2002). 31
- Figura 4 Diagrama S que descreve o ciclo limite entre erupção e quiescência no DIM, adaptado de Smak (1984). 35
- Figura 5 Simulações de uma erupção pelo MTIM por Bath & Pringle (1981). Em (a) vemos a evolução radial da densidade superficial Σ (eixo vertical) com o tempo, enquanto (b) mostra a evolução da temperatura no plano central do disco com o pulso de \dot{M}_2 . Em ambos os painéis a variação na taxa de transferência de matéria corresponde ao pico pronunciado. 38
- Figura 6 Diagrama $P_{\text{orb}}(\text{hr})$ - SpT de Knigge, Baraffe e Patterson (2011). Pontos pretos correspondem a tipos espectrais determinados empiricamente para sistemas com $P_{\text{orb}} \lesssim 6$ hr e pontos abertos a tipos espectrais de secundárias em VCs de período longo, provavelmente evoluídas. As linhas verde, azul, vermelha, preta e magenta correspondem aos modelos evolutivos dos autores. 41
- Figura 7 Mapeamento por eclipse. Os painéis da esquerda mostram a curva de luz observada (pontos pretos) e a simulada (linha sólida vermelha), os painéis centrais apresentam a distribuição de brilho do disco sendo eclipsada pela secundária nas fases/orientações indicadas nos painéis à direita. 44
- Figura 8 Campo do objeto, imagem reduzida. A variável está marcada como V no centro do círculo vermelho, a estrela de referência como R e as comparações como $C1 \dots C4$ 49
- Figura 9 Curvas de luz brutas em diferença de magnitude e HJD. Pontos vermelhos marcam a estrela de referência (deslocada verticalmente por clareza), verdes a comparação $C1$ e em azul a variável.

Durante o fim da monitoria em J houve um problema com foco que, no entanto, não afetou as curvas de luz. 50

Figura 10 Banda J - Curva de luz observada (pontos em vermelho), ajuste de modulação elipsoidal da secundária (linha em ciano), curva de luz removida da contribuição da secundária (pontos em verde), e ajuste de modulação elipsoidal deslocada verticalmente do fluxo f_1 (ver Tabela 4) e superposta aos dados (linha preta). ... 56

Figura 11 Banda H - A notação é a mesma da Fig. 10 57

Figura 12 Banda K_S - A notação é a mesma da Fig. 10 57

Figura 13 Corpo negro de melhor ajuste aos fluxos da secundária, com $T_{\text{eff}} = (2700 \pm 270)$ K. 58

Figura 14 Diagrama cor-cor para o catálogo de Cruz et al. (2003). Pontos pretos marcam as estrelas do catálogo e cruces pretas são as estrelas medianas representativas de cada tipo espectral. Linhas vermelhas mostram a reta de melhor ajuste às cores medianas (linha espessa) com incertezas ao nível de $1-\sigma$ (linhas finas). A secundária de V2051 Ophichi é marcada em azul, e o alcance de suas barras de erro nos dá uma estimativa de seu tipo espectral. 60

Figura 15 Curvas de luz do disco de acréscimo, subtraídas da contribuição da secundária. Barrinhas verticais em preto marcam as fases de início e fim do eclipse. 65

Figura 16 *Entropy Landscape* para a curva de luz na banda J , contornos arbitrários 68

Figura 17 *Entropy Landscape* para a curva de luz na banda H , contornos arbitrários 69

Figura 18 *Entropy Landscape* para a curva de luz na banda K_S , contornos arbitrários 70

Figura 19 Curvas de luz (vermelho) e reconstruções do PRIDA (preto) 72

Figura 20 Mapas de eclipse para as três bandas (painéis da esquerda) e suas respectivas componentes assimétricas (painéis da direita). O contorno externo é o lobo de Roche da primária, a linha tracejada é a trajetória balística, o círculo vermelho o raio do disco medido pelo método de Sulkanen, o círculo azul o raio do disco medido pelo procedimento de *entropy landscape* e o círculo interno (preto) o raio de circularização. As regiões escuras são mais brilhantes. 73

Figura 21 Dependência orbital da intensidade máxima do mapa de eclipse em H (painel superior). Os dois braços espirais encontra-

dos no mapa são evidentes aqui, e são marcados por 1 e 2. O painel intermediária traça a posição (em raio) correspondente à intensidade máxima em cada azimute, enquanto que o painel inferior mostra a velocidade Kepleriana referente aos elementos do painel intermediário. As linhas azuis mostram versões suavizadas das correspondentes distribuições para efeitos de visualização. 75

Figura 22 Distribuição radial de intensidade para as bandas J , H e K_S . As intensidades I_ν estão em unidades de $erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ Hz^{-1}\ Str^{-1}$. Os pontos vermelhos marcam os elementos dos respectivos mapas de eclipse e as linhas pretas sólidas as distribuições medianas. . . . 77

Figura 23 Distribuição radial de temperatura para as três bandas, calculada para uma distância de $d = 102$ pc. As linhas tracejadas marcam as distribuições teóricas para discos estacionários com diferentes taxas de acréscimo (10^{-9} , 10^{-10} e $10^{-11}\ M_\odot\ yr^{-1}$, de cima para baixo), enquanto que a linha azul marca a temperatura crítica de ionização do hidrogênio. Os pontos vermelhos são os elementos do mapa de eclipse e a linha preta sólida é a distribuição mediana. 78

Figura 24 Comparação das distribuições medianas para as distâncias de 92 pc (vermelho), 102 pc (preto), 112 pc (magenta) e 146 pc (ciano). As linhas azul e tracejadas tem o mesmo significado da figura 23. 79

Figura 25 Espectro espacialmente resolvido do disco de acréscimo de V2051 Oph. Cores diferentes indicam regiões diferentes do disco, nos raios (em unidades de R_{LI}) 0 (preto), 0.125 (vermelho), 0.225 (verde) e 0.325 (azul). Linhas indicam corpos negros de melhor ajuste considerando distâncias de 102 pc (este trabalho, tracejada) e 146 pc (Vriellmann, Stiening e Offutt (2002), pontilhada). 82

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Parâmetros orbitais de V2051 Oph obtidos por Baptista et al. (1998a).....	46
Tabela 2	Resumo das observações de V2051 Ophiuchi.....	47
Tabela 3	Coefficientes de obscurecimento gravitacional de Claret (1998).....	55
Tabela 4	Fluxos modelados para a secundária de V2051 Ophiuchi	56
Tabela 5	Magnitudes e cores modeladas para a secundária de V2051 Ophiuchi.....	59
Tabela 6	Distâncias calculadas para V2051 Oph.....	61
Tabela 7	Raio do disco medido para cada banda, pelo método de Sulkanen, Brasure e Patterson (1981).....	67

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

VC	Variável Cataclísmica	23
AGN	<i>Active Galactic Nuclei</i> - Núcleos Ativos de Galáxias	23
DN	<i>Dwarf Nova</i> - Nova anã	24
DIM	<i>Disc Instability Model</i> - Modelo de instabilidade no disco	24
MTIM	<i>Mass Transfer Instability Model</i> - Modelo de instabilidade na taxa de transferência de matéria	24
<i>HJD</i>	Data Juliana Heliocêntrica	51
<i>BJDD</i>	Data Juliana Baricêntrica Dinâmica	51
mJy	miliJansky	53

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Separação orbital	30
$L1$	Ponto Lagrangeano interno	31
$-v_{\text{rad}}$	Velocidade radial de deriva	32
Σ	Densidade superficial de matéria	32
\dot{M}_1	Taxa de acréscimo na primária	32
T_{eff}	Temperatura efetiva	33
σ	Constante de Stephan-Boltzmann	33
c_S	Velocidade do som	33
H	Escala de altura	33
α	Parâmetro de viscosidade	33
α_{hot}	Coeficiente de viscosidade em erupção	34
α_{cool}	Coeficiente de viscosidade em quiescência	34
\dot{M}_2	Taxa de transferência de matéria	36
q	Razão de massa	39
ϕ_0	Fase central do eclipse	43
M_1	Massa da primária	45
M_2	Massa da secundária	45
R_1	Raio da primária	45
R_2	Raio da secundária	45
K_1	Velocidade radial da primária	45
K_2	Velocidade radial da secundária	45
α_{bs}	Posição angular do <i>bright spot</i>	45
E	Número do ciclo	47
E	Número do ciclo	51
T_{mid}	Instante do centro do eclipse	51
F_ν	Fluxo na banda ν	53
$F_{0,\nu}$	Fluxo de ponto zero na banda ν	53
m_ν	Magnitude da variável	53
$m_{\nu,\text{ref}}$	Magnitude da referência	53
ΔM	Diferença de magnitude	53
β	Coeficiente de obscurecimento gravitacional	55
γ	Ângulo entre a normal do elemento de superfície considerado	

e a linha de visada para o cálculo do obscurecimento gravitacional	55
d_{BB} Distância medida por ajuste de corpo negro	58
S_{ν} Luminosidade superficial	59
SpT Tipo espectral	59
$d_{\text{B\&E}}$ Distância medida através da relação de Barnes-Evans.....	61
d_{SM} Distância medida por <i>spectral matching</i>	61
α Ângulo de abertura do disco de acréscimo	66
$\Delta\phi_{1/2}$ Meia largura do eclipse.....	66
R_d Raio do disco.....	66

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	27
2.1	VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS	27
2.1.1	A geometria de Roche	30
2.2	DISCOS DE ACRÉSCIMO	32
2.2.1	DIM - Modelo de Instabilidade no Disco	34
2.2.2	MTIM - Modelo de Instabilidade na Taxa de Trans- ferência de Matéria	36
2.3	SECUNDÁRIAS EM VCS	39
2.3.1	Detecção da secundária	42
2.4	MAPEAMENTO POR ECLIPSE	43
2.5	V2051 OPHIUCHI	45
3	COLETA E REDUÇÃO DE DADOS	47
4	A SECUNDÁRIA DE V2051 OPHIUCHI	55
5	O DISCO DE ACRÉSCIMO DE V2051 OPHIUCHI	65
6	CONCLUSÕES	83
	REFERÊNCIAS	87

1 INTRODUÇÃO

Dadas as colossais distâncias que separam quaisquer objetos de interesse astronômico de nós, a astrofísica desenvolveu-se como uma ciência da luz, analisando-a de todas as maneiras possíveis para, dela, extrair o máximo de informação. Estrelas, planetas, galáxias, todas elas são esmiuçadas pelos olhos (e telescópios) atentos dos astrônomos com um mesmo conjunto de técnicas: séries de imagens de um mesmo objeto permitem a obtenção de curvas de luz, que mostram como a luz de determinado objeto comporta-se no tempo, enquanto que a decomposição da luz em diferentes comprimentos de onda, a espectroscopia, nos dá informação sobre a composição destes objetos. Finalmente, a polarimetria nos permite inferir a orientação e a intensidade do campo magnético na região onde os fótons observados foram emitidos.

Tidas como imutáveis no firmamento, estrelas variáveis rapidamente chamaram a atenção da comunidade astronômica após David Fabricius descobrir em 1596 que Mira, ou Omicron Ceti, alterava periodicamente seu brilho, apesar de os árabes já conhecerem sua variabilidade anteriormente. Esta descoberta ocorreu entre as duas supernovas de 1572 e 1604, o que contribuiu para mostrar que as estrelas não eram imutáveis, e impulsionando a revolução astronômica do início do século XVII. O posterior desenvolvimento de técnicas fotográficas para astronomia ampliou o estudo de estrelas variáveis de sobremaneira.

Dentre os diversos tipos de estrelas variáveis, as binárias eclipsantes estão entre as mais importantes e as mais estudadas, pois a interação mútua entre as componentes e suas ocultações periódicas nos permitem inferir suas massas, raios e luminosidades com grande precisão (Kallrath e Milone (1998)). A grande diversidade de sistemas eclipsantes faz dessa área um amplo campo de estudos, com muitas possibilidades: Desde objetos compactos com eclipses a cada 80 minutos até variáveis de longo período, com décadas entre os eclipses.

Um grupo de binárias eclipsantes de particular interesse é a das variáveis cataclísmicas (VCs), compostas por uma estrela velha de baixa massa, a secundária, gravitacionalmente distorcida, que transfere matéria para uma companheira compacta (a primária, uma anã branca) por meio de um disco de acreção. A física do acreção é peça-chave para a compreensão de diversos processos astrofísicos, desde formação estelar e planetária até os núcleos ativos de galáxias (AGNs), mas muitas vezes é difícil de ser estudada. VCs são então excelentes laboratórios para tanto (Warner (1995)), pois sua rápida variabilidade

e grande emissão no óptico permitem que estudemos os processos e a física do acréscimo em escalas de tempo humanas.

Discos de acréscimo de VCs apresentam aumentos episódicos de brilho denominados *erupções*, e responsáveis pela alcunha *cataclísmica* que batiza a classe. Dentre as VCs, a subclasse das novas anãs (DNs) apresenta *erupções* nas quais o disco aumenta seu brilho por fatores de 10 a 100 numa escala de tempo de poucas horas. A física por trás destas *erupções* não é bem compreendida, e atualmente dois modelos competem entre si para explicar estes eventos: O Modelo de Instabilidade no Disco *DIM* (e.g., Lasota (2001)) que atribui as *erupções* à uma instabilidade termoviscosa no disco e o Modelo de Instabilidade na Taxa de Transferência de Matéria *MTIM* (e.g., Bath (1972)), que culpa uma variação na taxa de transferência de matéria da secundária pelas *erupções*. Embora desde os anos 80 o modelo de instabilidade no disco seja amplamente adotado como modelo para todas as *erupções* de novas anãs, vários sistemas não seguem aquilo que o modelo prevê. Baptista et al. (2007) sugerem então que, ao invés de descartar-se um modelo em detrimento do outro, que os dois mecanismos são válidos, cada um sendo responsável pelas *erupções* em um de dois subgrupos distintos de novas anãs.

V2051 Ophiuchi em particular tem fortes evidências contra o modelo de instabilidade no disco, e a favor do modelo de instabilidade na secundária (Baptista et al. (2007)), onde a distância até este sistema é um dos parâmetros críticos para se discriminar qual modelo é o responsável por suas *erupções*. Se $d < 120 pc$, o disco é frio demais em *erupção* e incompatível com as previsões do modelo de instabilidade termoviscosa.

Como a secundária é, em geral, uma estrela bastante fria, em contraste com a primária compacta e quente, é no infravermelho que ela se destaca, sendo a responsável por grande parte da luz nesta faixa do espectro (Berriman, Szkody e Capps (1985)). Por conta de sua forma gravitacionalmente distorcida, ela produz uma modulação de dupla onda na curva de luz orbital do sistema (conhecida como “modulação elipsoidal”), que pode ser modelada para obter-se a contribuição (fluxo) dessa estrela em várias bandas. Deste modo, a partir dos fluxos e cores inferidos para a secundária, é possível não só caracterizá-la como também medir a distância até o sistema por paralaxe fotométrica.

Este trabalho apresenta a análise das componentes da nova anã V2051 Ophiuchi no infravermelho. Modelamos a modulação elipsoidal da secundária de modo a obter seus fluxos e com eles estimamos sua temperatura, tipo espectral e obtivemos três estimativas independen-

tes de distância até o sistema por paralaxe fotométrica. Além disso, aplicamos a técnica de mapeamento por eclipse em 3D numa grade de valores para o raio do disco e ângulo de abertura, de modo a encontrar o conjunto de parâmetros que melhor ajusta os eclipses observados. Os resultados obtidos confirmam aquilo que a largura crescente dos eclipses com o comprimento de onda sugere: o raio de fato cresce com o comprimento de onda, indicando que quanto mais longe no infravermelho observamos, melhor vemos as partes externas e frias do disco. Os ângulos de abertura encontrados são nulos, conforme o esperado para discos de acréscimo em quiescência. Os mapas de eclipse produzidos sugerem fortemente a presença de braços espirais induzidos por maré.

A dissertação está organizada da seguinte maneira: O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica dos temas abordados ao longo do trabalho, o capítulo 3 descreve a coleta e redução dos dados utilizados, o capítulo 4 descreve o estudo da secundária (estimativa do tipo espectral, temperatura e distância até a binária) e o capítulo 5 reporta o estudo do disco de acréscimo com técnicas de mapeamento por eclipses (ângulo de abertura, raio do disco, distribuições radiais de temperatura de brilho e intensidade, espectros espacialmente resolvidos e a identificação e análise de braços espirais).

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo contém uma breve revisão sobre conceitos relevantes a este trabalho, começando em variáveis cataclísmicas, e continuando com estrelas secundárias, discos de acrecimento e modelos de erupção. Descrevemos também as técnicas utilizadas para realizar este estudo.

2.1 VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS

Variáveis cataclísmicas são estrelas binárias compactas, onde uma estrela de baixa massa preenche seu lobo de Roche e transfere matéria para uma anã branca, formando um disco (se o campo magnético da anã branca $B_{WD} \leq 10^6 G$) ou uma coluna (se $B_{WD} \geq 10^6 G$) de acrecimento. Neste estudo nos concentraremos nos sistemas de baixo campo magnético, onde se formam discos de acrecimento. O material que passa pelo ponto Lagrangeano interno em direção à componente compacta possui momento angular específico diferente de zero, e não pode ser acreitado diretamente. Ele segue então uma trajetória balística em torno da primária, chocando-se consigo mesmo, o que leva à formação de um anel. O choque e o atrito viscoso (sendo essa viscosidade provavelmente de natureza magnetohidrodinâmica (Shakura e Sunyaev (1973), Balbus e Hawley (1991a, 1991b))) espalham este anel em um disco, denominado finalmente disco de acrecimento. A figura 1 apresenta o esquema para a formação de um disco por um processo como este, como apresentado por Verbunt (1982). Um diagrama representando uma VC não magnética típica é apresentado na figura 2.

A primeira (posteriormente identificada como) VC foi descoberta em 1855. À época diversas estrelas variáveis do tipo Algol e Mira, bastante vermelhas, eram conhecidas. Então Hind (1856) ficou surpreso quando encontrou uma variável bastante azul de magnitude 9, que logo apagou-se para magnitude 13-14. Seguindo a convenção para nomeação de estrelas variáveis, este objeto foi nomeado U Geminorum. Alguns meses mais tarde, Pogson (1857) observou esta variável num estado alto de brilho, além de possivelmente ter feito a primeira detecção de *flickering* (cintilação intrínseca, rápida e de baixa amplitude, característica de variáveis cataclísmicas) notando que U Gem “*apresentava uma cintilação curiosa, notada no terceiro dia após o máximo, que não tinha origem em distorções atmosféricas, já que estrelas vizinhas não*

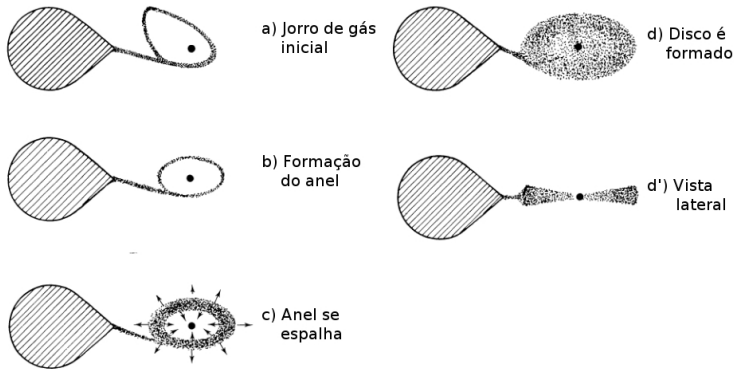


Figura 1 – Diagrama esquemático da formação de um disco de acreção, adaptado de Verbunt (1982).

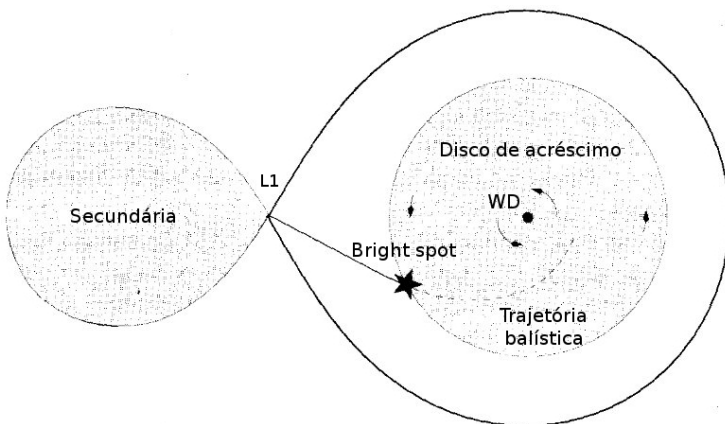


Figura 2 – Representação artística de uma variável cataclísmica, com suas principais componentes: Disco de acreção, trajetória balística, secundária, anã branca no centro do disco e o *bright spot*, mancha brilhante na borda do disco onde o jorro de matéria se choca com o material que já está orbitando a primária. Adaptado de Hellier (2001).

eram afetadas da mesma maneira”.

