

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

Leandro de Oliveira Souza

**VARIAÇÕES CÍCLICAS DE PERÍODO ORBITAL EM
BINÁRIAS CATACLÍSMICAS: TESTANDO A HIPÓTESE
DE TERCEIRO CORPO**

Florianópolis

2019

Leandro de Oliveira Souza

**VARIAÇÕES CÍCLICAS DE PERÍODO ORBITAL EM
BINÁRIAS CATACLÍSMICAS: TESTANDO A HIPÓTESE
DE TERCEIRO CORPO**

Dissertação submetida ao Programa
de Pós-Graduação em Física para a
obtenção do Grau de **MESTRE EM
FÍSICA** .

Orientador: Prof. Dr. Raymundo Bap-
tista

Florianópolis

2019

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Souza, Leandro de Oliveira
VARIÁÇÕES CÍCLICAS DE PERÍODO ORBITAL EM BINÁRIAS
CATACLÍSMICAS: TESTANDO A HIPÓTESE DE TERCEIRO CORPO
/ Leandro de Oliveira Souza ; orientador, Raymundo
Baptista, 2019.
105 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de
Santa Catarina, Centro de Ciências Físicas e
Matemáticas, Programa de Pós-Graduação em Física,
Florianópolis, 2019.

Inclui referências.

1. Física. 2. Variáveis Cataclísmicas. 3. Variações
de período orbital. 4. Terceiro corpo. I. Baptista,
Raymundo. II. Universidade Federal de Santa
Catarina. Programa de Pós-Graduação em Física. III.
Título.

Leandro de Oliveira Souza

**VARIAÇÕES CÍCLICAS DE PERÍODO ORBITAL EM
BINÁRIAS CATACLÍSMICAS: TESTANDO A HIPÓTESE
DE TERCEIRO CORPO**

Esta Dissertação foi julgada aprovada para a obtenção do Título de MESTRE EM FÍSICA na área de concentração ASTROFÍSICA, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Física.

Florianópolis, 29 de Março 2019.

Prof. Dr. Ivan Helmuth Bechtold
Coordenador do Curso

Prof. Dr. Raymundo Baptista
Orientador

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Raymundo Baptista
Presidente UFSC

Prof. Dr. Leonardo Andrade de Almeida
Membro externo UFRN

Prof. Dr. Alexandre Miers Zabot
Membro titular UFSC

Prof. Antonio Nemer Kanaan Neto, Phd.
Membro titular UFSC

À Leila e Leandro Augusto.
À Francisca.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha Mãe Francisca, pelo apoio incondicional, e incentivo nos momentos de desânimo.

À Leila, meu grande amor, por tornar a caminhada muito mais feliz.

À Reico, por me acolher como um filho.

À meu pai José João e meu irmão Rodrigo, por mesmo distantes, torcerem pelo meu sucesso.

Ao meu tio Edivaldo, há muitos anos, sua influência transformou meu futuro.

Ao Professor Raymundo Baptista, pelas orientações e ensinamentos. Sua dedicação e empolgação com a pesquisa contagia e motiva os estudos.

Ao Professor Bernardo Borges por compartilhar conhecimento, principalmente nas viagens ao LNA.

Aos amigos Eduardo A., Eduardo W. e Wagner que dividiram a caminhada acadêmica e a tornaram mais divertida.

Aos amigos do morro do pantanal que dividiram tantos momentos de alegria.

Aos Professores e alunos do GAS/UFSC pelo ambiente muitas vezes descontraído, mas de muito aprendizado.

À UFSC pela estrutura, e aos Professores da graduação e mestrado, representados pelos Professores, Valderes Drago, Wagner Figueiredo e Felipe Arretche.

Aos demais amigos e familiares.

À Capes, pelo apoio financeiro.

Em algum lugar, alguma coisa incrível está esperando para ser descoberta.

Carl Sagan

RESUMO

Neste trabalho apresentamos os resultados do estudo de variações cíclicas de período orbital (P_{orb}) em Variáveis Cataclísmicas (VCs). Procuramos na literatura todos os objetos cujos diagramas observado-menos-calculado ($O - C$) são bem amostrados e precisos e compilamos uma lista com cerca de duas dezenas de VCs que apresentam variações cíclicas de P_{orb} . Assumindo a hipótese de terceiro corpo como causa das variações de período, estimamos a massa do terceiro corpo m_3 e a separação entre a binária e o terceiro corpo a_3 em cada caso. Os valores de m_3 para sistemas de curto período orbital são uma ordem de grandeza menores que para sistemas de longo período orbital, enquanto os valores de a_3 independem de P_{orb} . Uma vez que as VCs evoluem em direção a P_{orb} 's menores, isso implica em considerável perda de massa do terceiro corpo ao longo do tempo. Desenvolvemos um modelo que assume que a perda de massa do terceiro corpo esteja associada à interação com a ejecta nas erupções recorrentes de Nova que ocorrem nas VCs e outro modelo com ajuste empírico à perda de massa do terceiro corpo. Nenhum dos modelos consegue explicar simultaneamente o comportamento das distribuições $m_3(P_{orb})$ e $a_3(P_{orb})$, pois a perda de massa combinada da binária e do terceiro corpo impõe um aumento da separação orbital a_3 por fatores 10-500 para P_{orb} 's curtos, em completa discrepância com as distribuições obtidas. Isso mostra que a hipótese de terceiro corpo é estatisticamente inconsistente e não pode ser usada para explicar as variações cíclicas de P_{orb} observadas em VCs. Essa incompatibilidade e a correlação entre a amplitude da modulação e o P_{orb} da VC reforçam a hipótese de que variações cíclicas de P_{orb} são consequência de atividade magnética na estrela de tipo solar. A segunda parte do trabalho envolveu a expansão da base de tempo de monitoramento das variações cíclicas de P_{orb} de V4140 Sgr por um fator 2, o que nos permitiu testar criticamente se a modulação em P_{orb} detectada é ou não estritamente periódica. Utilizando dados coletados no Observatório do Picos dos Dias (OPD/LNA) entre 2006 e 2016, geramos séries temporais de fotometria diferencial, medimos instantes de eclipses médios para cada ano, e atualizamos o diagrama (O-C), dobrando sua cobertura temporal. Quando combinados com os dados da literatura, os novos instantes de eclipse revelam que o P_{orb} de V4140 Sgr varia de forma cíclica mas não estritamente periódica. Estes resultados mostram que a hipótese de terceiro corpo não é adequada

para explicar as variações cíclicas de período observadas em V4140 Sgr.
Palavras-chave: Variáveis Cataclísmicas. Variações de período. Terceiro corpo.