De acordo com Warner (1995), podemos classificar as VCs nas seguintes subclasses:

- *Novas clássicas*: Binárias próximas com apenas uma erupção observada, satisfatoriamente modeladas como eventos de queima termonuclear de hidrogênio na superfície da anã-branca;
- *Novas recorrentes*: Binárias anteriormente classificadas como novas clássicas com mais de uma erupção observada;
- *Nova-likes*: VCs que aparentam estão sempre num estado alto de brilho, associado a erupções;
- *VCs magnéticas*: Variáveis cataclísmicas nas quais a anã branca possui um campo magnético suficientemente intenso para ser detectado. Subdividem-se, por sua vez, em duas classes: Polares e polares intermediárias, dependendo da intensidade do campo. O acréscimo de material não se dá por meio de um disco de acréscimo, mas seguindo as linhas de campo magnético. É possível ainda, para campos magnéticos menos intensos, que um disco de acréscimo se forme, mas seja truncado nas partes internas de modo que o acréscimo siga as linhas de campo da anã branca a partir deste ponto;
- *Novas anãs*: Possuem erupções recorrentes (com intervalo de dezenas de dias a dezenas de anos), de baixa amplitude (2 a 5 magnitudes). Podem ainda ser classificadas em três subtipos:

Z Cam são novas anãs que apresentam *standstills* após as erupções, estados de luminosidade intermediária entre erupção e quiescência que podem durar alguns dias. Algumas *Z Cams* apresentam ainda erupções durante os estados de *standstills* (Hameury e Lasota (2014));

SU UMa apresentam supererupções, que duram cerca de 5 vezes mais tempo e são mais brilhantes que as erupções comuns. Durante estas supererupções são observados *superhumps*, uma modulação de brilho com período ligeiramente distinto do orbital, característica desde subtipo;

U Gem são todas as outras novas anãs que não apresentam *standstills* ou *supererupções*.

A descrição física destes sistemas requer dois ingredientes principais: Uma descrição geométrica do campo gravitacional das duas

estrelas que, em última análise, governará a dinâmica do sistema, e um modelo que descreva como ocorrem as erupções. O primeiro já é conhecido desde 1873, quando Édouard Roche estudou o problema de três corpos obtendo uma descrição matemática para as superfícies equipotenciais gravitacionais de dois corpos massivos, enquanto o segundo ainda é alvo de acaloradas discussões, sendo que existem dois modelos para explicar as erupções.

2.1.1 A geometria de Roche

Roche estava interessado em estudar a constituição e formação do sistema solar e, para tanto, obteve expressões analíticas para as superfícies equipotenciais gravitacionais entre dois corpos massivos. Seu trabalho encontrou aplicação imediata no estudo de binárias próximas, e sua descrição matemática das equipotenciais ficou conhecida como “modelo de Roche” (Roche (1873)). O modelo de Roche toma um conjunto de coordenadas cartesianas em co-rotação com a binária como referencial, localizando a origem do sistema no centro da primária, o eixo x na direção que liga as duas estrelas e o eixo z perpendicular ao plano orbital. Desta forma o eixo y indica a direção do movimento da primária em um referencial inercial.

Segundo Kopal (1959), podemos considerar cada estrela como uma massa puntual, de maneira que o potencial gravitacional total é a soma dos potenciais gravitacionais de cada estrela com o potencial efetivo da força centrífuga, e pode ser escrito como (Frank, King e Raine (2002))

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega_{orb}^2 \left[(x - \mu a)^2 + y^2 \right] \quad (2.1)$$

onde M_1 é a massa da primária, M_2 a massa da secundária, $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ é a frequência angular, a é a separação orbital e o parâmetro μ é função das massas, $\mu = M_2/[M_1 + M_2]$. Considerar as estrelas como massas puntuais não é uma suposição absurda: secundárias de VCs possuem envelopes rarefeitos, e boa parte de sua massa está concentrada no núcleo, de modo que a aproximação é válida (Warner (1995)). A figura 3 é uma projeção bidimensional no plano (x, y) da equação 2.1, cf. Frank, King e Raine (2002).

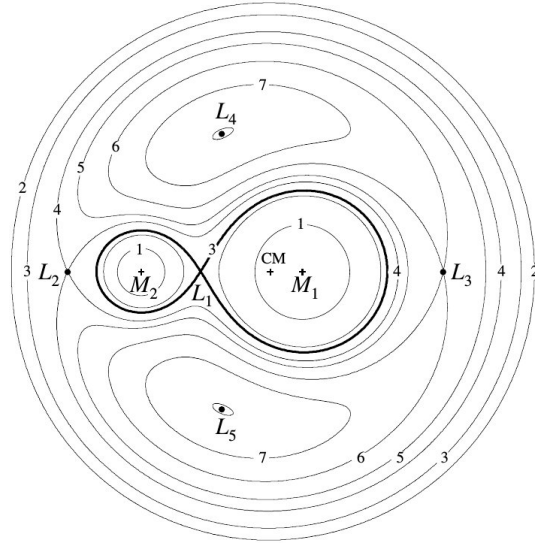


Figura 3 – Projeção bidimensional no plano (x, y) dos contornos das superfícies equipotenciais de Roche, adaptado de Frank, King e Raine (2002).

A geometria das superfícies equipotenciais tem uma consequência de fundamental importância para binárias próximas: Ela limita o tamanho máximo que as estrelas podem ter sem que haja transferência de matéria entre elas ou uma superfície comum às duas estrelas. A equipotencial limite gera duas superfícies fechadas conhecidas como *lobos de Roche*. Se as superfícies das duas estrelas estão em equipotenciais internas à equipotencial limite, não existe transferência de matéria. Quando a superfície estelar ocupa uma equipotencial externa ao lobo de Roche existe um envelope comum às duas estrelas. No caso de VCs, a equipotencial de Roche delinea a forma da secundária.

Esta geometria possui ainda cinco pontos de equilíbrio gravitacional, os pontos *Lagrangeanos* denotados como $L_{1, \dots, 5}$ na figura 3. Para VCs, em geral, o lobo de Roche da secundária é menor do que o tamanho que esta estrela deveria ter, forçando o material a “vazar” pelo ponto Lagrangeano interno ($L1$) dando origem a transferência de matéria. A este processo damos o nome de *transbordamento do lobo de Roche* (do inglês *Roche lobe overflow*).

2.2 DISCOS DE ACRÉSCIMO

Discos de acréscimo desempenham papel fundamental numa diversidade de processos astrofísicos, mas na grande maioria das vezes não é trivial obter informações acerca da física que os rege. Discos de acréscimo associados à formação planetária ou estelar estão frequentemente ocultos por densas nuvens de poeira, enquanto que a evolução de discos de acréscimo em AGNs é muito lenta, de modo que não podemos estudar sua evolução dinâmica. Felizmente discos de acréscimo em VCs não são afetados por nenhum destes problemas, além de terem, em geral, bastante emissão no óptico e infravermelho, sendo excelentes laboratórios para o estudo da física do acréscimo.

O disco de acréscimo possui duas coordenadas fundamentais: O raio e a altura. No entanto, em geral, a altura é desprezível em comparação com o raio, o que leva à *aproximação de disco fino*, e permite o tratamento matemático do disco de acréscimo em duas dimensões, simplificando enormemente o problema.

O material no disco de acréscimo descreve órbitas Keplerianas em torno da anã branca com velocidade angular

$$\Omega_K(r) = \left[\frac{GM_1}{r^3} \right]^{1/2}. \quad (2.2)$$

No entanto, como o material eventualmente é acrescido ao objeto central, é necessário haver algum mecanismo para dissipar momento angular e levá-lo em direção ao centro do disco. Definindo $-v_{\text{rad}}$ como a velocidade radial de deriva (onde o sinal negativo indica que o material é transportado para as partes internas do disco) e Σ como a densidade superficial do material, temos que a densidade do disco em função do tempo será descrita por:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu_K \Sigma r^{1/2} \right) \right] \quad (2.3)$$

onde ν_K é um coeficiente de viscosidade cinética. Esta é uma equação de difusão não-linear, que descreve como a matéria se difunde para as partes internas do disco enquanto o momento angular é transportado para fora. É possível ainda escrever a taxa de acréscimo na primária \dot{M}_1 em função destas quantidades como,

$$\dot{M}_1 = 2\pi r(-v_{\text{rad}})\Sigma. \quad (2.4)$$

O atrito entre anéis de matéria vizinhos no disco transporta momento angular e libera energia, aquecendo-o e fazendo-o brilhar. Podemos então escrever a taxa de dissipação de energia viscosa no disco em função de seu raio como,

$$D(r) = 2\nu_K \Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \sim \frac{3}{4\pi} \Omega_K^2(r) \dot{M}_1. \quad (2.5)$$

O fator 2 vem do fato de que ambas as faces do disco irradiam. Esta energia liberada no disco é então irradiada, dando origem ao fluxo observado. Se o material for opticamente espesso, o fluxo pode ser escrito como $D(r) \simeq \sigma T_{\text{eff}}^4(r)$, onde T_{eff} é a temperatura efetiva e σ é a constante de Stephan-Boltzmann. Com isso escrevemos a distribuição radial de temperatura do disco como

$$T_{\text{eff}}(r) = T_\star \left[\frac{r}{R_1} \right]^{-3/4} \left\{ 1 - \left[\frac{R_1}{r} \right]^{1/2} \right\}^{1/4} \quad (2.6)$$

onde

$$T_\star = \left[\frac{3GM_1 \dot{M}_1}{8\pi\sigma R_1^3} \right]^{1/4}. \quad (2.7)$$

Como o disco é muito maior que a anã branca, no limite $r \gg R_1$, a equação 2.6 reduz-se à conhecida distribuição $T \propto r^{-3/4}$:

$$T_{\text{eff}}(r) \simeq T_\star \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-3/4}. \quad (2.8)$$

O tratamento matemático da viscosidade no disco é difícil, pois a natureza desta viscosidade ainda não é bem compreendida. No entanto a maneira mais usual de contornar este problema é a abordagem de Shakura e Sunyaev (1973), que parametrizaram nossa ignorância referente ao coeficiente de viscosidade em função de outras grandezas do disco como

$$\nu_K = \alpha c_s H = \alpha H^2 \Omega_K(r) \quad (2.9)$$

onde c_s é a velocidade do som no material e H é a escala de altura do disco. Para parâmetros típicos de VCs, $\alpha \lesssim 1$ (Meyer e Meyer-Hofmeister (1983)). Com esta parametrização, conhecida como *prescrição α de Shakura & Sunyaev*, a ignorância sobre a viscosidade do disco fica restrita apenas ao parâmetro adimensional de viscosidade α .

Esta é, por sua vez, de fundamental importância para a física do disco, uma vez que a magnitude da viscosidade, em última análise, comandará a taxa de acréscimo na primária. Além disso, por atuar como mecanismo de transporte de momento angular, α é também responsável pelo fluxo emitido do disco.

O mecanismo preciso por trás das erupções em novas anãs ainda não foi totalmente esclarecido, mas existem dois modelos para explicá-las. Como veremos a seguir, o parâmetro α desempenha papel fundamental em ambos os modelos, sendo que também pode servir como ferramenta para discernir entre um e outro: No *DIM* a viscosidade muda por um fator ~ 10 entre um estado eruptivo e um estado quiescente ($\alpha_{\text{hot}} \simeq 10\alpha_{\text{cool}}$), enquanto que no *MTIM* o disco tem um valor de α constante e sempre alto ($\alpha \sim 0.1$).

2.2.1 DIM - Modelo de Instabilidade no Disco

Proposto inicialmente por Osaki (1974) e desenvolvido por Hoshi (1979), o DIM atribui a erupção a uma transição de fase no disco, que ioniza o hidrogênio aumentando assim a luminosidade do sistema. Durante a erupção a magnitude da viscosidade deve aumentar também ($\alpha_{\text{cold}} \sim 0.01 \rightarrow \alpha_{\text{hot}} \sim 0.1$), fazendo com que mais matéria seja transportada para as partes internas do disco depositando-se na superfície da anã branca. Uma das primeiras descrições matemáticas completas do mecanismo por trás do DIM foi elaborada por Smak (1984), descrevendo o comportamento das erupções de novas anãs como um *ciclo limite*, representado na figura 4.

O mecanismo DIM pressupõe que a taxa de ingresso de matéria no disco (que permanece constante no tempo) seja superior à taxa de acréscimo sobre a anã branca, de maneira que a matéria se acumule no disco e a densidade superficial Σ aumente gradualmente, aumentando também a temperatura (trecho D \rightarrow C) até que alguma região do disco alcance uma temperatura crítica T_{crit} (e uma densidade crítica Σ_{max}) no qual o hidrogênio é ionizado, aumentando assim a temperatura do anel de matéria correspondente (trecho C \rightarrow A). Esse aumento de temperatura em um anel aquece os anéis vizinhos, ionizando-os também e dando origem a uma onda de aquecimento que varre o disco, deixando-o num estado eruptivo quente e brilhante. Neste ponto a viscosidade do disco deve aumentar ($\alpha_{\text{hot}} \simeq 10\alpha_{\text{cool}}$), de modo que a taxa de acréscimo na primária aumente o suficiente para esvaziar e esfriar o disco em es-

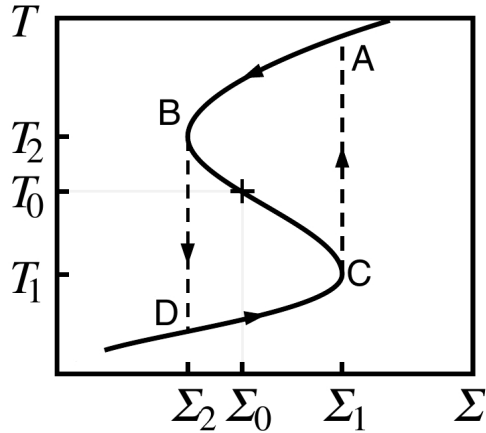


Figura 4 – Diagrama S que descreve o ciclo limite entre erupção e quiescência no DIM, adaptado de Smak (1984).

calas de tempo comparáveis às observadas. O aumento na taxa de acréscimo faz com que a densidade e temperatura do disco diminuam progressivamente (trecho A \rightarrow B), até que a temperatura caia abaixo de T_{crit} em algum ponto, dando origem a uma onda de resfriamento que varre o disco, levando-o de volta a um estado frio, quiescente e de baixa viscosidade (trecho B \rightarrow D), onde o ciclo recomeça.

Esta chamada “curva S”, embora local, pode ser usada para o disco como um todo, desde um caso simples onde a estrutura vertical é ignorada como em Hoshi (1979) até casos detalhados, onde não se deixa de considerar o transporte radiativo e convectivo de energia verticalmente no disco, como fizeram Meyer e Meyer-Hofmeister (1981).

No entanto, este modelo possui três problemas observacionais que ainda não foram elucidados:

- Para obter erupções com as amplitudes e durações observadas, o parâmetro de viscosidade α deve possuir dois valores distintos em erupção e quiescência (Lasota (2001)), mas não existe evidência que reforce isso. Pelo contrário, evidências observacionais indicam que diversos sistemas apresentam valores altos de α em quiescência que são da mesma ordem daqueles observados em erupção ($\alpha \sim 0.1$, e.g., Baptista e Catalán (2001), Kotko, Lasota e Dubus (2010));
- Uma erupção causada pelo DIM implica em discos mais quen-

tes que T_{crit} durante o máximo do estado eruptivo, mas existem evidências observacionais de novas anãs com discos onde as temperaturas são inferiores a T_{crit} ao longo da erupção (e.g., Baptista et al. (2007)). Além disso, erupções são também observadas durante *standstills* de Z Cams, onde o disco ainda está quente e ionizado (impedindo uma nova instabilidade por ionização, e.g. Hammeury e Lasota (2014)) e em sistemas AM Her, onde não há disco de acréscimo para sofrer instabilidade (Warren et al. (1993));

- Curvas de luz artificiais calculadas pelo DIM prevêm que o disco aumenta gradualmente sua luminosidade em quiescência até o início da erupção, uma vez que sua densidade superficial e temperatura aumentam com o acúmulo de matéria. Isto é incompatível com as observações, uma vez que nenhuma nova anã em quiescência apresenta este comportamento (Lasota (2001)).

2.2.2 MTIM - Modelo de Instabilidade na Taxa de Transferência de Matéria

Paczýnski (1965) foi o primeiro a apontar que estrelas de baixa massa, totalmente convectivas, como as secundárias típicas de VCs, são potencialmente instáveis. Pouco tempo depois, Bath (1972) mostrou que a região de instabilidade no envelope torna-se muito mais extensa com a aplicação de condições de contorno semelhantes às equipotenciais de Roche, chegando à conclusão de que estrelas que normalmente seriam estáveis face a instabilidades dinâmicas podem agora tornar-se instáveis quando preenchem o lobo de Roche em uma binária semiligada. Um envelope instável, como o encontrado por estes autores, pode por sua vez dar origem a instabilidades na taxa de transferência de matéria \dot{M}_2 .

Partindo de resultados anteriores, Bath et al. (1974) mostraram que as instabilidades no envelope convectivo de secundárias podem ser responsáveis pelas erupções em novas anãs. Os autores comparam a resposta simulada de um disco de acréscimo estacionário a um pulso em \dot{M}_2 com observações da nova anã Z Cha em erupção e quiescência, encontrando que sua hipótese está em excelente acordo com o observado.

Finalmente, Bath e Pringle (1981) calcularam detalhadamente a evolução de discos de acréscimo frente a variações na taxa de transferência de matéria. Neste estudo, os autores encontram que, para que

o disco apresente um tempo de reação ao pulso de \dot{M}_2 (ou seja, a subida para erupção) da ordem do que é observado ($10^5 - 10^6$ s), ele precisa ser altamente viscoso, ou seja, $1 > \alpha > 0.1$. A figura 5 apresenta alguns de seus resultados.

No MTIM, logo após o pulso em \dot{M}_2 , o disco deve encolher em resposta ao aumento do fluxo de material com baixo momento angular que é depositado, diminuindo o momento angular total do disco. A densidade superficial Σ aumenta rapidamente, aumentando também a taxa de acréscimo na primária, o raio do disco e a temperatura do material, fazendo com que a luminosidade do sistema aumente bastante, relaxando-se de volta aos patamares de quiescência numa escala de tempo bem mais longa.

Este modelo não requer dois valores distintos de viscosidade para erupção e quiescência: a erupção é apenas a resposta natural de um disco sempre viscoso tentando lidar com um excesso de matéria com baixo momento angular que foi adicionada. Por conta disso, este modelo não tem problemas em descrever os períodos quiescentes, pois não há aqui um mecanismo de acúmulo de matéria que faz o brilho do disco aumentar gradativamente, o que está de acordo com as observações. Além disso, há evidências bastante sólidas para eventos de burst em \dot{M}_2 , como as erupções observadas em VCs do tipo AM Her (que não possuem disco de acréscimo, acretando matéria diretamente nos pólos magnéticos da anã branca, logo não podem apresentar um mecanismo DIM (cf. Warren et al. (1993))) e novalikes (nas quais o disco está sempre quente e brilhante, com $T > T_{\text{crit}}$, impossibilitando uma erupção causada por ionização parcial do gás no disco (Hellier et al. (2000))).

Algumas das evidências a favor da possibilidade de variações em \dot{M}_2 são, por exemplo, a detecção do encolhimento do disco de acréscimo logo antes de uma erupção por Baptista et al. (2007); os ciclos extremamente rápidos de supererupções de novas anãs da subclasse ER UMa, que implicam na ocorrência de pulsos em \dot{M}_2 (Kato, Nogami e Baba (1996), Nogami et al. (1995)); e a ocorrência de supererupções em sistemas da subclasse WZ Sge, que possuem taxas de transferência de matéria tão baixas que, de acordo com Lasota, Hameury e Hure (1995), o único mecanismo capaz de produzir uma supererupção é um aumento repentino em \dot{M}_2 .

Dois dos principais argumentos dos críticos do MTIM são o fato de que (i) um aumento na taxa de transferência de matéria deveria aumentar o brilho do *bright spot*, o que não é observado em erupções de novas anãs e de que (ii) o MTIM não explica como podem acontecer erupções que se iniciam nas partes internas do disco. Dependendo da

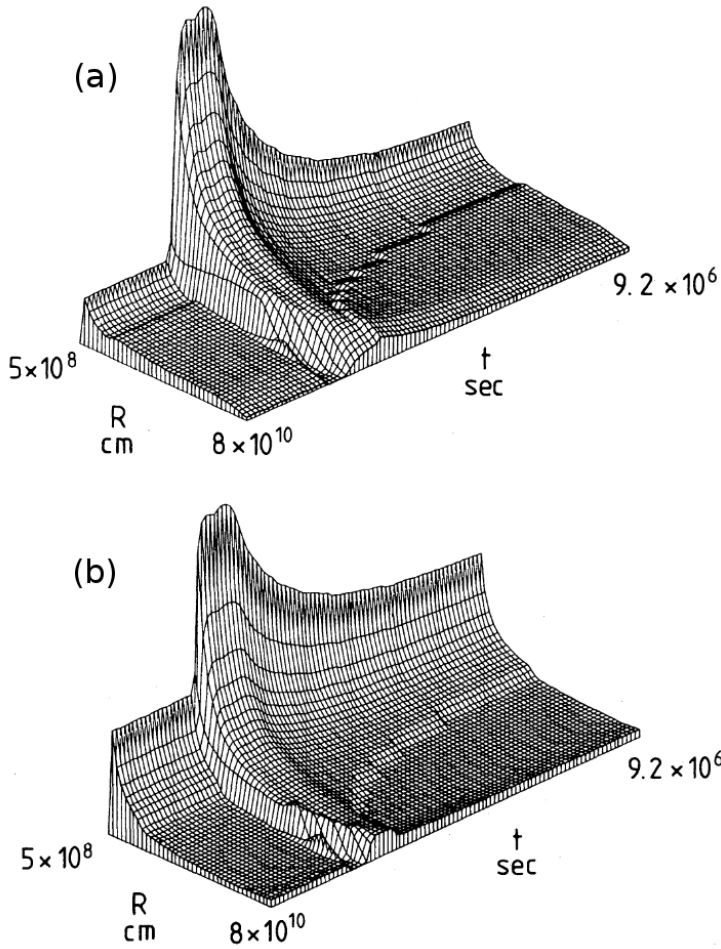


Figura 5 – Simulações de uma erupção pelo MTIM por Bath & Pringle (1981). Em (a) vemos a evolução radial da densidade superficial Σ (eixo vertical) com o tempo, enquanto (b) mostra a evolução da temperatura no plano central do disco com o pulso de \dot{M}_2 . Em ambos os painéis a variação na taxa de transferência de matéria corresponde ao pico pronunciado.

viscosidade no disco, a densidade do jorro de gás no momento inicial da erupção pode ser bem superior à densidade do gás nas partes externas do disco. Nestas condições, o jorro de gás penetrará o disco e o material adicional pode se esparramar ao longo de toda a extensão do disco ou se depositar diretamente no raio de circularização, dando origem a erupções de dentro para fora (Baptista et al. (2007)). Nestes casos, não é claro se o *bright spot* vai de fato se formar, podendo até mesmo estar ausente (Bath, Edwards e Mantle (1983)), conforme indicam simulações numéricas de discos de acréscimo por Bisikalo et al. (1998a, 1998b), Makita, Miyawaki e Matsuda (2000). Além disso, a penetração do *stream* causará um aumento na emissão ao longo da trajetória balística, característica que tem amplo suporte observacional.

No entanto, de acordo com Frank, King e Raine (2002), no contexto do MTIM não é claro por que algumas VCs são novas anãs enquanto que binárias semelhantes, com secundárias semelhantes, não apresentam o mesmo comportamento, bem como o fato de as simulações numéricas preverem um decaimento exponencial bastante longo, que não é observado em erupções reais. Quanto ao primeiro ponto, no entanto, os mais recentes catálogos de variáveis cataclísmicas mostram um verdadeiro zoológico de secundárias diferentes para sistemas observacionalmente semelhantes.

2.3 SECUNDÁRIAS EM VCS

Estrelas secundárias em VCs são sempre estrelas frias e de baixa massa, com tipos espectrais tardios indo desde *K* para sistemas de período longo (Berriman, Szkody e Capps (1985)) até *M* tardio para períodos ultra curtos (por exemplo, Knigge, Baraffe e Patterson (2011)), com pelo menos uma anã marrom detectada como estrela doadora (Beuermann et al. (2000)).

Smith e Dhillon (1998) utilizam um raciocínio simples para estudar as estrelas secundárias que, no entanto, fornece resultados em excelente acordo com as observações. Definindo a razão de massa q como

$$q = \frac{M_2}{M_1} \quad (2.10)$$

é possível escrever a terceira lei de Kepler como

$$\frac{4\pi^2 a^3}{GP_{\text{orb}}^2} = M_2 \left(\frac{1+q}{q} \right). \quad (2.11)$$

Combinando essa equação com a aproximação para raio equivalente do lobo de Roche da secundária, ou seja, o raio da esfera cujo volume é o mesmo do lobo de Roche (Paczýnski (1981))

$$\frac{R_2}{a} = 0.462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3}, \quad (2.12)$$

podemos obter uma relação entre a densidade da secundária e o período orbital da binária:

$$\frac{\rho}{\rho_{\odot}} = \left(\frac{M_2}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{R_2}{R_{\odot}} \right)^{-3} = 75.5 P_{\text{orb}}^{-2}(\text{h}). \quad (2.13)$$

Esta relação fornece densidades médias entre $\sim 50\rho_{\odot}$ (típicas de estrelas de tipo M tardio) para períodos próximos ao período mínimo de VCs ($\simeq 80$ min) até $\sim 1\rho_{\odot}$ para os períodos mais longos conhecidos, ~ 9 h. Como a maior massa que a primária pode ter é a massa limite de Chandrasekhar, e a maior razão de massa possível que permite transferência estável de matéria é $q = 5/6$ (Warner (1995), Hellier (2001)), a massa da secundária deve ser

$$M_2 \lesssim 1.2M_{\odot}. \quad (2.14)$$

Como a distribuição das VCs em período orbital é amplamente dominada por sistemas com $P_{\text{orb}} \leq 4h$, a grande maioria das secundárias é de tipo espectral K tardio ou M. A relação 2.13 pode ser interpretada como uma relação período-tipo espectral. A figura 6, extraída de Knigge, Baraffe e Patterson (2011) mostra que as previsões teóricas de tipo espectral em função do período orbital da binária estão em excelente acordo com os tipos espectrais medidos para as secundárias de VCs.

Apesar de estarem sujeitas a condições físicas extremas, como a rápida rotação ($v_{\text{rot}} \simeq 300 - 400 \text{ km s}^{-1}$), a distorção gravitacional devido ao preenchimento do lobo de Roche e as altas taxas de perda de massa ($\dot{M}_2 \sim 10^{-8} - 10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), segundo Smith e Dhillon (1998) as secundárias de VCs são indistinguíveis de estrelas da seqüência principal.

Como estas secundárias estão bastante próximas de discos de acréscimo e anãs brancas quentes, alguns sistemas apresentam efeitos

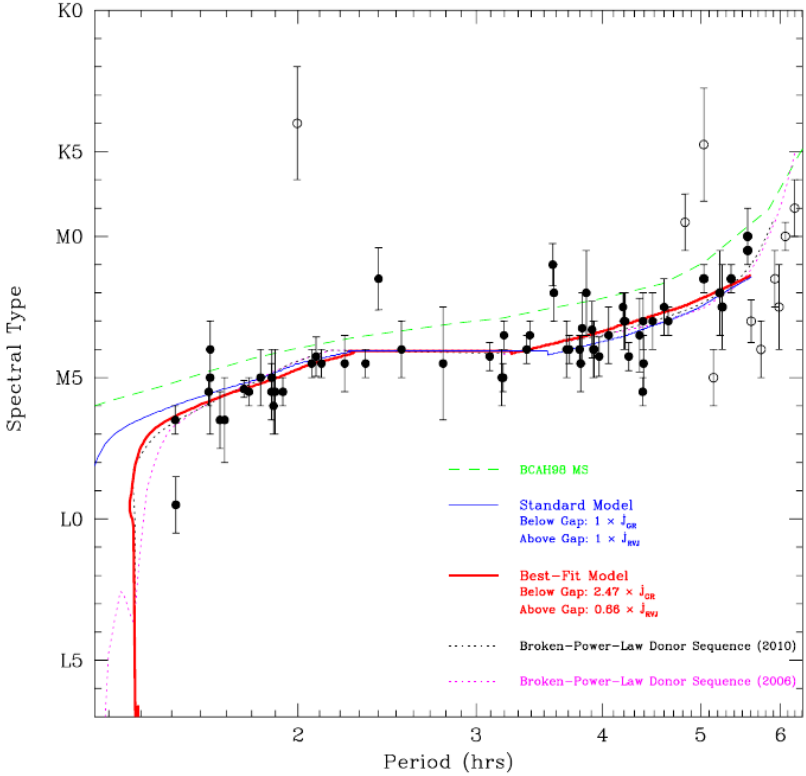


Figura 6 – Diagrama $P_{\text{orb}}(\text{hr})$ - SpT de Knigge, Baraffe e Patterson (2011). Pontos pretos correspondem a tipos espectrais determinados empiricamente para sistemas com $P_{\text{orb}} \lesssim 6$ hr e pontos abertos a tipos espectrais de secundárias em VCs de período longo, provavelmente evoluídas. As linhas verde, azul, vermelha, preta e magenta correspondem aos modelos evolutivos dos autores.

de irradiação na face interna da estrela, que são observados como uma modulação na curva de luz e, principalmente, com o surgimento de linhas espectrais que estão presentes apenas na face iluminada. No entanto, para que aconteçam efeitos observáveis de irradiação, a anã branca ou disco de acréscimo devem ser quentes o bastante para produzir radiação ultravioleta suficiente para excitar estes efeitos, o que não acontece para sistemas de curto período orbital, com anãs brancas frias e de baixa massa (Howell (2008)). Além disso, no infravermelho, a contribuição de efeitos de irradiação é extremamente reduzida, chegando a ser irrelevante para a banda K_S (Beuermann (1999), Ribeiro et al. (2007)).

Sendo estrelas bastante frias, muito mais que suas companheiras anãs brancas e boa parte do disco de acréscimo, é de se esperar que as secundárias sejam mais evidentes no infravermelho. De fato, Berri-man, Szkody e Capps (1985) encontram que no infravermelho elas são responsáveis por quase a totalidade da luz do sistema. Essa sua contribuição para a luminosidade total traduz-se como uma pronunciada modulação elipsoidal na curva de luz no infravermelho, o que permite a detecção e modelagem da contribuição destas estrelas como será visto na seção a seguir. A determinação dos fluxos da secundária em diferentes comprimentos de onda permite a estimativa de seu tipo espectral bem como a aplicação de técnicas de paralaxe fotométrica para inferir a distância até o sistema (e.g., Ribeiro et al. (2007)).

2.3.1 Detecção da secundária

O fluxo observado da binária é a soma das contribuições de todas as componentes. Uma vez que o fluxo total emitido por um corpo depende de sua área, e o fluxo que observamos depende da área projetada do corpo, conforme a secundária gravitacionalmente distorcida rotaciona seu fluxo sofre uma modulação. Como a secundária assume o formato do seu lobo de Roche, que por sua vez é definido apenas pelos parâmetros da binária (razão de massa q , separação orbital a , inclinação com a qual observamos o sistema), em princípio é possível construir um código de computador que simula a modulação causada pela secundária. E, de fato, vários autores obtiveram êxito em modelar esta modulação, utilizando principalmente o algoritmo de Wilson e Devinney (1971).

Desde sua apresentação em 1971, o código de Wilson & Devinney

sofreu extensas modificações e atualizações, tanto pelos programadores originais quanto por outros autores (por exemplo, Kallrath e Milone (1998)). Neste estudo utilizamos uma versão modificada da versão mais recente, WD95 (de Wilson (1998)) que usa a modulação elipsoidal observada para ajustar a contribuição da secundária à curva de luz a partir dos parâmetros geométricos pré-fixados do sistema. Mergulharemos nos detalhes e resultados dos ajustes no capítulo 4.

2.4 MAPEAMENTO POR ECLIPSE

O mapeamento por eclipse (Horne (1985)) é uma técnica iterativa de imageamento indireto que reconstrói a distribuição de brilho superficial em um disco de acréscimo a partir do perfil do eclipse. A aplicação desta técnica requer séries temporais de fotometria com resolução temporal suficiente para que o perfil do eclipse seja bem amostrado. O processo de ajuste é iterativo: parte-se de uma distribuição plana e isotrópica e, a partir da geometria da binária e do conjunto de fases da curva de luz, simula-se o perfil do eclipse que aquela distribuição de brilho produziria. O código então faz pequenas mudanças na distribuição de brilho de forma a produzir um eclipse com um perfil cada vez mais próximo do observado.

O procedimento baseia-se no fato de que o perfil do eclipse do disco é definido por um conjunto de arcos, que delimitam a região do disco eclipsada em cada fase, e que sua geometria é definida pela inclinação i do sistema, a razão da massa q e a fase central do eclipse ϕ_0 . De acordo com Baptista (2001), a técnica parte de três pressupostos básicos:

- A superfície da secundária é definida por seu lobo de Roche;
- A distribuição de brilho está restrita ao plano orbital;
- A radiação emitida é independente da fase orbital.

O fato de uma curva de luz unidimensional não restringir univocamente um mapa bidimensional dá origem a uma degenerescência: múltiplos mapas podem ajustar igualmente bem uma dada curva de luz. O método de máxima entropia é então aplicado para escolher dentre todos os mapas possíveis aquele que é mais próximo à simetria axial (informação *a priori* incluída no problema via um mapa *default*). O resultado deste procedimento é uma matriz quadrada de *pixels*, centrada

na anã branca, onde o valor numérico de cada elemento é a intensidade de brilho de cada *pixel*. A figura 7, de Baptista (2001), exemplifica o procedimento.

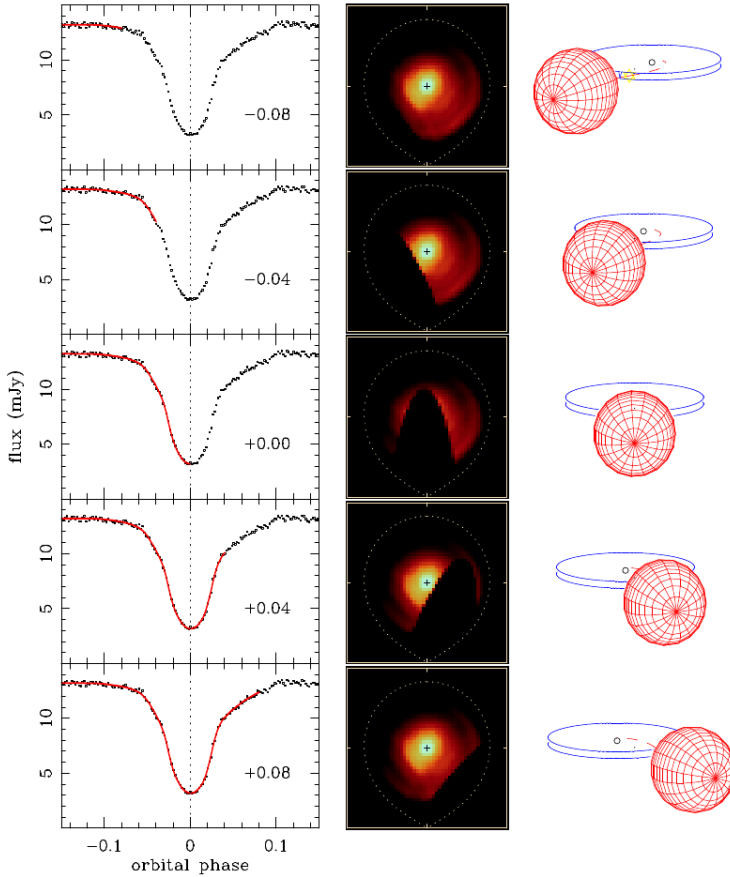


Figura 7 – Mapeamento por eclipse. Os painéis da esquerda mostram a curva de luz observada (pontos pretos) e a simulada (linha sólida vermelha), os painéis centrais apresentam a distribuição de brilho do disco sendo eclipsada pela secundária nas fases/orientações indicadas nos painéis à direita.

A partir dos mapas de eclipse é possível ainda separar as componentes simétricas e assimétricas dos mesmos, bem como obter as distribuições radiais de intensidade e temperatura, para uma distância

fornecida. Para este trabalho utilizamos o código PRIDA¹, de autoria do Prof. Raymundo Baptista.

2.5 V2051 OPHIUCHI

V2051 Ophiuchi é uma nova anã eclipsante de período ultracurto ($P_{\text{orb}} = 90$ min) descoberta por Sanduleak (1972) enquanto analisava placas fotográficas obtidas com o telescópio Curtis Schmidt no Cerro Tololo, e que também a classificou como uma nova anã do tipo U Gem. Poucos anos mais tarde, Warner e Cropper (1983) e Cook e Brunt (1983) obtiveram as primeiras curvas de luz deste objeto no óptico, reportando também a detecção de *flickering* de grande amplitude ($\gtrsim 30\%$), eclipses bastante profundos ($\Delta M_B \simeq 2.5$ mag) e uma diversidade de perfis de eclipse. Warner e O'Donoghue (1987) detectaram uma oscilação de período curto (42 s) no óptico durante uma erupção, semelhante a oscilações observadas em polares, o que levou os autores a propôr que a anã branca de V2051 Ophiuchi possui um campo magnético de baixa intensidade, classificando o sistema como um polar de campo fraco. Finalmente, após a observação de uma supererupção e a detecção de *superhumps* por Kiyota e Kato (1998) e Vrielmann e Offutt (2003), V2051 Ophiuchi foi reclassificada como uma nova anã do tipo SU UMa.

Baptista et al. (1998a) observaram o sistema com o telescópio espacial Hubble em janeiro de 1996 e com o telescópio de 1.6 m instalado no OPD/LNA em junho do mesmo ano. Os autores utilizaram séries temporais de fotometria rápida para medir as fases de contato (i.e., início/fim do eclipse e ingresso/egresso da anã branca) de modo a obter os parâmetros do sistema com precisão. Os parâmetros orbitais da binária obtidos pelos autores são apresentados na tabela 1, onde $R_{1,2}$, $M_{1,2}$ e $K_{1,2}$ são os raios, massas e semi-amplitudes das velocidades radiais da primária e da secundária, respectivamente; R_{bs} é o raio medido do disco (*bs* marca a posição do *bright spot* na borda do mesmo) e α_{bs} é o ângulo que marca sua posição na borda do disco com respeito à linha que une os centros das estrelas passando por L_1 .

V2051 Oph é um alvo interessante para estudos por possuir fortes evidências a favor do MTIM e contra o DIM. Por exemplo, Baptista et al. (1998a) indicam que as observações de diferentes estados de brilho no sistema (estados de alto e baixo brilho, ambos em qui-

¹Programa de Reconstrução de Imagens de Discos de Acréscimo

Tabela 1 – Parâmetros orbitais de V2051 Oph obtidos por Baptista et al. (1998a)

q	0.19 ± 0.03	a/R_{\odot}	0.64 ± 0.02
i	$83.3^{\circ} \pm 1.4^{\circ}$	R_{L1}/a	0.66 ± 0.01
M_1/M_{\odot}	0.78 ± 0.06	R_{bs}/R_{L1}	0.56 ± 0.02
R_1/R_{\odot}	0.0103 ± 0.0007	α_{bs}	$19^{\circ} \pm 1^{\circ}$
M_2/M_{\odot}	0.15 ± 0.03	$K_1(\text{km s}^{-1})$	83 ± 12
R_2/R_{\odot}	0.16 ± 0.01	$K_2(\text{km s}^{-1})$	436 ± 11

escência), são difíceis de conciliar com os valores do parâmetro de viscosidade α prescritos pelo DIM. Em um trabalho posterior, Baptista et al. (2007) discutem as causas das erupções em V2051 Ophiuchi, e suas observações apontam que o disco encolheu no início da erupção, confirmando a previsão do MTIM para o comportamento do disco quando da chegada de uma quantidade extra de material com baixo momento angular específico. Além disso, os parâmetros de viscosidade em erupção e quiescência são essencialmente iguais, contradizendo outra premissa do DIM (i. e., $\alpha_{\text{hot}} \simeq \alpha_{\text{cool}} \simeq 0.13$). Mais, o DIM prevê que a onda de resfriamento desacelera à medida que avança em direção ao centro do disco (Menou, Hameury e Stehle (1999)), mas tanto Baptista et al. (2007) quanto Wojcikiewicz e Baptista (2014) encontram que a velocidade de propagação da onda de resfriamento aumenta. Baptista et al. (2007) também calculam que as temperaturas no disco em erupções são inferiores a temperatura crítica T_{crit} , inviabilizando completamente uma instabilidade termoviscosa como responsável pelas erupções nesta nova anã.

3 COLETA E REDUÇÃO DE DADOS

Observamos a nova anã V2051 Oph em quiescência com o telescópio SOAR de 4.1 m localizado em Cerro Pachón, Chile, utilizando o instrumento *OSIRIS* no modo de imageamento na noite do dia 20 para 21 de junho de 2013. Obtivemos séries temporais de fotometria rápida nas bandas J , H e K_S do infravermelho num esquema de pontilhamento (*dithering*) de 2×3 posições com resolução temporal de 20s (10s de exposição + 10s de movimentação do telescópio entre posições). A separação entre cada posição de pontilhamento foi de $10''$. Um sumário das observações encontra-se na tabela 2. As colunas $UT_{\text{início}}$ e UT_{fim} listam as horas UT de início e fim das monitorias, t_{exp} fornece o tempo de exposição em segundos, n_{imagens} é o número de imagens obtido em cada monitoria e E o número do ciclo .

Tabela 2 – Resumo das observações de V2051 Ophiuchi

Banda	$UT_{\text{início}}$	UT_{fim}	$t_{\text{exp}}(s)$	n_{imagens}	E
K_S	23:43	2:47	10	214	211741-211742
H	2:58	5:46	10	181	211743-211744
J	6:10	8:46	10	180	211745-211746

Para observações no infravermelho a aplicação da técnica de pontilhamento é de fundamental importância. Devido a contribuição não-desprezível do íon OH^- na atmosfera, o céu tem uma emissão significativa nesta região espectral, além de variar enormemente numa curta escala de tempo. Para avaliar e subtrair adequadamente a contribuição do céu às imagens, fazemos um conjunto de exposições curtas movendo ligeiramente o telescópio de posição entre cada exposição numa seqüência pré-definida. Uma vez que as estrelas caem em posições diferentes do detector em cada imagem do conjunto, uma mediana destas imagens fornece uma boa amostra do nível de céu momentâneo. Podemos então obter uma série temporal da contribuição do céu modificando progressivamente o conjunto de imagens usadas para o cálculo da imagem mediana de céu correspondente a cada momento. Cada imagem mediana de céu é subtraída da imagem real (com as estrelas) correspondente, eliminando assim a contribuição do céu e sua variabilidade temporal.