ABSTRACT

In this work we present the results of the study of cyclical period (P_{orb}) changes in Cataclysmic Variables (CVs). We looked in the literature for all objects the observed-minus-calculated diagrams ($O - C$) of which are well sampled and accurate and compiled a list of about two dozen CVs that display cyclical period changes. Assuming the third body hypothesis as the cause of period changes, we estimated the mass of the third body m_3 and the separation between the binary and the third body a_3 in each case. The m_3 values for short period systems are an order of magnitude smaller than those of the long period systems, whereas the inferred a_3 values are independent of P_{orb} . Since CVs evolve towards shorter P_{orb} values, this implies in significant mass loss from the third body. We developed a model which assumes that the third body mass loss is associated to its interaction with the ejecta of the recurrent CVs Nova eruptions as well as another model with an empirical fit to the presumed third body mass loss. None of the models is able to explain simultaneously the observed behavior of the $m_3(P_{orb})$ and $a_3(P_{orb})$ distributions, because the combined mass loss from the binary and the third body demands an increase in orbital separation a_3 by factors 10-400 for short period systems, in clear disagreement with the observed distributions. This result shows that the third body hypothesis is statistically inconsistent and can not be used to explain the cyclical period changes observed in CVs. This incompatibility and the correlation between the amplitude of the modulation and the P_{orb} of the CV reinforce the hypothesis that cyclical period changes are a consequence of magnetic activity on the solar-type star. The second part of the work involved expanding the baseline of monitoring the cyclical period changes of V4140 Sgr by a factor 2, which allowed us to critically test whether the observed P_{orb} modulation is strictly periodic or not. We used optical data collected at the Observatório do Pico dos Dias (OPD/LNA) between 2006 and 2016 to generate time-series of differential photometry, to measure average eclipse times for each year, and to expand the timeline of its (O-C) diagram by a factor 2. When combined with the data in the literature, the new eclipse timings reveal that the orbital period of V4140 Sgr changes in a cyclical but not strictly periodic way. These results show that the third-body hypothesis is not adequate to explain the cyclical period changes observed in V4140 Sgr. **Keywords:** Cataclysmic Variables. Period changes. Third body.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 Equipotenciais de Roche. Os pontos ($L_1 - L_5$) são os pontos Lagrangeanos. L_1 é um ponto de sela de Φ e é chamado de ponto Lagrangeano interno. Os pontos L_4 e L_5 são pontos de máximo locais e também são chamados de pontos dos asteróides Troianos. Extraído de Benacquista e Downing (2013). 32
- Figura 2 Representação artística de VCs. Em (a) está representada uma VC não magnética, ilustrando a secundária, o jorro e o disco de acréscimo e a AB central. Em (b) está representada uma VC magnética onde o acréscimo sobre a AB ocorre através de uma coluna de acréscimo. Extraído de Pringle e Wade (1985). 33
- Figura 3 Diagrama esquemático da formação de um disco de acréscimo. Extraído de Verbunt (1982). 35
- Figura 4 Histograma do número de VCs conhecidas em função do período orbital (eixo x superior) ou frequência orbital (eixo x inferior). A significativa deficiência de objetos na faixa de períodos entre 2-3h é conhecido como 'lacuna em períodos' (ou *period gap*). Extraído de Webbink e Wickramasinghe (2002). 38
- Figura 5 Diagrama (O-C) de UX UMA em relação à efeméride linear de melhor ajuste representada pela linha pontilhada. A linha tracejada indica a efeméride linear de Rubenstein et al. (1991). A linha sólida preta representa o melhor ajuste parabólico não ponderado. Extraído de Baptista et al. (1995). 39
- Figura 6 Esquema de um terceiro corpo (círculo preto fechado) orbitando o centro de massa do sistema ternário. A binária está representada pelo círculo fechado azul. As distâncias da binária r_b e do terceiro corpo r_p ao centro de massa do sistema ternário estão também indicadas no diagrama. As dimensões da binária e do terceiro corpo são meramente ilustrativas e não estão em escala. 41
- Figura 7 Esquema mostrando a conexão entre um diagrama (O-C) e variações em P_{orb} causadas pelo tempo adicional de trânsito da luz entre a binária num sistema ternário e o observador na Terra. A Figura está fora de escala. 42
- Figura 8 Deslocamento em fase do período (acumulado) que se fosse constante seguiria a linha sólida reta. A curva sólida parabólica acompanhada pelos pontos corresponde à predição da Relatividade Geral de perda de energia para radiação gravitacional, ou

$\dot{P} = -2.40 \times 10^{-12}$. Extraído de Taylor e Weisberg (1982).	44
Figura 9 a) Curvas de luz em fase de HT Cas, b) curva filtrada e deslocada em -50 counts/s, c) reconstrução da componente da AB deslocada em -100 counts/s, d) derivada da curva b escalonada e deslocada em -230 counts/s e) curva de HT Cas subtraída da componente da AB deslocada por -475 counts/s. Extraído de (Wood; Irwin; Pringle, 1985).	52
Figura 10 Três problemas que afetam a detecção de variações cíclicas de período em diagramas (O-C). O painel superior ilustra a má amostragem, o painel central ilustra cobertura pobre cobrindo menos de um ciclo da modulação e o painel inferior ilustra grandes incertezas nos instantes de eclipses. A linha pontilhada ilustra modulação de 20 anos e amplitude de 50 s nos painéis superior e central e 20 s no painel inferior. As linhas sólidas mostram os melhores ajustes aos dados. Os círculos pretos representam os instantes de eclipse com suas barras de erros. Extraído de Borges et al. (2008).	54
Figura 11 Diferença entre BJD_{TDB} e JD_{TT} ao longo de um ano. Está plotado o máximo efeito cuja amplitude é amortizada quanto maior o ângulo de observação em relação a eclíptica. Foram excluídos todos os pontos onde a massa de ar é maior que 3. Extraído de (Eastman; Siverd; Gaudi, 2010).	57
Figura 12 Diferença entre BJD_{TDB} e HJD_{TDB} ao longo de cinco décadas. Está plotado o máximo efeito. A primeira periodicidade é devido a Júpiter e a segunda a Saturno. Extraído de (Eastman; Siverd; Gaudi, 2010).	58
Figura 13 Diferença entre BJD_{TDB} e BJD_{UTC} . Extraído de (Eastman; Siverd; Gaudi, 2010).	59
Figura 14 Distribuição de massas m_3 de terceiro corpo orbitando VCs.	64
Figura 15 Distribuição de distâncias a_3 de terceiro corpo orbitando VCs.	65
Figura 16 Distribuição de massas (D_{m3}) de terceiro corpo geradas por métodos numéricos para V4140 Sgr.	66
Figura 17 Distribuição de separação (D_{a3}) de terceiro corpo geradas por métodos numéricos para V4140 Sgr.	67
Figura 18 Massa da AB versus período orbital de VCs eclipsantes: a linha sólida mostra a estimativa da massa média da AB, a linha tracejada mostra o melhor ajuste linear aos dados. Extraído de	