Observamos dois ciclos orbitais completos na banda K_S , e um pouco mais de 1.5 ciclos orbitais nas bandas J e H , capturando dois eclipses completos em todas elas. Todas as imagens foram obtidas com

céu limpo e fotométrico, com um *seeing* entre $0.8'' - 1.8''$.

Ao contrário de detectores ópticos, detectores infravermelhos são compostos por arranjos de fotodiodos polarizados reversamente, o que dá origem a uma resposta não linear do CCD. Para tanto, é necessário linearizar a resposta do mesmo para obtermos dados confiáveis. Para efetuar a linearização das imagens usamos o polinômio de terceira ordem modelado por Pogge, Martini e DePoy (1999) para o instrumento OSIRIS na *task* IRLINCOR/CTIO.

As imagens de céu foram construídas com uma mediana deslizante: Geramos uma lista com as cinco primeiras imagens ($i, \dots, i+5$), e o céu mediano foi subtraído da imagem central da lista. Deslocamos então a lista por uma imagem ($i = i + 1$), geramos a nova imagem de céu e a subtraímos da imagem central da lista novamente. Correndo a lista inteira e repetindo a primeira e última imagem para as imagens que ficaram de fora da mediana deslizante pudemos corrigir a evolução temporal do céu.

As imagens brutas foram reduzidas através do procedimento padrão:

1. Correção das contagens em cada *pixel* (linearização);
2. Combinação de imagens de *dark*;
3. Combinação de imagens de *flat* obtidas com a lâmpada desligada;
4. Combinação de imagens de *flat* obtidas com a lâmpada ligada;
5. Subtração das imagens de *flat* obtidas com a lâmpada ligada das imagens obtidas com a lâmpada desligada;
6. Normalização do *flat* resultante;
7. Subtração da imagem média de *dark* das imagens de ciência;
8. Normalização das imagens corrigidas por *dark* pelo *flat* normalizado;
9. Geração das imagens de céu;
10. Subtração das imagens de céu, obtendo as imagens finais.

Após a redução completa das imagens brutas para a obtenção das imagens finais de ciência, calculamos curvas de luz diferenciais para V2051 Oph, tomando como referência e comparações as estrelas marcadas como *R* e *C1...C4* na figura 8, respectivamente. Finalmente,

calibramos os fluxos observados da variável utilizando as magnitudes medidas no catálogo *2MASS*¹ da estrela de referência e as constantes de ponto zero de Skrutskie et al. (2006).

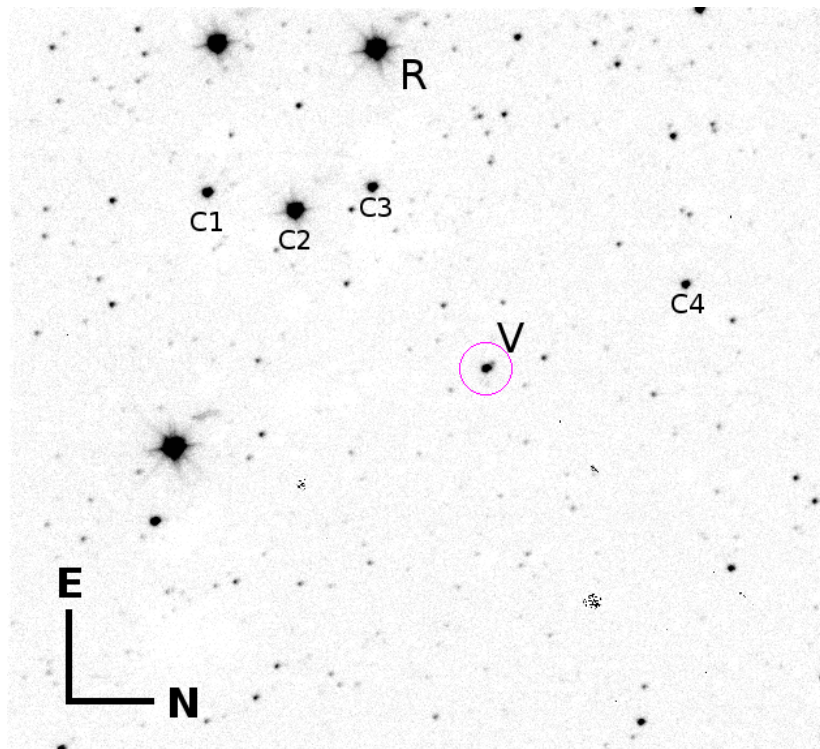


Figura 8 – Campo do objeto, imagem reduzida. A variável está marcada como *V* no centro do círculo vermelho, a estrela de referência como *R* e as comparações como *C1*...*C4*.

Durante a noite observamos um aumento sistemático de ~ 0.1 mag a partir da metade da monitoria em *H*, seguido de uma diminuição sistemática também de ~ 0.1 mag na primeira metade da monitoria em

¹“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.”

J , sem alterar os fluxos no fundo dos eclipses na curva de luz da variável, não afetando as outras estrelas do campo. Corrigimos esta variação ajustando um spline cúbico às partes não-eclipsadas (desconsiderando também os eclipses secundários) da curva de luz e dividindo a curva por este spline. Isto foi suficiente para eliminar o transiente fazendo com que as partes não eclipsadas da curva de luz ficassem com um nível de brilho constante. As curvas de luz brutas em HJD e diferença de magnitude são apresentadas na figura 9, onde este evento é evidente.

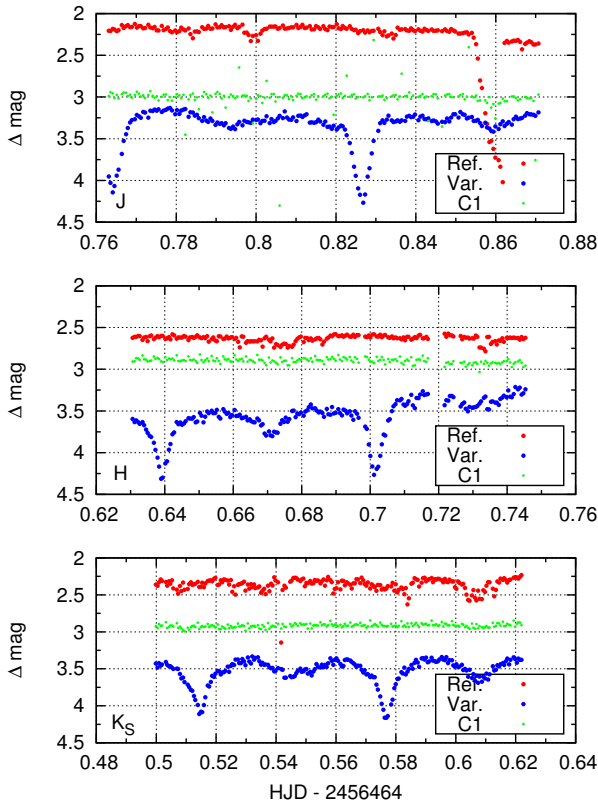


Figura 9 – Curvas de luz brutas em diferença de magnitude e HJD. Pontos vermelhos marcam a estrela de referência (deslocada verticalmente por clareza), verdes a comparação C1 e em azul a variável. Durante o fim da monitoria em J houve um problema com foco que, no entanto, não afetou as curvas de luz.

Colocamos as curvas de luz em fase utilizando a efeméride linear de Baptista et al. (2003):

$$T_{\text{mid}}(\text{BJDD}) = 2\,443\,245.977\,52(3) + 0.062\,427\,8634(3) \times E, \quad (3.1)$$

onde E é o número do ciclo e T_{mid} é o instante do centro do eclipse em BJDD². Antes de poder usar esta efeméride para colocar as curvas de luz em fase são necessárias três correções:

- A correção de tempo universal para tempo dinâmico;
- A conversão de data juliana heliocêntrica (HJD , na qual as curvas de luz foram geradas) para data juliana baricêntrica dinâmica ($BJDD$, na qual a efeméride é fornecida) ;
- A diferença entre a efeméride linear e a efeméride senoidal, uma vez que V2051 Oph apresenta variação cíclica de período orbital (BAPTISTA et al., 2003).

As diferenças Δt entre tempo dinâmico e tempo universal são tabeladas³. As diferenças são dadas para todo dia 1º de janeiro de cada ano, então interpolamos a data da observação para calcular a correção correspondente:

$$\begin{aligned} 01/01/2013 & - \Delta t = 66.9069 \text{ s} \implies HJD = 2456293.49475 \\ 01/01/2014 & - \Delta t = 67.2810 \text{ s} \implies HJD = 2456658.49474 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Uma interpolação linear a estes dois pontos fornece

$$\Delta t = 66.6061 + 0.00102493(HJD - 2456000) \quad (3.3)$$

Como referência temporal para esta correção, tomamos o centro do primeiro eclipse observado na banda H em HJD 2456464.49394. Usando este instante na equação 3.3 obtemos finalmente

$$\boxed{\Delta t_{\text{TT} \rightarrow \text{UT}} = 67.082 \text{ s} = 0.000776 \text{ d}}. \quad (3.4)$$

Eastman, Siverd e Gaudi (2010) obtiveram expressões precisas para a diferença entre $BJDD$ e HJD . Os autores disponibilizaram

²Data Juliana Baricêntrica Dinâmica

³A tabela utilizada pode ser encontrada no endereço eletrônico da marinha americana, que disponibiliza estes valores com grande precisão. Disponível em <ftp://maia.usno.navy.mil/ser7/deltat.data>

uma calculadora online⁴ para calcular a correção, onde os parâmetros de entrada são a data e hora da observação e a posição (ascensão reta e declinação) do alvo. Com os parâmetros para o momento da observação encontramos que o instante $BJDD$ correspondente ao primeiro eclipse em H é

$$BJDD = 2456464.494733 \quad (3.5)$$

De modo que a diferença é

$$\Delta t_{BJDD \rightarrow HJD} = 2456464.494733 - 2456464.49394 \quad (3.6)$$

$$\boxed{\Delta t_{BJDD \rightarrow HJD} = 0.00079 \text{ d}} \quad (3.7)$$

A efeméride linear de Baptista et al. (2003) é dada pela equação 3.1, que pode ser reescrita como

$$T_{BJDD,L} = T_{0,L} + P_{0,L} \times E \quad (3.8)$$

onde $T_{0,L} = 2443245.97752$ d e $P_{0,L} = 0.0624278634$ d, e os subscritos L indicam “linear”. Esta efeméride fornece um instante previsto para o eclipse de

$$T_{BJDD,L} = 2456464.640600 \text{ d.} \quad (3.9)$$

A efeméride senoidal de melhor ajuste à variação cíclica do objeto é

$$T_{BJDD,S} = T_{0,S} + P_{0,S} \times E + A \cos [2\pi(E - B)/C] \quad (3.10)$$

onde $T_{0,S} = 2443245.97745$ d, $P_{0,S} = 0.0624278629$ d, $A = 20 \times 10^{-5}$, $B = 120 \times 10^3$ e $C = 127 \times 10^3$ e o subscrito L indica “senoidal”. Esta efeméride prevê o eclipse para

$$T_{BJDD,S} = 2456464.640389. \quad (3.11)$$

Ou seja, a efeméride senoidal prevê que o eclipse acontece um pouco antes do que o previsto pela efeméride linear. A correção é:

⁴<http://astrutils.astronomy.ohio-state.edu/time/>

$$\boxed{\Delta t_{S \rightarrow L} = T_{\text{BJDD},S} - T_{\text{BJDD},L} = -0.0002104081 \text{ d}} \quad (3.12)$$

Deste modo, a correção total é a soma das correções anteriores:

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{Tot}} &= \Delta t_{\text{TT} \rightarrow \text{UT}} + \Delta t_{\text{BJDD} \rightarrow \text{HJD}} + \Delta t_{S \rightarrow L} \\ \Delta t_{\text{Tot}} &= 0.001356 \text{ d} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Finalmente, isso corresponde a um deslocamento em fase de

$$\Delta \phi = \frac{\Delta t_{\text{Tot}}}{P_{0,S}} \implies \boxed{\Delta \phi = 0.0217 \text{ cyc}} \quad (3.14)$$

que centraliza perfeitamente o eclipse em fase zero. Finalmente, convertamos as diferenças de magnitudes para fluxos absolutos (em mJy) através da relação

$$F_\nu = F_{0,\nu} \times 10^{-0.4M_\nu} \quad (3.15)$$

onde F_ν é o fluxo na banda, $F_{0,\nu}$ as constantes de ponto zero para cada banda⁵ e M_ν a magnitude da variável, obtida a partir de $m_\nu = \Delta m_\nu - m_{\nu,\text{ref}}$. Como a diferença de magnitude é uma medida composta, seu erro é a soma quadrática do erro de suas componentes:

$$\sigma_{m_\nu} = \sqrt{(\sigma_{m_{\nu,\text{ref}}})^2 + (\sigma_{m_{\nu^*}})^2} \quad (3.16)$$

de modo que a expressão para o erro no fluxo fica

$$\sigma_{F_\nu} = \sqrt{\left(\frac{\partial F_\nu}{\partial F_{0,\nu}}\right)^2 (\sigma_{F_{0,\nu}})^2 + \left(\frac{\partial F_\nu}{\partial m_\nu}\right)^2 (\sigma_{m_\nu})^2}. \quad (3.17)$$

Podemos simplificar a expressão anterior escrevendo

$$\begin{aligned} \sigma_{F_\nu} &= \sqrt{\left(\frac{F_\nu}{F_{0,\nu}}\right)^2 (\sigma_{F_{0,\nu}})^2 + (0.4 \ln 10)^2 F_\nu^2 (\sigma_{m_\nu})^2} \\ \sigma_{F_\nu} &= F_\nu \sqrt{\left(\frac{\sigma_{F_{0,\nu}}}{F_{0,\nu}}\right)^2 + (0.921)^2 (\sigma_{m_\nu})^2} \end{aligned} \quad (3.18)$$

⁵Disponíveis em <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/faq.html>

Como $\sigma_{F_{0,\nu}}/F_{0,\nu} \ll \sigma_{m_\nu}$, a equação 3.18 se simplifica a

$$\boxed{\frac{\sigma_{F_\nu}}{F_\nu} \simeq 0.921\sigma_{m_\nu}}, \quad (3.19)$$

Que foi a expressão utilizada para estimar os erros nos fluxos. Após todo este processo, obtivemos curvas de luz em fluxo com os eclipses combinados e centrados em fase zero para cada banda, que foram o ponto de partida para este estudo. A partir delas fizemos a análise que nos permitiu caracterizar completamente a secundária e aplicar técnicas de mapeamento por eclipse para estudar o disco de acréscimo de V2051 Ophiuchi. Os procedimentos realizados e os resultados obtidos são explorados nos dois próximos capítulos.

4 A SECUNDÁRIA DE V2051 OPHIUCHI

Para fazer a modelagem da contribuição da secundária à curva de luz do sistema, seguimos um procedimento análogo ao feito por Ribeiro et al. (2007), utilizando uma versão modificada do código usado pelos autores que, por sua vez, é derivado do código WD95 de Wilson (1998). O algoritmo de modelagem simula a rotação de uma estrela que preenche seu lobo de Roche, calculada a partir dos parâmetros geométricos da binária, aplicando então um algoritmo de minimização *simplex* para encontrar a combinação de valores de fluxo da secundária e da componente constante (associado ao disco de acréscimo) que melhor ajusta os dados.

Adotamos, para o ajuste, os coeficientes de obscurecimento gravitacional de Sarna (1989), $\beta = 0.05$ e a lei de obscurecimento de borda não-linear de Diaz-Cordovés e J. Giménez (1992),

$$I_\nu = I_{0,\nu} [1 - a_\nu (1 - \cos \gamma) - b_\nu (1 - \sqrt{\cos \gamma})], \quad (4.1)$$

onde $I_{0,\nu}$ é a intensidade sem obscurecimento, γ o ângulo entre a normal do elemento de superfície considerado e a linha de visada e os coeficientes a_ν e b_ν são os coeficientes de obscurecimento gravitacional de Claret (1998), enumerados na tabela 3.

Tabela 3 – Coeficientes de obscurecimento gravitacional de Claret (1998)

a_J	-0.465	b_J	1.199
a_H	-0.454	b_H	1.173
a_{K_S}	-0.448	b_{K_S}	1.066

Assumimos que os parâmetros geométricos são $q = 0.19$ e $i = 83.3^\circ$ (Baptista et al. (1998a)) e que a contribuição do disco de acréscimo é constante fora do eclipse. A escolha de q e i fixa a forma da modulação elipsoidal produzida pela secundária. Aplicamos então o código às curvas de luz J , H e K_S removidas dos eclipses primário e secundário (i.e., as fases entre ± 0.4 e ± 0.1) para obter, em cada banda, (i) o fator de escala da curva de modulação elipsoidal (f_2 , i.e., o fluxo da secundária em fase zero) e (ii) a contribuição constante do disco de acréscimo (f_1). Os fluxos obtidos são apresentados na tabela 4.

Os erros foram estimados através de um processo de *bootstrap*:

pontos da curva de luz são sorteados aleatoriamente; os pontos “escolhidos” tem suas barras de erro reduzidas por um fator $\sqrt{2}$ e, para compensar, os pontos não contemplados tem suas barras de erro artificialmente aumentadas por um fator 5. Isso permite dar pesos distintos a partes diferentes da curva de luz a cada simulação e avaliar os efeitos sobre os parâmetros ajustados. Com um número suficiente de simulações é possível inferir como as incertezas nas curvas de luz se transportam para os parâmetros calculados. Tomamos então os erros nas grandezas calculadas como sendo o desvio mediano do conjunto de simulações com relação à sua mediana. As figuras 10, 11 e 12 mostram as curvas de luz acompanhadas da contribuição modelada para a secundária para as bandas J , H e K_S , respectivamente.

Tabela 4 – Fluxos modelados para a secundária de V2051 Ophiuchi

Banda	f_2 (mJy)	f_1 (mJy)
J	1.09 ± 0.17	2.21 ± 0.26
H	1.24 ± 0.13	1.74 ± 0.13
K_S	1.33 ± 0.14	1.18 ± 0.15

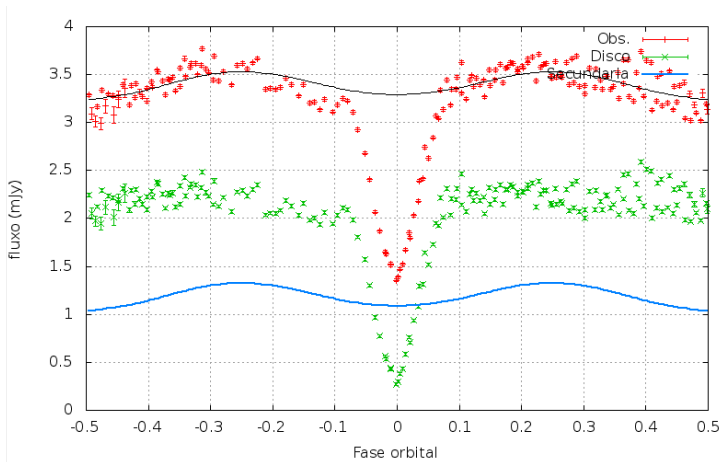


Figura 10 – Banda J - Curva de luz observada (pontos em vermelho), ajuste de modulação elipsoidal da secundária (linha em ciano), curva de luz removida da contribuição da secundária (pontos em verde), e ajuste de modulação elipsoidal deslocada verticalmente do fluxo f_1 (ver Tabela 4) e superposta aos dados (linha preta).

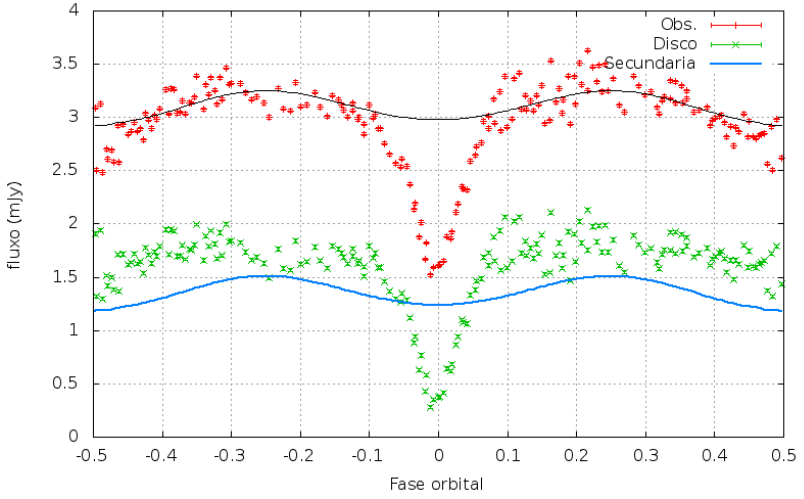


Figura 11 – Banda H - A notação é a mesma da Fig. 10

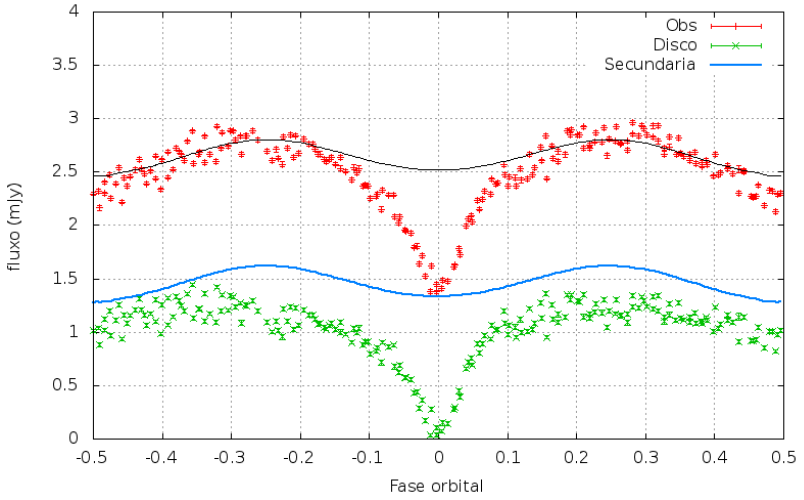


Figura 12 – Banda K_S - A notação é a mesma da Fig. 10

Como aproximação de ordem zero, um ajuste de corpo negro aos fluxos modelados (tabela 4) fornece uma temperatura efetiva de $T_{\text{eff}} = (2700 \pm 270)$ K, o que coloca o sistema a uma distância correspondente de $d_{\text{BB}} = (107 \pm 17)$ pc. O espectro de corpo negro de melhor ajuste é apresentado na figura 13. Os fluxos previstos para a secundária no ótico (≤ 0.1 mJy) são consistentes com os fluxos remanescentes no fundo do eclipse observados por Baptista et al. (1998a) (ver a Fig. 3 deles).

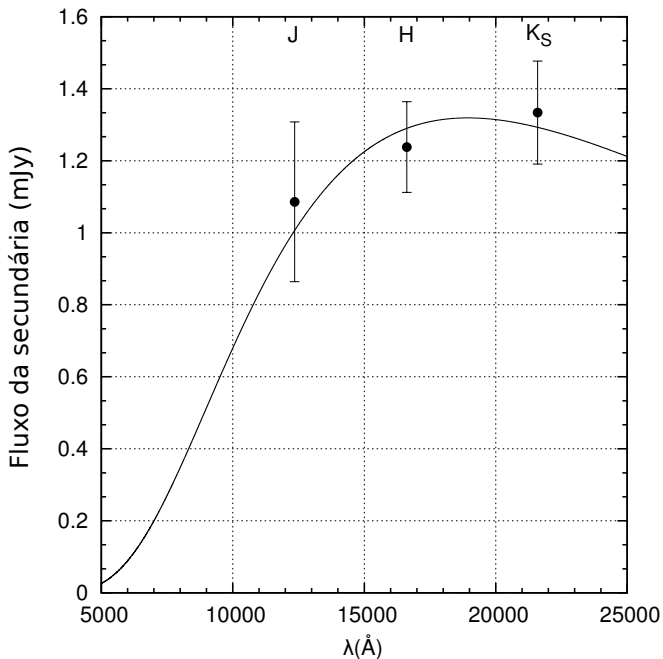


Figura 13 – Corpo negro de melhor ajuste aos fluxos da secundária, com $T_{\text{eff}} = (2700 \pm 270)$ K.

Conhecendo a magnitude da estrela usada para calibrar os fluxos quando transformamos nossa curva de luz de diferença de magnitudes para fluxos absolutos, podemos agora transformar os fluxos modelados para a secundária em magnitudes aparentes, de modo a estimar as cores do objeto. Invertendo a equação 3.15, obtemos

$$m_{\nu} = -2.5 \times \log \frac{F_{\nu}}{F_{0,\nu}} \quad (4.2)$$

onde o erro na magnitude pode ser obtido invertendo-se a equação 3.19:

$$\sigma_{m_\nu} = 1.086 \frac{\sigma F_\nu}{F_\nu}. \quad (4.3)$$

De posse destas duas equações, calculamos as magnitudes aparentes e as cores da secundária de V2051 Ophiuchi, que são apresentadas na tabela 5. Os erros nos índices de cor foram obtidos fazendo a soma quadrática dos erros nas magnitudes.

Tabela 5 – Magnitudes e cores modeladas para a secundária de V2051 Ophiuchi

Banda	m_ν (mag)	Cor	
J	15.42 ± 0.096	$J - H$	0.62 ± 0.11
H	14.78 ± 0.053	$H - K_S$	0.55 ± 0.08
K_S	14.25 ± 0.054	$J - K_S$	1.17 ± 0.11

As cores nos permitem estimar tanto o tipo espectral da estrela quanto sua distância através do método de Bailey (1981). Esta é uma técnica robusta para estimativas de distância por não ser sensível à temperatura ou estado evolutivo da estrela estabelecendo uma relação entre a magnitude aparente m_ν , a distância d , o raio R_\star e a luminosidade superficial S_ν :

$$S_\nu = m_\nu + 5 \log \left(\frac{R}{R_\odot} \right) - 5 \log \left(\frac{d}{10 \text{ pc}} \right). \quad (4.4)$$

Temos as magnitudes aparentes m_ν , conforme a Tabela 5 e a estimativa do raio, de Baptista et al. (1998a), na Tabela 1, mas precisamos de um valor para o brilho superficial S_ν . Esta grandeza pode ser obtida a partir de uma relação de Barnes-Evans (e.g., Barnes e Evans (1976)), que relaciona o brilho superficial com as cores da estrela. A massa e a temperatura da secundária sugerem uma estrela da baixa seqüência principal, provavelmente do tipo M tardio, e as cores calculadas reforçam isso. Além disso, para o período de binária, um tipo espectral tardio é de fato esperado (ver Fig. 6), de modo que adotamos a relação de Barnes-Evans ajustada empiricamente por Beuermann (2006) para a baixa seqüência principal ($M6.5 \leq SpT \leq L8$),

$$S_K = 9.651 - 0.88541X + 0.068535X^2 - 0.00211177X^3, \quad (4.5)$$

onde o parâmetro X é função do tipo espectral. Para estrelas do tipo M , X é dado por $SpT = M(20 - X)$, onde $11 \leq X \leq 20$. Estimamos

o tipo espectral da secundária em V2051 Oph obtendo as cores de melhor ajuste no catálogo de estrelas frias de tipo tardio compilado por Cruz et al. (2003). Para cada tipo espectral geramos uma “estrela mediana” representativa daquele tipo, estimando então o tipo espectral da secundária de V2051 Oph visualmente num diagrama cor-cor. A figura 14 apresenta o diagrama $(J - H) \times (J - K_S)$, que ilustra o procedimento.

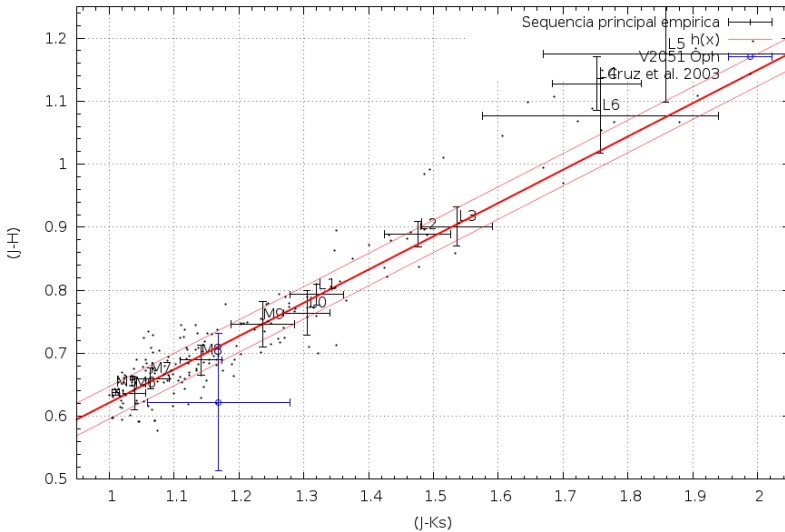


Figura 14 – Diagrama cor-cor para o catálogo de Cruz et al. (2003). Pontos pretos marcam as estrelas do catálogo e cruzeiros pretos são as estrelas medianas representativas de cada tipo espectral. Linhas vermelhas mostram a reta de melhor ajuste às cores medianas (linha espessa) com incertezas ao nível de $1-\sigma$ (linhas finas). A secundária de V2051 Ophichi é marcada em azul, e o alcance de suas barras de erro nos dá uma estimativa de seu tipo espectral.

Diagramas semelhantes para outras combinações de cores têm todos o mesmo comportamento, sugerindo um tipo espectral $M(8 \pm 2)$ para a secundária. Aplicando então técnicas de Monte Carlo com ruído gaussiano adicionado ao tipo espectral e o raio da secundária, e transformando as magnitudes do sistema *2MASS* para o sistema *CIT* (uma vez que as relações de Beuermann (2006) foram obtidas para este sistema de filtros) com as fórmulas de Elias et al. (1983) obtemos

$SpT = M(8.0 \pm 1.5)$, $S_K = (5.2 \pm 0.2)$ e $d_{B\&E} = (102 \pm 16)$ pc.

Estes resultados encontram respaldo na literatura. Luhman et al. (2003) fazem um censo de estrelas em aglomerados estelares e enumeram as temperaturas médias para cada tipo espectral, indicando uma temperatura de corpo negro de $T_{\text{eff}} = 2710$ K para uma estrela $M8$ típica, um resultado bastante próximo de nossa medida. Além disso, Hamilton et al. (2011) estimaram espectroscopicamente tipos espectrais de secundárias de algumas VCs, encontrando $SpT = M(7 \pm 1)$ para a secundária de V2051 Ophiuchi, reforçando novamente nossa estimativa.

Além disso, encontramos na amostra de estrelas frias de Cruz et al. (2003) uma estrela ($2MASS\ J2237325 + 392239$) cujas cores são idênticas às que medimos para a secundária. Como as secundárias de VCs não diferem de estrelas da sequência principal, apenas são um pouco mais inchadas, assumimos que a secundária seria uma estrela idêntica a $2MASS\ J2237325 + 392239$ caso fosse isolada.

O catálogo destes autores traz diversas medidas para as estrelas, entre elas tipo espectral, distância paralática e magnitude absoluta com suas respectivas incertezas, permitindo que calculemos os fluxos de cada estrela do conjunto. Escalonando então os fluxos medidos para $2MASS\ J2237325 + 392239$ com os fluxos medidos para a secundária de V2051 Oph, escalonando os raios (uma vez que o fluxo depende do raio da estrela e secundárias em VCs são inchadas com relação a estrelas idênticas da sequência principal) e aplicando técnicas de Monte Carlo com ruído gaussiano aplicado às incertezas na distância e no fluxo obtemos ainda uma terceira medida de distância, $d_{SM} = (112 \pm 6)$ pc, onde o subscrito SM indica *spectral matching*. Esta “estrela-gêmea” possui um tipo espectral medido $M9$, que concorda com nossa estimativa a nível de $1 - \sigma$.

As estimativas de distância são apresentadas na tabela 6

Tabela 6 – Distâncias calculadas para V2051 Oph

Referência	d (pc)
Este trabalho - Corpo negro	107 ± 17
Este trabalho - Método de Bailey	102 ± 16
Este trabalho - <i>Spectral matching</i>	112 ± 6
Wojcikiewicz e Baptista (2014)	111 ± 14
Saito e Baptista (2006)	92^{+30}_{-35}

Até o momento ignoramos efeitos de avermelhamento nos fluxos e magnitudes obtidas. Dada a proximidade do objeto (~ 100 pc) e o fato de o estarmos observando na faixa do infravermelho (onde a extinção

interestelar é pequena em comparação com o óptico), não esperamos que efeitos de avermelhamento sejam significativos. De fato, usando o valor mais atualizado para o índice de extinção $E(B - V)$ de Schlafly e Finkbeiner (2011) para as coordenadas de V2051 Ophiuchi¹

$$E(B - V) = 0.4248 \text{ mag kpc}^{-1}$$

temos uma extinção total de apenas $E(B - V) = 0.043$ magnitudes para uma distância de 102 pc. Utilizamos a rotina CALCPHOT do pacote SYNPHOT do IRAF para calcular os efeitos desta extinção nos fluxos de corpo negro de melhor ajuste aos dados e compará-los àqueles obtidos sem o desvermelhamento. Esta *task* utiliza, para tanto, a lei de extinção de Seaton (1979), no caso do infravermelho, extrapolando para o comprimento de onda desejado. As magnitudes desvermelhadas são muito próximas das calculadas para os fluxos não-corrigidos de corpo negro, tendo resíduos de 0.038 mags em J , 0.022 mags em H e 0.012 mags em K_S . Tais efeitos são muito menores que as próprias barras de erro das medidas, mostrando que podemos desconsiderar com segurança quaisquer efeitos de avermelhamento para este sistema.

Modelos evolucionários de VCs prevêm, para o período medido ($P_{\text{orb}} = 1.5$ hr), estrelas secundárias com propriedades semelhantes às encontradas. Knigge, Baraffe e Patterson (2011) compilam tabelas de propriedades das estrelas secundárias seguindo os modelos mais recentes de evolução em VCs usando os melhores modelos de atmosferas estelares disponíveis. Apesar da dificuldade destes modelos em modelar estrelas bastante frias quase na transição de estrela para anã-marrom (uma vez que ainda há grandes incertezas sobre a física da formação e condensação da poeira) os modelos dos autores prevêm um tipo espectral entre $M6.5$ e $M7.5$ para secundárias em sistemas com $1.4 \leq P_{\text{orb}} \leq 1.6$ hr.

Optamos por usar um catálogo de estrelas frias ao invés de modelos de atmosferas estelares pois estes têm dificuldade em modelar objetos de massa e temperatura muito baixas. Como exemplo de dificuldade em modelar objetos nesta região, de acordo com Allard et al. (2013), a condensação de silicatos em atmosferas de anãs M começa para $T_{\text{eff}} \lesssim 3000\text{K}$. Knigge, Baraffe e Patterson (2011) utilizam códigos diferentes para diferentes regimes de estrelas, mas a mudança abrupta de física entre um código e outro (entre considerar e desprezar condensação da poeira, por exemplo), faz com que as estimativas teóricas dos tipos espectrais e temperaturas não sejam precisas. Tottle

¹Obtidas de <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST>

e Mohanty (2015), por exemplo, comparam os modelos de atmosferas estelares mais recentes com observações no infravermelho e encontram que as opacidades devido à poeira são seriamente subestimadas para estrelas do tipo M tardio. Sendo assim, os tipos espectrais estimados por Knigge, Baraffe e Patterson (2011) deveriam ser um pouco mais tardios, fazendo com que nossa estimativa de $M(8.0 \pm 1.5)$ seja consistente tanto com observações quanto com modelos teóricos.

Os resultados não levam em conta possíveis efeitos de irradiação na face interna da secundária. Para que hajam efeitos perceptíveis de irradiação, devem haver fontes ionizantes no disco com temperaturas suficientemente altas para produzir fótons no ultravioleta em quantidade e com a intensidade necessárias para excitar estes efeitos. No entanto, Howell (2008) indica que as anãs brancas de VCs raramente tem temperaturas superiores a $T \simeq 2 \times 10^5 \text{K}$, especialmente em sistemas de período ultra-curto, como é o caso de V2051 Oph, onde a temperatura da primária tende a ser bem menor. De fato, Saito e Baptista (2006) encontram que a primária do sistema tem apenas $T_{\text{WD}} = 9500_{-1900}^{+2900} \text{K}$, fria demais para produzir radiação ultravioleta suficiente para dar origem a efeitos de irradiação. Além disso, com as distâncias encontradas, nem mesmo o disco de acréscimo no máximo da erupção consegue alcançar uma temperatura desta ordem (Baptista et al. (2007)). Para confirmar que este é de fato o caso, modificamos o código de ajuste de modulação elipsoidal para que este modelasse também a intensidade dos efeitos de irradiação, obtendo valores irrisórios, reforçando que efeitos de irradiação são desprezíveis para V2051 Oph.

A distância ao sistema é um fator crítico na discussão sobre qual modelo rege as erupções em V2051 Oph. De acordo com as distribuições radiais de temperatura de Baptista et al. (2007), se a distância for $d < 120 \text{ pc}$ o disco não alcança T_{crit} em lugar algum, inviabilizando uma erupção via DIM (uma vez que este mecanismo se baseia na ionização do hidrogênio que leva a $T > T_{\text{crit}}$ no raio onde se inicia a erupção no disco de acréscimo). Os resultados obtidos neste capítulo por diferentes métodos são coerentes entre si e indicam que a distância à binária está abaixo deste limite, ao nível de $1-\sigma$.

5 O DISCO DE ACRÉSCIMO DE V2051 OPHIUCHI

De posse de curvas de luz modeladas para a contribuição da secundária, podemos subtraí-las das curvas de luz totais de V2051 Oph, eliminando a modulação elipsoidal e obtendo curvas de luz apenas do disco de acrecimento. Estas curvas são apresentadas na figura 15. A estas curvas aplicamos técnicas de mapeamento por eclipses para investigar a distribuição de brilho no disco de acrecimento de V2051 Oph no infravermelho.

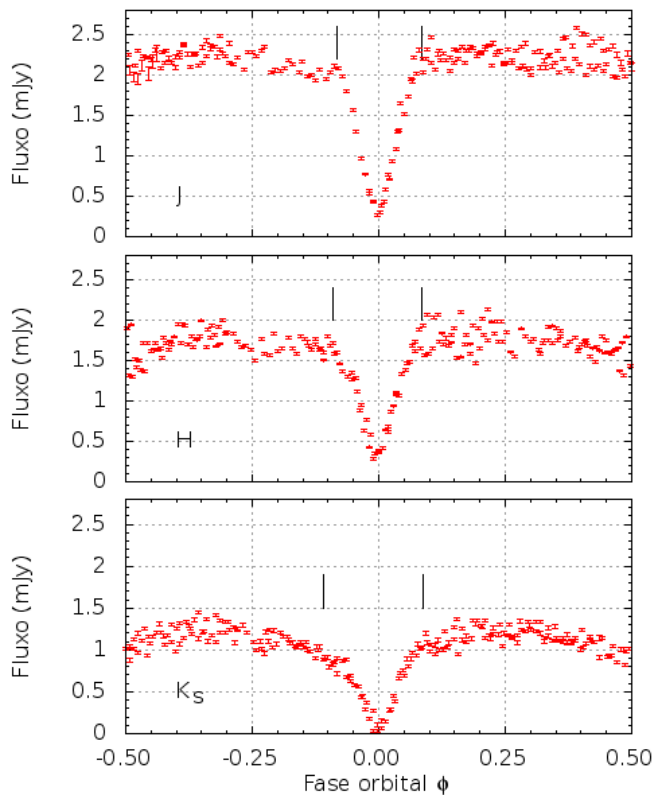


Figura 15 – Curvas de luz do disco de acrecimento, subtraídas da contribuição da secundária. Barrinhas verticais em preto marcam as fases de início e fim do eclipse.

Primeiramente, para investigar se o disco de acréscimo de V2051 Oph possui um ângulo de abertura não-nulo, processamos as curvas de luz com um código de mapeamento por eclipses em 3D, onde a superfície do disco é formada por um cone centrado na anã branca, fazendo um ângulo de abertura α com relação ao plano orbital, mais uma borda emissora circular a uma distância R_d de seu centro. A borda permite modelar modulações de natureza orbital como a produzida pelo *bright spot* em várias novas anãs em quiescência (e.g. Wood et al. (1989), Ribeiro et al. (2007)). Isto implica em dois parâmetros livres adicionais para a modelagem: O ângulo de abertura e o raio onde será colocada a borda do disco. Para encontrar a combinação de parâmetros que possui a maior entropia (ou seja, o melhor ajuste) produzimos um *grid* de parâmetros e rodamos o código para cada combinação.

Para otimizar este processo de ajuste, é interessante restringir o espaço de parâmetros, evitando gastar tempo computacional com parâmetros irrealistas. Felizmente, é possível ter uma boa idéia sobre os valores esperados para o ângulo e para o raio do disco conhecendo a geometria do sistema. Como a inclinação da binária é de $i = 83.3^\circ$ e sabemos que a anã branca no centro do disco é visível (e.g., Baptista et al. (1998a), Saito e Baptista (2006), Baptista et al. (2007)), o ângulo de abertura α não pode ser maior do que $\sim 5^\circ$, pois neste caso a própria borda do disco ocultaria as suas partes centrais. Logo, adotamos $0^\circ \leq \alpha \leq 5^\circ$.

A largura do eclipse fornece informação sobre a extensão do disco de acréscimo. De fato, Sulkanen, Brasure e Patterson (1981) encontraram uma relação entre a meia largura do eclipse $\Delta\phi_{1/2}$, a inclinação i do sistema, a separação orbital a , e o tamanho do disco R_d :

$$\frac{R_d}{a} = 1.9\pi\Delta\phi_{1/2} \sin i - \sqrt{\left(\frac{R_2}{a}\right)^2 - \cos^2 i}. \quad (5.1)$$

Estimamos a meia largura do eclipse ajustando uma reta às partes não eclipsadas da curva de luz e inferindo, com o auxílio de um cursor na tela, as fases de início e fim do eclipse como aquelas para as quais a curva de luz se desvia de $1-\sigma$ da reta ajustada. A meia largura foi tomada como metade da separação entre as fases de início e fim do eclipse, e seu erro como a diferença média entre os pontos e a média. As fases de início e fim do eclipse estão indicadas na Figura 15 por pequenas barras verticais. Os correspondentes valores de $\Delta\phi_{1/2}$ e R_d estão listados na Tabela 7. A duração do eclipse e o raio do disco aumentam com o comprimento de onda (Figura 15), sugerindo que existe

um gradiente radial de temperatura nas partes externas do disco de V2051 Oph, em concordância com os resultados de mapeamento por eclipse (ver Fig. 23).