Knigge, Baraffe e Patterson (2011).	70
Figura 19 Relações assintóticas entre massa do material acretado e as taxas de acréscimo para várias ABs (linhas sólidas grossas). As linhas sólidas finas indicam os períodos de recorrência das erupções de novas. A linha tracejada grossa mostra os limites onde tais relações valem. As linhas finas tracejada e pontilhada estão relacionadas ao mecanismo de ignição do material acretado e seu estudo está além do objetivo deste trabalho. Extraído de Fujimoto (1982).	71
Figura 20 Mapa de χ^2 . O eixo y corresponde às massas iniciais e γ é o fator de perda de massa assumido no modelo onde $m_3^i = (1 - \gamma) m_3^{(i-1)}$ a cada nova erupção que o sistema se submete.	73
Figura 21 Distribuição de massas de terceiro corpo orbitando VCs (círculos azuis). As linhas sólidas vermelha e verde correspondem a evolução de m_3 para P_{orb} inicial de 8 e 6 horas, respectivamente. A evolução da VC ocorre em direção a P_{orb} 's menores. As linhas tracejadas correspondem à evolução da massa do terceiro corpo para valores iniciais $1/2 m_3^0$ (curva inferior) e $3/2 m_3^0$ (curva superior).	74
Figura 22 Distribuição de separação de terceiro corpo orbitando VCs (círculos azuis). As linhas sólidas vermelha e verde correspondem a evolução de a_3 para P_{orb} inicial de 8 e 6 horas, respectivamente. A evolução da VC ocorre em direção a P_{orb} 's menores. As linhas tracejadas correspondem à evolução da separação do terceiro corpo para valores iniciais $1/2 a_3^0$ (curva inferior) e $3/2 a_3^0$ (curva superior).	75
Figura 23 Distribuição de massas de terceiro corpo orbitando VCs (círculos azuis). A linha sólida preta corresponde ao ajuste em escala log-log que melhor representa a taxa observada de variação de m_3	76
Figura 24 Distribuição de separação de terceiro corpo orbitando VCs (círculos azuis). A linha sólida preta corresponde à evolução de a_3 . O modelo adota o valor inicial $a_3^0 = 4 UA$	77
Figura 25 Carta estelar de V4140 Sgr. Estão indicadas a estrela variável (V), a estrela de referência (R) e três estrelas de comparação (C1-C3).	80
Figura 26 Curvas de luz obtidas com dados de 2015, onde a magnitude da estrela de referência está representada pela curva amarela deslocada no eixo y, a diferença de magnitude entre a estrela variável V4140 Sgr e a estrela de referência R está representada pela curva verde, as curvas preta, vermelha e azul são curvas das diferenças de magnitude entre as três estrelas de comparação C1-C3 e	

a referência R.	81
Figura 27 Curvas de luz obtidas com dados de 2012. A notação é a mesma da Fig.26. Nesta data a variável estava em erupção, ~ 1 mag mais brilhante que no estado quiescente e com eclipses mais rasos.	83
Figura 28 Curvas de luz obtidas com dados de 2015 combinadas em fase orbital (pontos verdes). A linha sólida preta mostra a curva de luz combinada e suavizada com filtros de mediana e média deslizante.	84
Figura 29 Curvas de luz obtidas com dados de 2015 combinadas em fase orbital (pontos verdes). A linha sólida preta mostra a curva de luz combinada e suavizada com filtros de mediana e média deslizante. A curva derivada suavizada está representada pela curva vermelha. As duas linhas verticais violetas representam os pontos de ingresso (mínimo da derivada) e egresso (máximo da derivada) da AB. A linha vertical azul representa o instante de eclipse médio.	86
Figura 30 Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr com relação à efeméride linear de Baptista et al. (2003). Os pontos pretos correspondem aqueles buscados na literatura. Os pontos vermelhos correspondem aos instantes obtidos neste trabalho. A curva azul corresponde à efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste de Baptista et al. (2003).	88
Figura 31 Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr em relação à efeméride revisada da Tabela 6.	90
Figura 32 Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr em relação à efeméride revisada da Tabela 6 com cobertura de 30 anos. A curva azul sólida corresponde ao melhor ajuste linear mais senoidal.	91
Figura 33 Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr em relação à efeméride revisada da Tabela 4 com cobertura de 30 anos. As curvas sólidas azul e laranja correspondem aos ajustes linear mais senoidal considerando os ciclos [12-129370] e [137050-184695] respectivamente.	92

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Objetos com variações cíclicas de período orbital	62
Tabela 2	Parâmetros orbitais	63
Tabela 3	Número de eclipses de V4140 Sgr coletados de 2006-2016	82
Tabela 4	Instantes de eclipse de V4140 Sgr (2006-2016)	87
Tabela 5	Instantes de eclipse de V4140 Sgr (1985-2016)	89
Tabela 6	Efeméride linear	90

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

VC	Variável Cataclísmica	29
AB	Anã Branca.....	29
PVC	Pré-Variável Cataclísmica.....	29
SP	Sequência Principal	34
TAI	Tempo Atômico Internacional.....	56
UTC	Tempo Universal Coordenado.....	56
IERS	Serviço Internacional de Sistemas de Referência e Rota- ção da Terra	56
UT	Tempo Universal.....	56
TT	Tempo Terrestre	56
TDT	Tempo Dinâmico Terrestre.....	56
ET	Tempo das Efemérides	56
TDB	Tempo Dinâmico Baricêntrico.....	56
BJDD	Data Dinâmica Juliana Baricêntrica.....	60
LNA	Laboratório Nacional de Astrofísica	79
OPD	Observatório do Pico dos Dias	80
AWF	Astronomer's Weighting Function	89

LISTA DE SÍMBOLOS

P_{orb}	Período orbital	29
R_{\odot}	Raio do sol	29
$O - C$	Observado-Menos-Calculado	30
M_1	Massa da primária	31
M_2	Massa da secundária	31
a	Separação orbital	31
G	Constante gravitacional universal	31
q	Razão de massa	31
m_1	Massa da primária em unidades de massa solar	31
Φ_R	Potencial de Roche	31
ω_{orb}	Velocidade angular	31
L_1	Ponto Lagrangeano interno	31
J	Momento angular total de uma Variável Cataclísmica	36
R_{L2}	Raio de uma esfera de mesmo volume do dobro de Roche	37
a_3	Distância do terceiro corpo à binária	40
r_b	Distância da binária ao centro de massa do sistema ternário	40
r_p	Distância do terceiro corpo ao centro de massa do sistema ternário	40
M_{Bin}	Massa da binária	40
m_3	Massa do terceiro corpo	40
P_3	Período orbital do terceiro corpo	40
P_{mod}	Período da modulação	41
A_{mod}	Amplitude da modulação	41
i	Ângulo de inclinação	42
c	Velocidade da luz	42
\dot{J}_{MB}	Taxa de variação de momento angular via Freio Magnético.	43
\dot{J}_{GR}	Taxa de variação de momento angular via radiação gravitacional	43
Q_{ik}	Tensor de Quadrupolo	47
ϕ_i	Centro do ingresso da AB	85
ϕ_e	Centro do egresso da AB	85
ϕ_m	Instante de eclipse médio	85

$\Delta\phi$	Largura do eclipse.....	85
--------------	-------------------------	----