Tabela 7 – Raio do disco medido para cada banda, pelo método de Sulkanen, Brasure e Patterson (1981)

Banda	$\Delta\phi_{1/2}(\text{cyc})$	$R_d(R_{L1})$
<i>J</i>	0.084 ± 0.001	0.43 ± 0.03
<i>H</i>	0.088 ± 0.002	0.46 ± 0.03
<i>K_S</i>	0.098 ± 0.011	0.54 ± 0.09

A banda K_S apresenta uma modulação orbital que torna bastante incerta a correspondente estimativa de $\Delta\phi_{1/2}$, uma vez que é difícil separar a queda de brilho produzida por esta modulação daquela decorrente do início/fim do eclipse. Assim, a estimativa do raio do disco nesta banda pelo método de Sulkanen, Brasure e Patterson (1981) deve ser considerada com cautela.

Com relação à modulação orbital residual na banda K_S , cabe ressaltar que não há como atribuí-la à modulação elipsoidal, uma vez que nesta banda a secundária já responde por $\sim 100\%$ do fluxo no centro do eclipse (ver Figura 12). Para remover a modulação residual da Figura 15 seria necessário aumentar a contribuição da secundária nesta banda, o que faria com que o centro do eclipse do disco tivesse fluxos negativos. Efeitos de irradiação também não podem ser invocados para explicar esta modulação residual, uma vez que estes são irrisórios no infravermelho para V2051 Oph (ver discussão ao fim do Cap. 4). Uma terceira alternativa é supor que ela seja decorrente de assimetrias na distribuição azimutal de brilho do disco, possivelmente causadas pela presença de braços espirais (ver adiante).

Tendo agora estimativas para o raio do disco, podemos finalmente construir nosso *grid*. Variamos o ângulo de abertura de $\alpha = 0^\circ$ a $\alpha = 5^\circ$ com incrementos $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ e o raio de $R_d = 0.3R_{L1}$ até $R_d = 0.5R_{L1}$ para *J* e *H* e de $R_d = 0.4R_{L1}$ a $R_d = 0.85R_{L1}$ para *K_S*, por conta da incerteza na estimativa do raio. Os diagramas resultantes foram produzidos no espaço de parâmetros, onde o código de cor indica o valor da entropia. Por inspeção encontramos os pontos de maior entropia, que correspondem ao par de parâmetros que produz o melhor ajuste. Os resultados são apresentados nas figuras 16, 17 e 18.

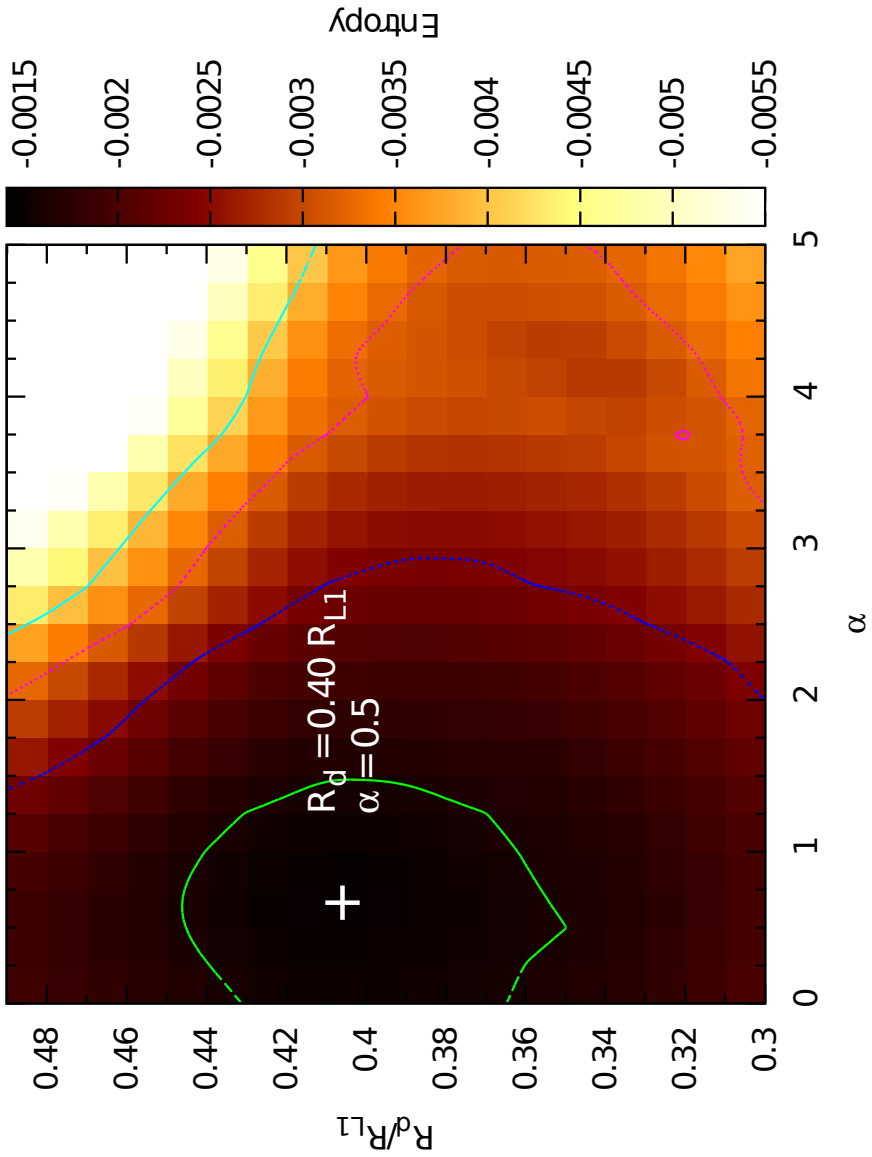


Figura 16 – *Entropy Landscape* para a curva de luz na banda J , contornos arbitrários

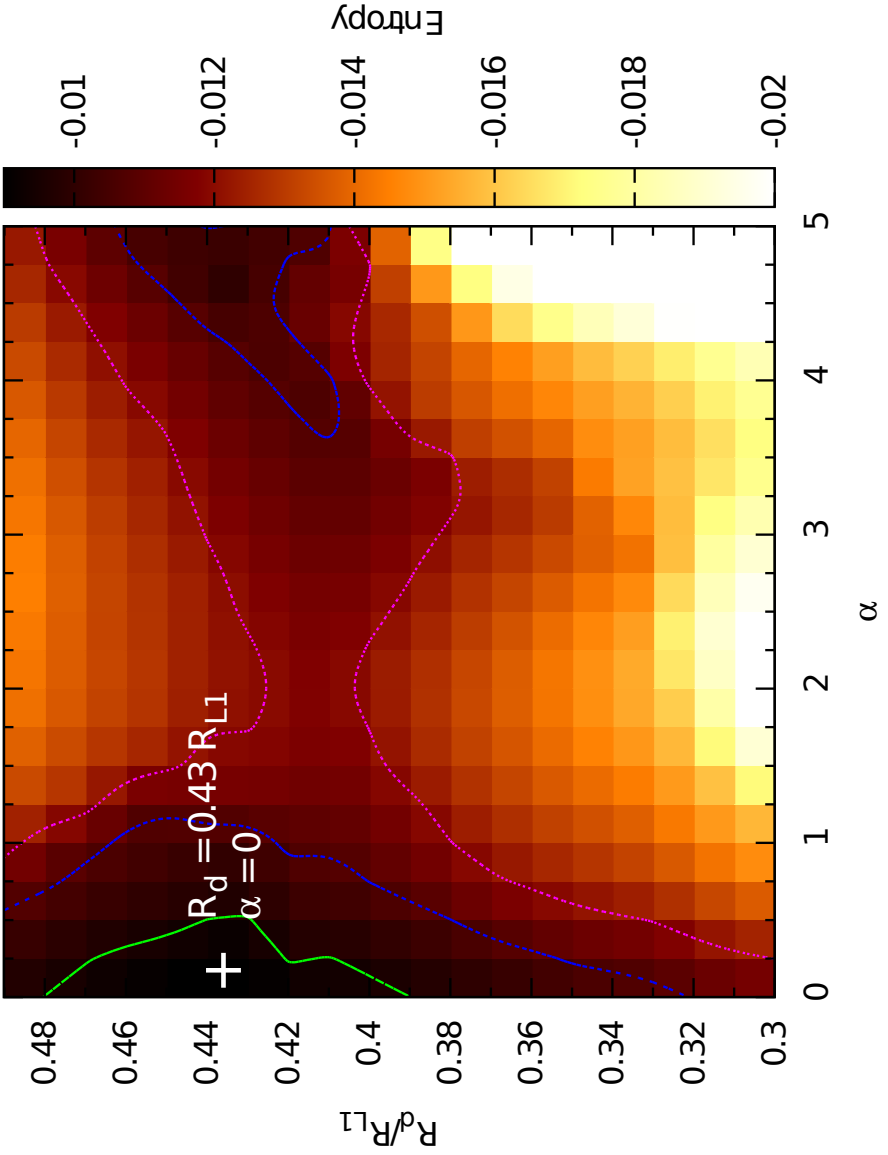


Figura 17 – *Entropy Landscape* para a curva de luz na banda H , contornos arbitrários

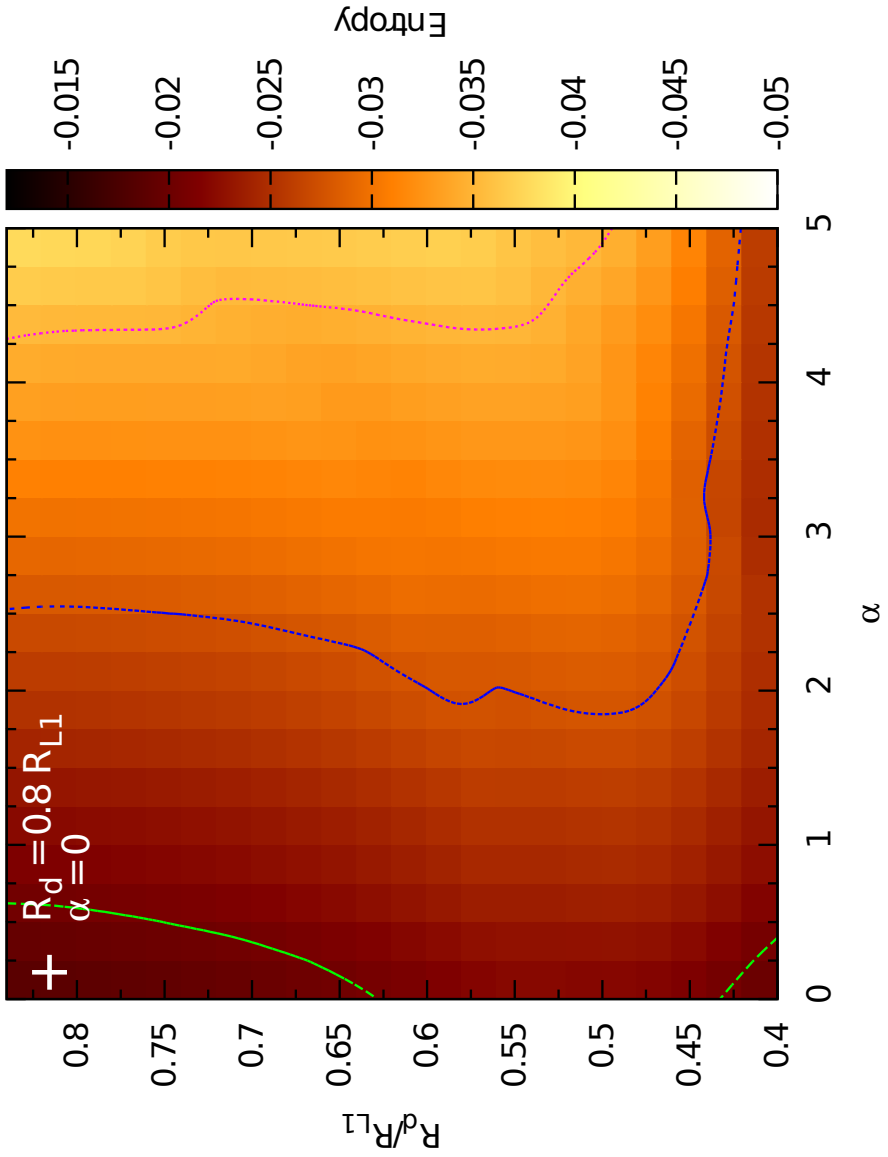


Figura 18 – *Entropy Landscape* para a curva de luz na banda K_S , contornos arbitrários

Para as bandas J e H , os valores de melhor ajuste para o raio do disco concordam com os medidos pelo método de Sulkanen, Brasure e Patterson (1981) (tabela 7), ao nível de $1-\sigma$. Para a banda K_S a diferença entre o raio de melhor ajuste no *entropy landscape* e o raio medido pelo método de Sulkanen é considerável, e provavelmente tem origem na dificuldade de se identificar as fases de início e fim do eclipse por conta da modulação residual. Utilizamos como referência uma linha horizontal em 1.05 mJy, o que forneceu o valor de $R_d = (0.54 \pm 0.09)R_{L1}$, mas se escolhermos um valor de fluxo ligeiramente maior como referência a meia largura do eclipse aumenta e o raio também. Adotamos então, para K_S o resultado do *entropy landscape* como medida do raio do disco.

As simulações de Baptista, Borges e Oliveira (2016) mostram que é possível recuperar o correto ângulo de abertura do disco no mapeamento 3D com precisão de 0.5° . Assim o *entropy landscape* mostra que o ângulo de abertura do disco é consistentemente pequeno nas 3 bandas, de $0.0^\circ \pm 0.5^\circ$ em J e K_S e de $0.5^\circ \pm 0.5^\circ$ na banda H , indicando que o disco de acréscimo de V2051 Oph em quiescência é geometricamente fino. Por conta disso adotamos o código de mapeamento por eclipse em 2D no lugar do 3D por este ser mais robusto e ter menos parâmetros livres. Para reconstruir a distribuição de brilho na borda, o código 3D utiliza a curva de luz inteira, sendo mais seriamente afetado por flickering e eventuais *flares*. O código em 2D além de eliminar a degenerescência oriunda da reconstrução de duas distribuições de brilho (disco + borda), utiliza apenas o trecho da curva de luz referente ao eclipse, minimizando artefatos gerados por flickering e permitindo um ajuste muito mais preciso do perfil do eclipse.

Para obter os mapas de eclipse em 2D, utilizamos apenas o trecho da curva de luz compreendido entre fase -0.15 e $+0.15$, contendo a contribuição constante do disco e o ingresso/egresso do eclipse bem marcados. Para a curva de luz em K_S utilizamos um trecho ligeiramente maior, entre fase -0.20 e $+0.20$ por conta da largura do eclipse. A preparação das curvas de luz para a técnica envolve também a remoção de modulação fora do eclipse, de modo a eliminar possíveis estruturas espúrias no mapa de eclipse advindas desta diferença. Para tanto, ajustamos um spline de dois (J e H) ou três (K_S) pontos aos trechos não eclipsados e multiplicamos o resultado pelo fluxo do spline em fase zero, de modo a fazer com que o fluxo do disco antes seja igual ao fluxo depois do eclipse, sem alterar o perfil do mesmo. Deste modo, o código foca-se em ajustar apenas o perfil do eclipse.

Para que os ajustes reproduzissem com precisão o perfil do eclipse,

seguinto as assimetrias que podem ser vistas claramente nos trechos em $\phi < 0$ na figura 15, as barras de erro dos pontos correspondentes aos “calombos” foram artificialmente reduzidas, forçando o ajuste a reproduzir este comportamento. As curvas de luz com seus ajustes são apresentadas na figura 19, com os mapas e suas correspondentes componentes assimétricas sendo mostradas na figura 20.

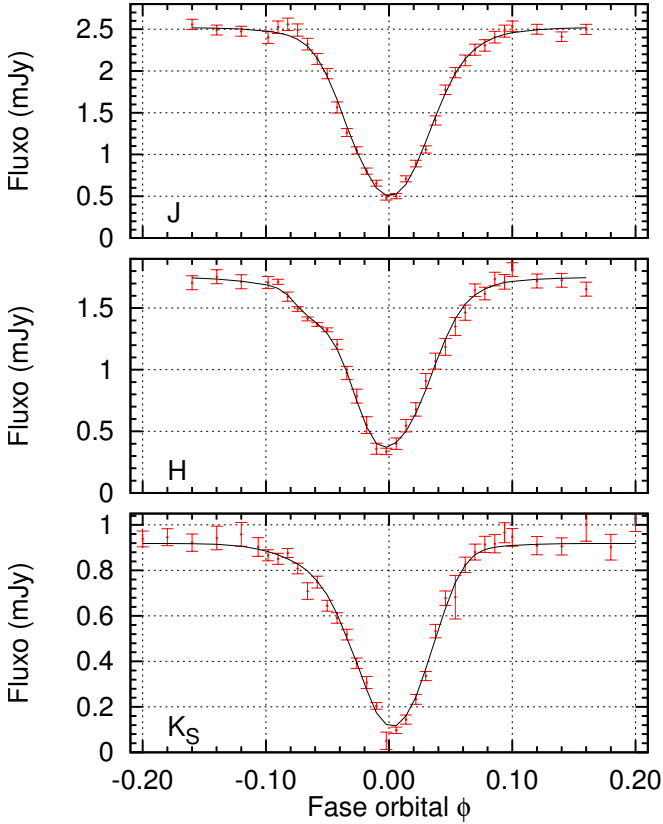


Figura 19 – Curvas de luz (vermelho) e reconstruções do PRIDA (preto)

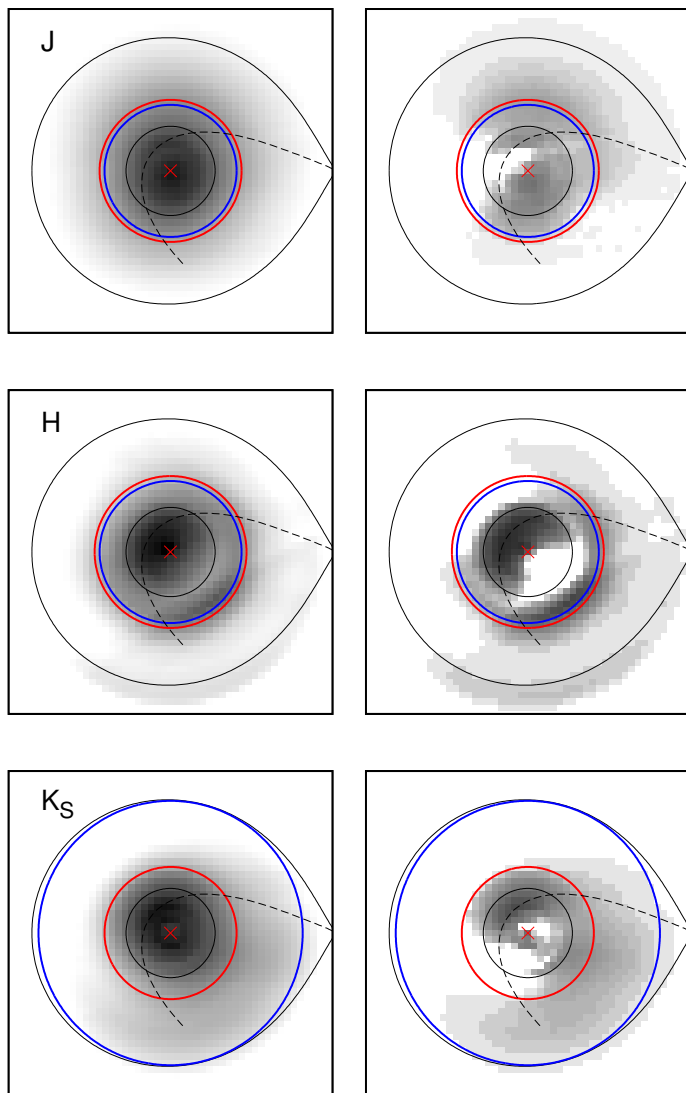


Figura 20 – Mapas de eclipse para as três bandas (painéis da esquerda) e suas respectivas componentes assimétricas (painéis da direita). O contorno externo é o lobo de Roche da primária, a linha tracejada é a trajetória balística, o círculo vermelho o raio do disco medido pelo método de Sulkanen, o círculo azul o raio do disco medido pelo procedimento de *entropy landscape* e o círculo interno (preto) o raio de circularização. As regiões escuras são mais brilhantes.

Os mapas de eclipse mostram que a emissão do disco de acréscimo é assimétrica, em particular nas bandas H e K_S . O “degrau” em fases negativas do eclipse em H revela-se como uma estrutura brilhante seguindo os contornos vermelho e azul na parte no quadrante inferior direito do correspondente mapa de eclipse, enquanto que o longo ingresso do eclipse em K_S traduz-se como o excesso de emissão em região mais externa do mesmo quadrante no correspondente mapa de eclipse.