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	29
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	31
2.1 GEOMETRIA DE ROCHE	31
2.2 EVOLUÇÃO DE VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS	34
2.2.1 O modelo canônico e o cenário de Evolução de VCs	34
2.3 VARIAÇÕES DE PERÍODO ORBITAL DE VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS	39
2.3.1 Efeito de Tempo-luz	40
2.4 FREAMENTO MAGNÉTICO	43
2.5 RADIAÇÃO GRAVITACIONAL	43
2.6 O MECANISMO DE APLEGATE	44
3 MEDINDO VARIAÇÃO DE PERÍODO ORBITAL EM VCS ECLIPSANTES	51
3.1 INTRODUÇÃO	51
3.2 MEDINDO INSTANTES DE ECLIPSE	51
3.3 REQUISITOS PARA O DIAGRAMA ($O - C$)	53
3.4 PADRÃO DE TEMPO E REFERENCIAL DAS MEDIDAS DE TEMPO	55
4 TESTANDO A HIPÓTESE DE TERCEIRO CORPO CIRCUMBINÁRIO	61
4.1 INTRODUÇÃO	61
4.2 MEDIDAS INDIRETAS DE MASSA E SEPARAÇÃO DE TERCEIRO CORPO	61
4.2.1 Cálculo dos erros	65
4.2.1.1 Casos individuais	65
4.2.1.2 Métodos numéricos	66
4.2.1.3 Métodos analíticos	68
4.3 SIMULANDO VC HOSPEDANDO TERCEIRO CORPO ...	68
4.3.1 Considerações evolucionárias	68
4.3.2 modelo 1: perda de massa dada por erupções de novas	72
4.3.3 modelo 2: perda de massa dada por ajuste empírico	76
5 VARIAÇÕES CÍCLICAS DE PERÍODO EM V4140 SGR	79
5.1 INTRODUÇÃO	79
5.2 COLETA E REDUÇÃO DE DADOS	80
5.3 INSTANTES DE ECLIPSE DE V4140 SGR	82

5.4	VARIAÇÕES DE PERÍODO EM V4141 SGR	87
5.5	VARIAÇÕES DE PERÍODO DE V4140: TERCEIRO CORPO X ATIVIDADE MAGNÉTICA.....	90
6	DISCUSSÃO E CONCLUSÕES	93
	REFERÊNCIAS	97

1 INTRODUÇÃO

Uma estrela binária é composta por duas estrelas orbitando o centro de massa do sistema. Estima-se que mais da metade das estrelas no céu são estrelas binárias ou múltiplas. Um dos homens de maior legado na astronomia, Willian Herschel (1738-1822), foi o primeiro a estabelecer que uma binária trata-se de corpos interagindo gravitacionalmente e não simples resultado de projeção visual (estrelas duplas aparentes). A gravitação de Newton vale fora do sistema Solar! A relevância das binárias para a Astrofísica é enorme, uma vez que permite extrair parâmetros físicos importantes que não poderiam ser obtidos (ou que não seriam tão precisamente obtidos) de observações em estrelas isoladas.

Existe uma gama enorme de subclassificações de binárias. Uma dessas subclasses são as binárias eclipsantes, em que o plano orbital binário está paralelo (ou quase paralelo) à linha que une a binária à Terra. A cada alinhamento entre as estrelas da binária e a Terra um eclipse ocorre. Quando a estrela de menor brilho oculta a de maior brilho o eclipse é dito primário e o brilho cai drasticamente. O eclipse secundário ocorre quando a estrela de maior brilho oculta a de menor brilho. O período orbital (P_{orb}) pode ser obtido medindo-se dois instantes de eclipses primários consecutivos.

Se as componentes de sistemas binários estão próximas pode haver troca de material entre elas. O estudo de objetos interagentes é rico pela diversidade de fenômenos a eles associados (eg, supernovas Ia, novas, novas anãs, discos de acréscimo, emissão de raio-x etc). Variáveis Cataclísmicas (VCs) são binárias compactas (separação orbital $a \sim 1R_{\odot}$) compostas por uma estrela de tipo solar (secundária) que transfere matéria para uma Anã Branca (AB, primária). Elas correspondem ao estágio evolutivo avançado de binárias com separações iniciais $130 < a/R_{\odot} < 2000$ que passaram por uma fase de envelope comum (com perda de massa e ampla perda de momento angular orbital), deixando uma binária compacta desligada (sem transferência de matéria, chamada de pré-Cataclísmica, pVC). A posterior perda de momento angular reduz ainda mais a separação orbital até que a secundária preencha seu lobo de Roche e inicie a transferência de matéria em sua fase da vida como VC (HELLIER, 2001; WARNER, 1995). Os instantes de eclipse em VCs de alta inclinação podem ser medidos com precisão de segundos, permitindo a detecção e o acompanhamento de mudanças em P_{orb} causadas por (i) perda de momento angular orbital

(P_{orb} decrescente) (Rappaport; Verbunt; Joss, 1983; King, 1988), (ii) atividade magnética na estrela de tipo solar modulando sua frequência de rotação (e consequentemente, P_{orb}) de forma semelhante ao ciclo magnético do Sol (variação cíclica mas não periódica de P_{orb}) (Applegate, 1992; Lanza; Rodonò, 1999; Lanza, 2006), ou (iii) pela presença de um terceiro corpo orbitando a binária e causando modulação do tempo de viagem da luz da binária ao observador (variação estritamente periódica de P_{orb}) (Yang et al., 2010).

Os objetivos desse trabalho são (1) testar a hipótese de terceiro corpo como explicação para as variações cíclicas de P_{orb} observadas, e (2) expandir a base de tempo de medidas de variações em P_{orb} da VC eclipsante V4140 Sgr para verificar se suas variações são ou não estritamente periódicas (modulações de P_{orb} não periódicas excluem a explicação por terceiro corpo).

O Capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica da estrutura e evolução de VCs relacionadas às variações cíclicas de período orbital. O Capítulo 3 discute os aspectos técnicos da construção de um diagrama observado-menos-calculado ($O-C$) que permita detectar as modulações de período de VCs eclipsantes. O Capítulo 4 reporta os resultados do teste estatístico da hipótese de terceiro corpo com base nos dados de variação cíclica de P_{orb} de uma amostra de 22 objetos. O Capítulo 5 descreve o estudo da VC eclipsante V4140 Sgr desde a coleta de dados até a construção e interpretação de um diagrama ($O-C$) cobrindo mais de três décadas. O Capítulo 6 apresenta as conclusões e perspectivas.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 GEOMETRIA DE ROCHE

Desde que Robert Kraft e colegas identificaram que Variáveis Cataclísmicas são pares de estrelas orbitando tão de perto que material flui entre elas, têm se investigado esse tipo de binária interagente. A maioria das VCs têm órbitas circulares e secundárias com período de rotação sincronizado ao P_{orb} da binária (Warner 1995) pois efeitos de maré ocorrem em escalas de tempo bem menores ($10^4 - 10^5$ anos) que as escalas de tempo de evolução secular ($10^8 - 10^9$ anos).

Para uma binária cerrada com massas M_1 e M_2 , usa-se a terceira lei de Kepler para obter a separação orbital a ,

$$a^3 = G(M_1 + M_2) \left(\frac{P_{orb}}{2\pi} \right)^2. \quad (2.1)$$

Definindo-se $q = M_2/M_1$ e $m_1 = M_1/M_\odot$ pode-se rescrever a equação acima,

$$a = 3.53 \times 10^{10} m_1^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{orb}^{2/3} (h) cm. \quad (2.2)$$

Em um sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) girante com origem no centro da estrela de massa M_1 , eixo z perpendicular ao plano orbital e eixo x na direção dos centros das estrelas, o potencial total é dado por (FRANK J.; KING; RAINE, 1992),

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{[x^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{1}{2} \omega_{orb}^2 [(x-\mu a)^2 + y^2], \quad (2.3)$$

onde $\mu = M_2/(M_1 + M_2)$ é a massa reduzida e $\omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ é a velocidade angular. As superfícies Φ_R constantes são as equipotenciais de Roche, e os pontos críticos de Φ_R são denominados Pontos Lagrangeanos.

Os Lobos de Roche são as menores superfícies equipotenciais comuns às duas estrelas, que se tocam no ponto Lagrangeano interno $L1$. Se nenhuma das estrelas de uma binária preenche o lobo de Roche não há troca de material estelar e o sistema é dito desligado. Por outro lado se uma das estrelas preenche seu lobo de Roche, matéria será transferida para a companheira através do ponto Lagrangeano interno

L_1 e o sistema é chamado de sistema semi-ligado. No caso em que as duas estrelas preenchem seus lobos de Roche o sistema é dito ligado.