É interessante então estudar mais a fundo as assimetrias encontradas. Separamos cada mapa de eclipse em suas componentes assimétrica e simétrica de brilho fatiando a distribuição de brilho em pequenas caixas radiais, sorteando as intensidades em cada caixa em ordem crescente, ajustando um spline às medianas da metade inferior das intensidades em cada caixa (componente simétrica) e subtraindo esta contribuição do mapa total para obter a distribuição de brilho assimétrica. Estas distribuições são apresentadas junto aos seus respectivos mapas de eclipse na figura 20 (painéis da direita).

As componentes assimétricas são semelhantes entre si, sendo que as estruturas que nelas se apresentam sugerem a existência de braços espirais. Harlaftis et al. (2004) fazem um estudo profundo sobre a recuperabilidade de informações sobre braços espirais através da técnica de mapeamento por eclipse, testando os efeitos de *offsets* em fase, a relação sinal-ruído e diferenças entre as intensidades de brilho de cada braço espiral. De acordo com as simulações dos autores, por comparação, é possível notar que nossos mapas assimétricos são semelhantes aos mapas mostrados nas figuras 5 e 6 dos autores, para relação S/N = 25 (fig. 5) e 20 (fig. 6), sugerindo que a contribuição dos braços espirais para as curvas de luz totais é pequena (ou seja, na notação dos autores, o efeito de diluição dos braços na componente simétrica é alto) e ambos os braços possuem um brilho semelhante. Além disso, o degrau visto no ingresso do eclipse e a estrutura resultante no mapa assimétrico para a curva de luz em H são notadamente similares ao terceiro painel (de cima para baixo) da figura 7 dos autores, reforçando a sugestão de que braços espirais estão presentes no disco de acréscimo de V2051 Ophiuchi.

É possível fazer uma análise mais detalhada destes supostos braços espirais. Para isso, focamos no mapa em H , onde estas estruturas são bastante pronunciadas. Dividindo o disco em diversas “fatias” em azimute, podemos traçar a dependência orbital da intensidade máxima e do raio de máxima intensidade em cada fatia. A figura 21 apresenta os resultados desta análise. No painel superior vemos a presença de dois máximos de intensidade que, transportados ao painel

intermediário, indicam que estes estão em dois raios diferentes do disco. Estes raios, por sua vez, estão de acordo com o lugar geométrico onde encontram-se os braços na figura 20. Conhecendo-se a massa da anã branca e o tamanho de seu lobo de Roche (de Baptista et al. (1998a)), podemos calcular a velocidade Kepleriana correspondente a cada valor de $R_{I_{\max}}$. Os resultados são mostrados no painel inferior da figura 21. Para o braço 1, em $\sim 0.4 R_{L1}$, encontramos uma velocidade de $\sim 900 \text{ km s}^{-1}$, enquanto que para o braço 2, em $\sim 0.25 R_{L1}$, encontramos uma velocidade de 1200 km s^{-1} .

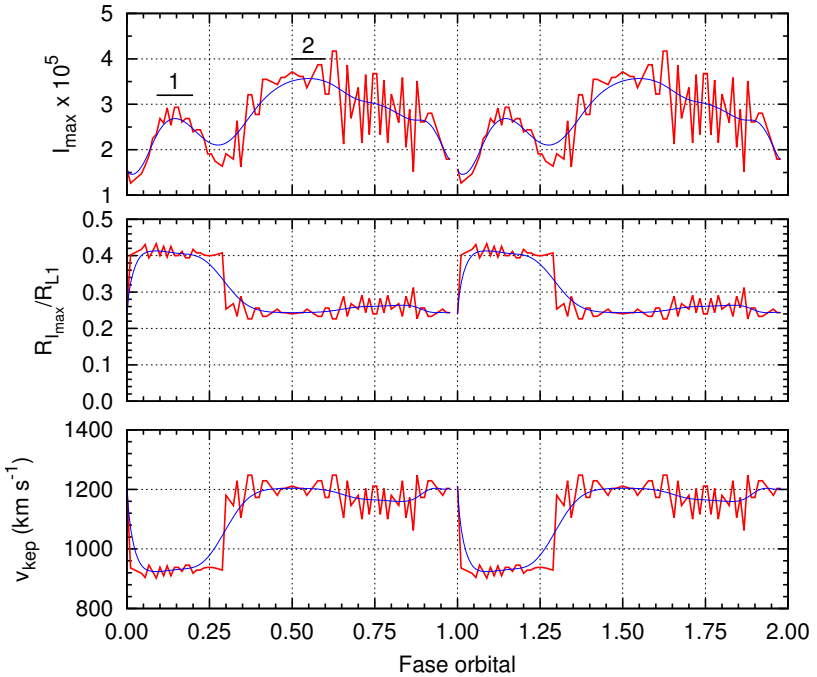


Figura 21 – Dependência orbital da intensidade máxima do mapa de eclipse em H (painel superior). Os dois braços espirais encontrados no mapa são evidentes aqui, e são marcados por 1 e 2. O painel intermediária traça a posição (em raio) correspondente à intensidade máxima em cada azimuth, enquanto que o painel inferior mostra a velocidade Kepleriana referente aos elementos do painel intermediário. As linhas azuis mostram versões suavizadas das correspondentes distribuições para efeitos de visualização.

Braços espirais induzidos por maré foram vistos em tomogramas Doppler (e.g. Steeghs, Harlaftis e Horne (1997)) e mapas de eclipse (e.g., Baptista, Harlaftis e Steeghs (2000), Baptista et al. (2005)) de novas anãs em erupção, quando seus discos são mais extensos e quentes e os efeitos de maré da secundária são mais pronunciados. Simulações de efeitos de maré em discos de acréscimo (Steeghs e Stehle (1999)) indicam que o ângulo de abertura dos braços espirais cresce com a razão entre a velocidade do som no disco $c_S \propto \sqrt{T}$ e a velocidade Kepleriana local v_{kep} . Assim, espera-se que os braços espirais em discos de novas anãs em quiescência, mais frios que em erupção, sejam mais “enrolados” (i.e., tenham menor ângulo de abertura com relação a um raio constante) e, portanto, difíceis de identificar. A identificação de braços espirais em mapas de eclipse no infravermelho do disco quiescente de V2051 Oph abre um novo caminho para a investigação dos efeitos de maré em discos de acréscimo, com observações em uma faixa de comprimentos de onda que amostra bem as regiões mais externas e frias do disco.

A partir dos mapas de eclipse é também possível obter as distribuições radiais de temperatura de brilho e intensidade do disco de acréscimo. As distribuições radiais de intensidade são mostradas na figura 22. Elas são consistentes com as distribuições em quiescência previamente obtidas a partir de dados no óptico (Baptista e Bortoletto (2004), Baptista et al. (2007)), apresentando uma parte interna com intensidade aproximadamente constante ($R < 0.2R_{L1}$) e uma região externa de rápido declínio de brilho ($I(r) \propto r^{-2}$). Para obter a distribuição radial de temperatura de brilho é necessário antes escalonar para a distância desejada as intensidades originais dos mapas de eclipse, I_0 , calculadas para um ângulo sólido unitário

$$\Theta_0^2 = \left[\frac{(R/R_{L1})}{(d/Kpc)} \right]^2 \cos i = 1, \quad (5.2)$$

que corresponde a uma distância de $d = 144$ pc (onde adotamos $R_{L1} = 0.422 R_{\odot}$ e $i = 83.3^\circ$). Obtemos as intensidades escalonadas usando a expressão

$$I' = \frac{I_0}{\Theta^2(d)}. \quad (5.3)$$

Calculamos distribuições radiais de temperatura de brilho para quatro distâncias diferentes: 92 pc (Saito e Baptista (2006)), 102 pc e 112 pc (este trabalho) e 146 pc (Vrielmann, Stiening e Offutt (2002)). Como d_{BB} é um meio-termo entre as outras duas medidas de distância, opta-

mos por não apresentar as distribuições referentes à essa distância por esta ser de fácil interpolação visual. As distribuições radiais de temperatura de brilho para as bandas J , H e K_S para uma distância de $d = 102$ pc são apresentadas na figura 23, enquanto que a comparação das distribuições medianas para diferentes distâncias está na figura 24.

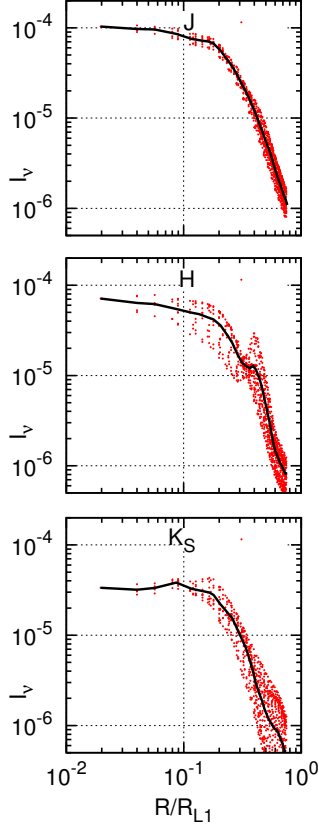


Figura 22 – Distribuição radial de intensidade para as bandas J , H e K_S . As intensidades I_ν estão em unidades de $erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ Hz^{-1}\ Str^{-1}$. Os pontos vermelhos marcam os elementos dos respectivos mapas de eclipse e as linhas pretas sólidas as distribuições medianas.

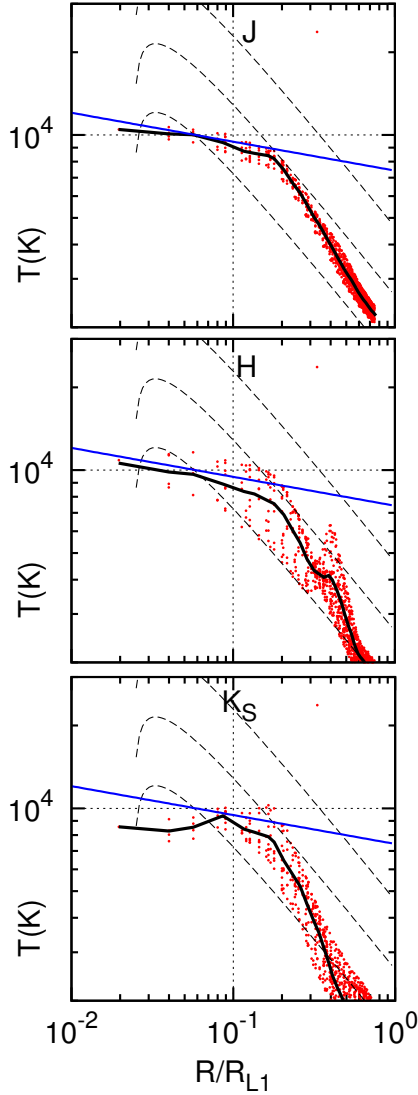


Figura 23 – Distribuição radial de temperatura para as três bandas, calculada para uma distância de $d = 102$ pc. As linhas tracejadas marcam as distribuições teóricas para discos estacionários com diferentes taxas de acréscimo (10^{-9} , 10^{-10} e $10^{-11} M_{\odot} yr^{-1}$, de cima para baixo), enquanto que a linha azul marca a temperatura crítica de ionização do hidrogênio. Os pontos vermelhos são os elementos do mapa de eclipse e a linha preta sólida é a distribuição mediana

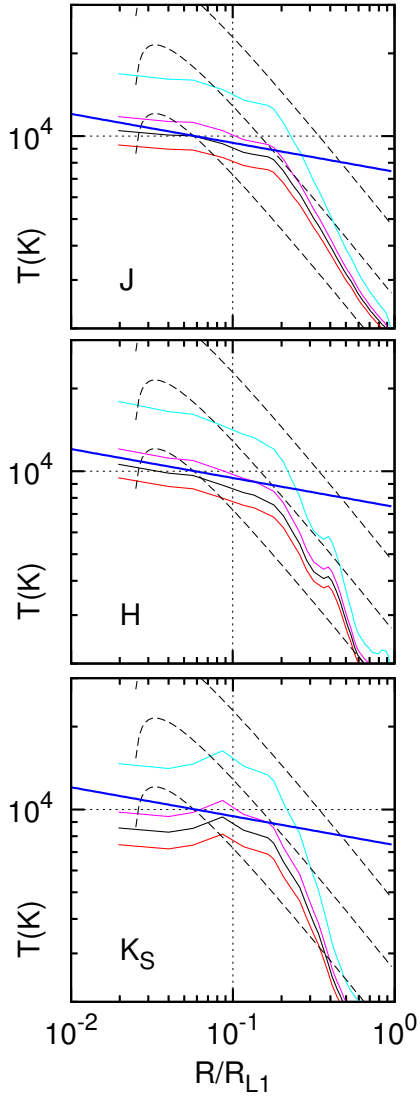


Figura 24 – Comparação das distribuições medianas para as distâncias de 92 pc (vermelho), 102 pc (preto), 112 pc (magenta) e 146 pc (ciano). As linhas azul e tracejadas tem o mesmo significado da figura 23.

Em concordância com as distribuições radiais de intensidade, as distribuições radiais de temperatura de brilho possuem um perfil plano nas partes internas do disco ($R \lesssim 0.2R_d$), que é claramente diferente do previsto para discos opacos estacionários ($T \propto r^{-3/4}$). De acordo com Frank, King e Raine (2002), distribuições planas de temperatura são esperadas para discos opticamente finos e não estacionários, como possivelmente ocorre nas novas anãs em quiescência. Para raios maiores que $\sim 0.2R_d$ as distribuições de temperatura de brilho seguem razoavelmente bem a lei $T \propto r^{-3/4}$, sendo compatíveis com distribuições teóricas para taxas de acréscimo entre 10^{-10} e $10^{-11} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (linhas tracejadas) para distâncias $d \simeq 90 - 100 \text{ pc}$.

A distribuição de temperatura de brilho em J é bastante suave, reflexo do mapa de eclipse que também não apresenta muitas assimetrias. O espalhamento dos pontos com relação à linha média é também baixo, fruto da alta simetria deste mapa. Os mapas em H e K_S possuem um espalhamento bem maior, e os braços espirais ficam evidentes como “corcovas” na distribuição mediana. Isto também indica que os braços espirais são estruturas mais quentes que o material em torno deles. O maior espalhamento com relação à média era esperado por conta da alta assimetria do mapa.

A linha indicada como T_{crit} marca a temperatura crítica para ionização do hidrogênio. Segundo o DIM (Capítulo 2), as temperaturas no disco de acréscimo devem estar abaixo de T_{crit} em quiescência e acima deste limite quando em erupção. Como esperado para quiescência, as distribuições para 92 e 102 pc mostram um disco com temperaturas inferiores à crítica em toda parte. Para distâncias $d \geq 112 \text{ pc}$ as partes internas do disco começam a ter temperaturas de brilho no infravermelho acima de T_{crit} , o que impõe um problema adicional se quisermos usar o DIM para explicar o comportamento da nova anã V2051 Oph, uma vez que, neste caso, o disco *quiescente* deveria estar num estado *eruptivo*. As distribuições de temperatura de brilho em erupção de Baptista et al. (2007) implicam que se $d < 120 \text{ pc}$ toda a erupção ocorre em $T < T_{\text{crit}}$ e não pode ser causada pelo DIM. Por outro lado, as distribuições radiais de temperatura de brilho em quiescência deste trabalho, sugerem que se $d \geq 110 \text{ pc}$, as partes internas do disco quiescente têm $T > T_{\text{crit}}$ e deveriam estar em permanente erupção segundo o DIM. Os dois vínculos são mutuamente excludentes e inviabilizam uma explicação das erupções em V2051 Oph no contexto do DIM, reforçando as conclusões de Baptista et al. (2007). Uma forma de contornar este problema é supor que as partes internas do disco de V2051 Oph ($R \leq 0.2 R_{L1}$) são opticamente finas e, portanto,

que temperaturas de brilho inferidas para esta região não refletem a temperatura efetiva do gás no disco ¹. Isto está de acordo com o fato das distribuições de temperatura nesta região serem distintas da lei $T \propto r^{-3/4}$ para discos opacos estacionários.

É importante frisar que a *temperatura de brilho* é uma grandeza diferente da *temperatura efetiva*, que mede a energia dissipada no disco em forma de calor por unidade de área superficial. De acordo com Baptista et al. (1998b), a relação entre a temperatura efetiva e a temperatura de brilho monocromática não é trivial, e só pode ser obtida construindo-se modelos auto-consistentes da estrutura vertical do disco. Por outro lado, a equivalência entre temperaturas de brilho e efetiva pode ser satisfatoriamente assumida para as regiões opacas do disco, onde os dois conceitos levam a resultados similares.

Podemos ainda investigar a emissão do disco de acréscimo no infravermelho combinando os mapas de eclipse para plotar a dependência dos fluxos JHK_S com a distância ao centro do disco. Para tanto, dividimos o disco em anéis concêntricos de espessura $0.1 R_{L1}$ e calculamos os fluxos JHK_S medianos por pixel em cada anel. Fluxos JHK_S medianos para um conjunto de anéis em raios crescentes são mostrados na figura 25, junto com espectros de corpo negro de melhor ajuste para duas distâncias, $d = 102$ pc (linhas tracejadas) e $d = 146$ pc (linhas pontilhadas).

O espectro do disco é “azul” e mais brilhante nas partes internas, tornando-se progressivamente mais “vermelho” e mais escuro à medida que aumentamos o raio, indicando que existe um gradiente de temperatura no disco. Isto está de acordo com o que indicam as distribuições radiais de temperaturas de brilho. Entretanto, um corpo negro (para a distância encontrada neste trabalho, $d = 102$ pc) não fornece um bom ajuste aos fluxos observados. O espectro do disco é mais azul que o corpo negro no mesmo ângulo sólido. Uma maneira de resolver isso seria aumentar a temperatura do disco o que, mantendo-se constante o fluxo observado, significaria empurrar o sistema mais para longe. Como caso extremo, testamos corpos negros ajustados a uma distância de 146 pc (Vrielmann, Stiening e Offutt (2002)), mas nem mesmo a esta distância (claramente discordante dos resultados do capítulo 4) os ajustes são bons. No entanto, a cromosfera quente encontrada no disco de acréscimo de V2051 Oph por Vrielmann, Stiening e Offutt (2002)

¹De fato, elas são consistentes com as temperaturas $T_{\text{eff}} \simeq 10000$ K inferidas para a cromosfera do disco a partir da modelagem de espectros espacialmente resolvidos no óptico por Saito e Baptista (2006) e do mapeamento do disco no espaço de parâmetros físicos de Vrielmann, Stiening e Offutt (2002).

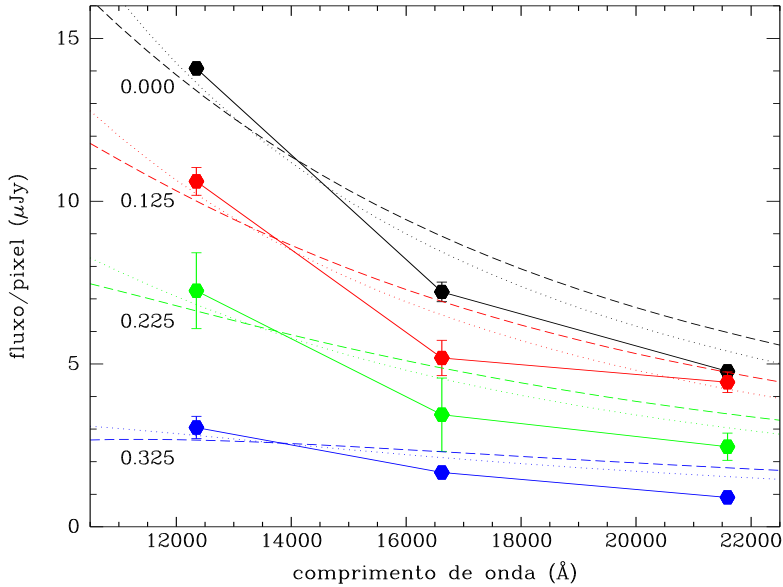


Figura 25 – Espectro espacialmente resolvido do disco de acréscimo de V2051 Oph. Cores diferentes indicam regiões diferentes do disco, nos raios (em unidades de R_{L1}) 0 (preto), 0.125 (vermelho), 0.225 (verde) e 0.325 (azul). Linhas indicam corpos negros de melhor ajuste considerando distâncias de 102 pc (este trabalho, tracejada) e 146 pc (Vriemann, Stiening e Offutt (2002), pontilhada).

pode ser uma explicação plausível para este efeito.

Este comportamento do espectro também está de acordo com as distribuições radiais de temperatura de brilho, que indicam que esta a um dado raio é menor quanto maior o comprimento de onda. Usar emissão opticamente fina de hidrogênio ($H I$) não elimina a discrepância. Tampouco podemos tentar ajustar estes espectros com modelos de atmosfera estelar para estrelas frias ($T_{\text{eff}} < 6000$ K, mais tardias que G0). Uma vez que não temos um modelo adequado para explicar a emissão no disco de V2051 Oph no infravermelho, não há possibilidade de usar estes espectros para tentar estimar a distância à binária pelo método de paralaxe fotométrica.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho caracterizamos a secundária e disco de acréscimo da nova anã no infravermelho a partir da análise de séries temporais de fotometria rápida. Disponhamos de um conjunto de dados de alta qualidade, obtido nas bandas J , H e K_S do infravermelho com o telescópio SOAR de 4.1 m em 20 de junho de 2013, quando o objeto encontrava-se em quiescência.

Modelamos a modulação elipsoidal produzida pela secundária no infravermelho para inferir seus fluxos e magnitudes J , H e K_S e, a partir destas, estimar sua temperatura de brilho e seu tipo espectral. A modelagem indica uma secundária bastante fria ($T_{\text{BB}} = (2700 \pm 270)\text{K}$) e de tipo espectral tardio ($SpT = M(8.0 \pm 1.5)$), condizente com o esperado teoricamente para uma estrela de baixíssima massa e com os modelos evolucionários de variáveis cataclísmicas.

A partir das cores inferidas para a secundária no infravermelho, medimos a distância até a binária por três métodos. Um ajuste simples de corpo negro aos fluxos medidos fornece uma distância de $d_{\text{BB}} = (107 \pm 17)\text{pc}$. A aplicação do método de paralaxe fotométrica de Bailey (1981) com a relação empírica de Barnes-Evans para o brilho superficial de Beuermann (2006) fornece uma distância de $d_{\text{B\&E}} = (102 \pm 16)\text{pc}$. E o escalonamento dos fluxos e dimensões de uma estrela ultra-fria do catálogo de Cruz et al. (2003) com cores idênticas à secundária de V2051 Oph fornece uma distância de $d_{\text{SM}} = (112 \pm 6)\text{pc}$.

Esta “estrela-gêmea” possui um tipo espectral medido $M9$, enquanto que Hamilton et al. (2011) atribuíram o tipo $M7$ para a secundária de V2051 Oph. Knigge, Baraffe e Patterson (2011) prevêem teoricamente um tipo espectral um pouco mais recente de $M6.5 - 7.5$ para uma estrela com propriedades semelhantes às da secundária de V2051 Oph. Mas tendo em mente que a opacidade destes modelos teóricos é subestimada (Tottle e Mohanty (2015)), é seguro dizer que o tipo espectral medido de $M(8.0 \pm 1.5)$ é consistente tanto com resultados anteriores quanto com previsões teóricas.

Produzimos mapas de eclipse para as três curvas de luz. Os mapas obtidos indicam a presença de braços espirais no disco de acréscimo da binária, fato reforçado pela análise das distribuições azimutais de intensidade dos mapas. Braços espirais induzidos por efeitos de maré já haviam sido observados em discos de novas anãs em erupção, mas a detecção destes em um disco *quiescente* abre novos horizontes para a

investigação dos efeitos de maré em discos de acréscimo no infravermelho.

Produzimos “espectros” espacialmente resolvidos para o disco de acréscimo, que revelam um comportamento que não é bem modelado nem por emissão de corpo negro e nem por emissão opticamente fina de hidrogênio. O disco é bastante azul e brilhante nas partes internas, tornando-se progressivamente mais vermelho e frio nas partes externas, o que indica a existência de um gradiente radial de temperatura no disco, em concordância com as distribuições radiais de temperatura de brilho obtidas. Podemos também estar observando a cromosfera detectada sobre o disco de V2051 Oph por Vrielmann, Stiening e Offutt (2002). Será necessário ajustar modelos adequados de atmosferas estelares aos fluxos observados no infravermelho para ter medidas mais confiáveis das temperaturas do gás no disco de acréscimo de V2051 Oph e para obter uma estimativa adicional de distância ao sistema por paralaxe fotométrica.

Investigamos a possível existência de um ângulo de abertura no disco, criando para tal um *grid* de parâmetros (raio do disco e ângulo de abertura), ajustando o eclipse com um código de mapeamento em 3D para cada par de parâmetros e identificando a combinação de parâmetros de melhor ajuste (maior entropia), uma técnica conhecida como *entropy landscape*. Os resultados apontam que o ângulo de abertura é nulo ou desprezível. Além disso, os crescentes valores de raio medidos de banda para banda apontam que o disco de acréscimo é bastante extenso, com muito material frio em suas partes externas.

Calculamos as distribuições radiais de temperatura de brilho e intensidade para os mapas obtidos. Nas três bandas, as distribuições radiais de temperatura são aproximadamente planas até $r \sim 0.2R_{L1}$, obedecendo a previsão teórica $T \propto r^{-3/4}$ para raios maiores que isso. Este comportamento é consistente com as previsões teóricas para novas anãs em quiescência.

As distâncias encontradas reforçam os resultados de Baptista et al. (2007) de que, para distâncias inferiores a 120 pc, o disco de acréscimo de V2051 Ophiuchi é frio demais para permitir uma erupção pelo DIM. As três distâncias encontradas concordam entre si e estão abaixo deste limiar ao nível de $1 - \sigma$, e concordam com estimativas anteriores de Saito e Baptista (2006) e Wojcikiewicz e Baptista (2014).

O raio medido para o disco na banda K_S é grande o suficiente para praticamente preencher o lobo de Roche da primária, e suficiente para alcançar o raio de ressonância 3:1 ($r_{32} = 0.68R_{L1}$, para V2051 Oph). Boa parte deste material que encontra-se nas partes mais ex-

ternas é bastante frio, indicando que só obtemos evidências da real extensão do disco nas bandas mais distantes do infravermelho. Um disco tão extenso, além do raio r_{32} , estaria sujeito à interações e instabilidades de maré, o que poderia dar origem aos braços espirais observados.

A curva de luz em K_S possui ainda uma modulação residual que não pôde ser atribuída à secundária. É necessário ainda encontrar um mecanismo capaz de modelar esta modulação extra, que pode também ser responsável pelo eclipse extremamente largo nesta banda. Propomos dois cenários, ambos ensejando investigações futuras: A modulação pode ser produzida pelos braços espirais. A favor desta hipótese citamos o fato de que os máximos da modulação coincidem aproximadamente com as fases nas quais os braços espirais são vistos de frente por um observador na Terra. Por outro lado, não está claro por que a modulação seria mais pronunciada na banda K_S enquanto que os braços espirais são mais pronunciados na banda H . Alternativamente, podemos estar observando material circumbinário frio, em órbita em redor dos pontos Lagrangeanos $L4$ e $L5$, da mesma forma que os asteróides troianos orbitam estes pontos no sistema Júpiter-Sol. Material frio nesta posição seria capaz de produzir uma modulação próximo às fases nas quais existe modulação sobressalente. Uma investigação de possíveis excessos de luz no infravermelho médio pode ajudar a esclarecer se esta é uma hipótese razoável.

A obtenção de curvas de luz nas bandas J , H e K_S e a posterior análise através da modelagem de modulação elipsoidal mostrou-se um procedimento bastante robusto para a caracterização de estrelas secundárias em novas anãs onde seja observada tal modulação. Com apenas uma noite de observação e a obtenção de dois ciclos orbitais em cada banda foi possível obter o tipo espectral e temperatura da secundária. Combinando estas medidas com observações no óptico para obtenção dos parâmetros orbitais temos um ferramental capaz de caracterizar completamente as secundárias. Além disso, as análises infravermelhas são capazes de fornecer medidas de distância precisas e coerentes entre si. A aplicação de técnicas de mapeamento por eclipses às curvas de luz subtraídas da contribuição da secundária possibilita a extração de ainda mais informações acerca do sistema, mostrando que o procedimento realizado neste trabalho é bastante eficiente, passível de ser aplicado em diversas outras novas anãs.

REFERÊNCIAS

- ALLARD, F. et al. Progress in modelling very low mass stars, brown dwarfs, and planetary mass objects. **Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement**, v. 24, p. 128–138, 2013.
- BAILEY, J. The distances of cataclysmic variables. **MNRAS**, v. 197, p. 31–39, 1981.
- BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks - I. Linear analysis. **AJ**, v. 376, p. 214–233, 1991a.
- BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks - II. Nonlinear evolution. **AJ**, v. 376, p. 223, 1991b.
- BAPTISTA, R. Eclipse mapping of accretion discs. In: BOFFIN, H. M. J.; STEEGHS, D.; CUYPERS, J. (Ed.). **Astromography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy**. [S.l.]: Springer, 2001. p. 307–326.
- BAPTISTA, R. et al. Cyclical period changes in the dwarf novae V2051 Oph and V4140 Sgr. **MNRAS**, v. 3455, p. 889–896, 2003.
- BAPTISTA, R.; BORGES, B. W.; OLIVEIRA, A. S. SOAR observations of the high-viscosity accretion disc of the dwarf nova V4140 Sagittarii in quiescence and in outburst. **MNRAS**, em impressão, 2016.
- BAPTISTA, R.; BORTOLETTO, A. Eclipse mapping of the flickering sources in the dwarf nova V2051 Ophiuchi. **AJ**, v. 128, p. 411–425, 2004.
- BAPTISTA, R.; CATALÁN, M. S. Changes in the structure of the accretion disc of EX Draconis through the outburst cycle. **MNRAS**, v. 324, p. 599–611, 2001.
- BAPTISTA, R. et al. HST and ground-based eclipse observations of V2051 Ophiuchi: binary parameters. **MNRAS**, v. 300, p. 233–243, 1998a.

BAPTISTA, R.; HARLAFTIS, E. T.; STEEGHS, D. Eclipse maps of spiral shocks in the accretion disc of IP Pegasi in outburst. **MNRAS**, v. 314, p. 727–732, 2000.

BAPTISTA, R. et al. HST spatially resolved spectra of the accretion disc and gas stream of the nova-like variable UX Ursae Majoris. **MNRAS**, v. 298, p. 1079–1091, 1998b.

BAPTISTA, R. et al. Tracing the spiral arms in IP Pegasi. **A&A**, v. 444, p. 201–211, 2005.

BAPTISTA, R. et al. A study of the evolution of the accretion disk of V2051 Ophiuchi through two outburst cycles. **AJ**, v. 134, p. 867–879, 2007.

BARNES, T. G.; EVANS, D. S. Stellar angular diameters and visual surface brightness - I. Late spectral types. **MNRAS**, v. 174, p. 489–502, 1976.

BATH, G. T. Time-dependent studies of dynamical instabilities in semidetached binary systems. **ApJ**, v. 173, p. 121–134, 1972.

BATH, G. T.; EDWARDS, A. C.; MANTLE, V. J. The evolution of viscous discs - IV. Stream penetration effects. **MNRAS**, v. 205, p. 171–185, 1983.

BATH, G. T. et al. The accretion model of dwarf novae with application to Z Chamaleontis. **MNRAS**, v. 169, p. 447–470, 1974.

BATH, G. T.; PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs - I. Mass transfer variations. **MNRAS**, v. 194, p. 967–986, 1981.

BERRIMAN, G.; SZKODY, P.; CAPPS, R. W. The origin of the infrared light of cataclysmic variable stars. **MNRAS**, v. 217, p. 327–346, 1985.

BEUERMANN, K. Secondary stars in CVs - the observational picture. **MNRAS - não publicado**, 1999.

BEUERMANN, K. Barnes-Evans relations for dwarfs with an application to the determination of distances to cataclysmic variables. **A&A**, v. 460, p. 783–792, 2006.

BEUERMANN, K. et al. Evidence for a substellar secondary in the magnetic cataclysmic binary EF Eridani. **A&A**, v. 354, p. 49–52, 2000.

- BISIKALO, D. V. et al. Three-dimensional numerical simulation of gaseous flow structure in semidetached binaries. **MNRAS**, v. 300, p. 39–48, 1998.
- BISIKALO, D. V. et al. Evidence for the absence of a stream-disk shock interaction in semi-detached binary systems: Comparison of mathematical modeling results and observations. **Astronomy Reports**, v. 42, p. 33–45, 1998.
- CLARET, A. Comprehensive tables for the interpretation and modeling of the light curves of eclipsing binaries. **A&A**, v. 131, p. 395–400, 1998.
- COOK, M. C.; BRUNT, C. C. V2051 oph: a white dwarf eclipsing cataclysmic variable. **MNRAS**, v. 205, p. 465–470, 1983.
- CRUZ, K. L. et al. Meeting the cool neighbors. V. A 2MASS-selected sample of ultracool dwarfs. **AJ**, v. 126, p. 2421–2448, 2003.
- DIAZ-CORDOVÉS; J. GIMÉNEZ, A. A new nonlinear approximation to the limb-darkening of hot stars. **A&A**, v. 259, p. 227–231, 1992.
- EASTMAN, J.; SIVERD, R.; GAUDI, B. S. Achieving better than 1 minute accuracy in the Heliocentric and Barycentric Julian Dates. **PASP**, v. 122, p. 935–946, 2010.
- ELIAS, J. H. et al. Comparison of the mt. Stromlo/AAO and Caltech/Tololo infrared photometric systems. **AJ**, v. 88, p. 1027–1030, 1983.
- FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion Power in Astrophysics**. 3rd. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002.
- HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P. Anomalous Z Cam stars: a response to mass-transfer outbursts. **A&A**, v. 569, p. 48–53, 2014.
- HAMILTON, R. T. et al. Infrared spectroscopic observations of the secondary stars of short-period sub-gap cataclysmic variables. **ApJ**, v. 728, p. 16–28, 2011.
- HARLAFTIS, E. T. et al. Spiral shock detection on eclipse maps: Simulations and observations. **A&A**, v. 417, p. 1063–1074, 2004.
- HELLIER, C. **Cataclysmic Variable Stars: How and Why they Vary**. 1st. ed. [S.l.]: Springer-Praxis, 2001.

HELLIER, C. et al. Outbursts of EX Hydrae: Mass transfer events or disc instabilities? **MNRAS**, v. 313, p. 703–710, 2000.

HIND, J. R. On a new variable star. **MNRAS**, v. 16, p. 56–56, 1856.

HORNE, K. Images of accretion discs. I - the eclipse mapping method. **MNRAS**, v. 213, p. 129–141, 1985.

HOSHI, R. Accretion model for outbursts of dwarf nova. **Progress of Theoretical Physics**, v. 61, p. 1307–1319, 1979.

HOWELL, S. B. The cool components in cataclysmic variables: Recent advances and new puzzles. In: MILONE, E. F.; LEAHY, D. A.; HOBIL, D. W. (Ed.). **Short-period binary stars: Observations, analyses and results**. [S.l.]: Springer-Verlag, 2008. p. 147–159.

KALLRATH, J.; MILONE, E. **Eclipsing binary stars: modeling and analysis**. 2nd. ed. [S.l.]: Springer-Verlag, 1998.

KATO, T.; NOGAMI, D.; BABA, H. DI Ursae Majoris: Discovery of an extreme ER UMa-type dwarf nova with the shortest orbital period. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 48, p. 93–96, 1996.

KIYOTA, S.; KATO, T. Detection of superhumps in V2051 Oph. **Information Bulletin on Variable Stars**, v. 4644, p. 1, 1998.

KNIGGE, C.; BARAFFE, I.; PATTERSON, J. The evolution of cataclysmic variables as revealed by their donor stars. **ApJ**, v. 194, p. 28–56, 2011.

KOPAL, Z. **Close binary systems**. 1st. ed. [S.l.]: Chapman & Hall, 1959.

KOTKO, I.; LASOTA, J. P.; DUBUS, G. The outburst properties of AM CVn stars. **Astronomische Nachrichten**, v. 331, p. 231–235, 2010.

LASOTA, J. P. The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binaries. **New Astronomy Reviews**, v. 47, p. 449–508, 2001.

LASOTA, J. P.; HAMEURY, J. M.; HURE, J. M. Dwarf novae at low mass transfer rates. **A&A**, v. 302, p. L29–L33, 1995.

- LUHMAN, K. L. et al. A census of the young cluster IC 348. **ApJ**, v. 593, p. 1093–1115, 2003.
- MAKITA, M.; MIYAWAKI, K.; MATSUDA, T. Two- and three-dimensional numerical simulations of accretion discs in a close binary system. **MNRAS**, v. 316, p. 906–916, 2000.
- MENOU, K.; HAMEURY, J.-M.; STEHLE, R. Structure and properties of transition fronts in accretion discs. **MNRAS**, v. 305, p. 79–89, 1999.
- MEYER, F.; MEYER-HOFMEISTER, E. On the elusive cause of cataclysmic variable outbursts. **A&A**, v. 104, p. L10, 1981.
- MEYER, F.; MEYER-HOFMEISTER, E. Accretion disks in cataclysmic variables. the influence of the frictional α parameter on the structure. **A&A**, v. 128, p. 420–425, 1983.
- NOGAMI, D. et al. Photometric observations of an extreme ER UMa star, RZ Leonis Minoris. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 47, p. 897–902, 1995.
- OSAKI, Y. An accretion model for the outbursts of U Geminorum stars. **PASJ**, v. 26, p. 429–436, 1974.
- PACZÝNSKI, B. Cataclysmic variables among binary stars I. U Geminorum stars. **Acta Astronomica**, v. 15, p. 89–103, 1965.
- PACZÝNSKI, B. Evolution of cataclysmic binaries. **Acta Astronomica**, v. 31, p. 1–12, 1981.
- POGGE, R. W.; MARTINI, P.; DEPOY, D. L. **OSIRIS User's Manual**. [S.l.], 1999.
- POGSON, N. On the variable star U Geminorum. **MNRAS**, v. 17, p. 200–202, 1857.
- RIBEIRO, T. et al. A multicolor near-infrared study of the dwarf nova IP Pegasi. **A&A**, v. 474, p. 213–220, 2007.
- ROCHE, E. Essai sur la constitution et l'origine du système solaire. **Mémoires de la Section des Sciences**, p. 235–324, 1873.
- SAITO, R.; BAPTISTA, R. Hubble space telescope faint object spectrograph spectral mapping of V2051 Ophiuchi in a low state. **AJ**, v. 131, p. 2185–2195, 2006.

SANDULEAK, N. A new spectrum variable star in ophiuchus.

Information Bulletin on Variable Stars, p. 663, 1972.

SARNA, M. J. Gravity-darkening for stars with a Roche lobe filling convective envelopes in close binary systems. **A&A**, v. 224, p. 98–100, 1989.

SCHLAFLY, E. F.; FINKBEINER, D. P. Measuring redening with Sloan Digital Sky Survey stellar spectra and recalibrating SFD. **ApJ**, v. 737, p. 103–116, 2011.

SEATON, M. J. Interstellar extinction in the uv. **MNRAS**, v. 187, p. 73–76, 1979.

SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. observational appearance. **A&A**, v. 24, p. 337–355, 1973.

SKRUTSKIE, M. et al. The two micron all sky survey (2MASS). **AJ**, v. 131, p. 1163–1183, 2006.

SMAK, J. Outbursts of dwarf novae. **PASP**, v. 96, p. 5–18, 1984.

SMITH, D. A.; DHILLON, V. S. The secondary stars in cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries. **MNRAS**, v. 301, p. 767–781, 1998.

STEEGHS, D.; HARLAFTIS, E. T.; HORNE, K. Spiral structure in the accretion disc of the binary IP Pegasi. **MNRAS**, v. 290, p. L28–L32, 1997.

STEEGHS, D.; STEHLE, R. On the observability of spiral structures in cataclysmic variable accretion discs. **MNRAS**, v. 307, p. 99–110, 1999.

SULKANEN, M. E.; BRASURE, L. W.; PATTERSON, J. Accretion disk radii in cataclysmic variables. **ApJ**, v. 244, p. 579–581, 1981.

TOTTLE, J.; MOHANTY, S. Testing model atmospheres for young very low-mass-stars and brown dwarfs in the infrared: Evidence for significantly underestimated dust opacities. **ApJ**, v. 805, p. 57–79, 2015.

VERBUNT, F. Accretion disks in stellar X-Rays sources - A review of the basic theory of accretion disks and its problems. **Space Science Reviews**, v. 32, p. 379–404, 1982.

VRIELMANN, S.; OFFUTT, W. The disc evolution of v2051 oph on decline from superoutburst. **MNRAS**, v. 338, p. 165–175, 2003.

VRIELMANN, S.; STIENING, R. F.; OFFUTT, W. Physical parameter eclipse mapping of the quiescent disc in V2051 Ophiuchi. **MNRAS**, v. 334, p. 608–620, 2002.

WARNER, B. **Cataclysmic Variable Stars**. 1st. ed. [S.l.: s.n.], 1995.

WARNER, B.; CROPPER, M. High speed photometry of the dwarf nova V2051 Ophiuchi. **MNRAS**, v. 203, p. 909–915, 1983.

WARNER, B.; O'DONOGHUE, D. V2051 Ophiuchi: a low field polar? **MNRAS**, v. 224, p. 733–759, 1987.

WARREN, J. K. et al. Extreme ultraviolet explorer observations of the magnetic cataclysmic variable RE 1938-461. **AJ**, v. 414, p. 69–72, 1993.

WILSON, R. E. **Computing Binary Star Observables**. [S.l.]: Gainesville: Univ. Florida, 1998.

WILSON, R. E.; DEVINNEY, E. J. Realization of accurate close-binary light curves: Application to MR Cygni. **AJ**, v. 166, p. 605–621, 1971.

WOJCIKIEWICZ, E.; BAPTISTA, R. Infrared accretion disc mapping of the dwarf nova v2051 ophiuchi in outburst and in quiescence. **RevMexAA**, v. 44, p. 170–171, 2014.

WOOD, J. H. et al. The ephemeris and variations of the accretion disc radius in IP Pegasi. **MNRAS**, v. 239, p. 809–824, 1989.