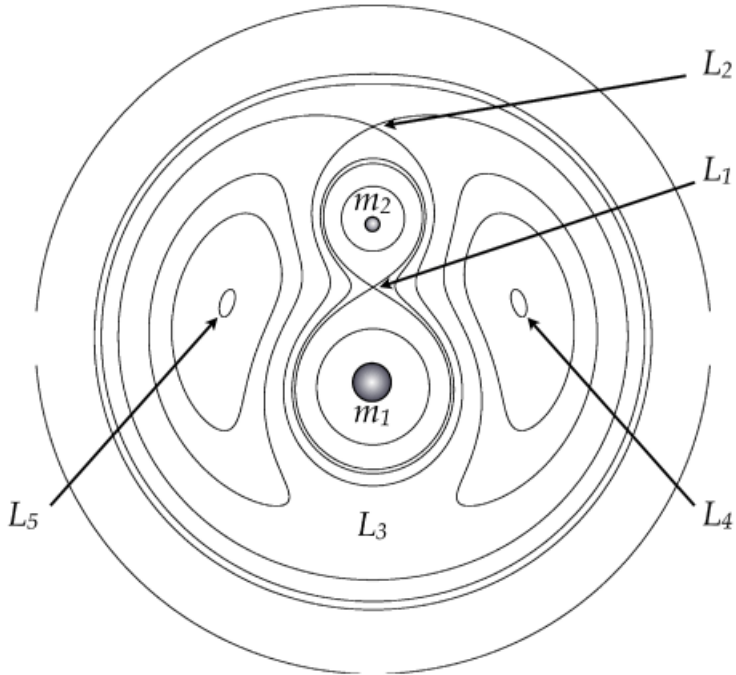


Figura 1 – Equipotenciais de Roche. Os pontos ($L_1 - L_5$) são os pontos Lagrangeanos. L_1 é um ponto de sela de Φ e é chamado de ponto Lagrangeano interno. Os pontos L_4 e L_5 são pontos de máximo locais e também são chamados de pontos dos asteróides Troianos. Extraído de Benacquista e Downing (2013).

VCs são binárias semi-ligadas onde uma estrela de tipo solar extravasa seu lobo de Roche e transfere matéria para uma AB via um disco ou coluna de acréscimo, em escalas de tempo de $10^8 - 10^9$ anos. A Figura 2 mostra uma representação artística de uma VC não magnética e de uma VC magnética. No segundo caso o intenso campo magnético da AB assegura o sincronismo entre rotação da AB e P_{orb} e impede a formação de um disco, forçando o jorro de matéria a seguir as linhas do campo e ser acretada à AB pelos seus polos magnéticos. Uma terceira configuração ocorre nos polares intermediários, onde existe formação de disco nas regiões mais afastadas da AB e acréscimo controlado pelo campo magnético da AB em sua proximidade. Neste caso não existe sincronismo entre rotação da AB e P_{orb} (WARNER, 1995; HELLIER, 2001).

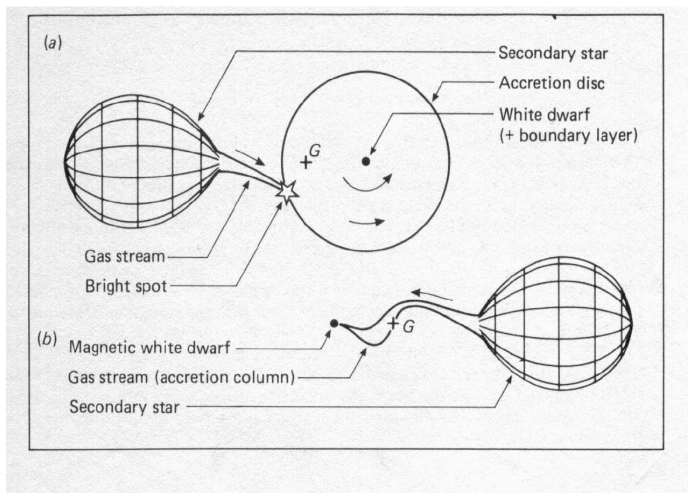


Figura 2 – Representação artística de VCs. Em (a) está representada uma VC não magnética, ilustrando a secundária, o jorro e o disco de acréscimo e a AB central. Em (b) está representada uma VC magnética onde o acréscimo sobre a AB ocorre através de uma coluna de acréscimo. Extraído de Pringle e Wade (1985).

2.2 EVOLUÇÃO DE VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS

2.2.1 O modelo canônico e o cenário de Evolução de VCs

De acordo com o modelo canônico de formação e evolução de VCs, a progenitora é uma binária desligada, composta por duas estrelas da sequência principal (SP). A estrela de maior massa (a primária) evolui primeiro para o ramo das gigantes, preenchendo seu lobo de Roche e transferindo matéria para a companheira menos massiva (a secundária). Quando $q > 1$, i.e., quando uma estrela mais massiva transfere massa para uma menos massiva, a doadora diminui seu lobo de Roche aumentando a transferência de massa ainda mais. Esse processo leva a uma transferência de matéria em uma escala de tempo dinâmica, limitada apenas pela incapacidade do envelope de se expandir a velocidades supersônicas. A estrela secundária não consegue ajustar sua estrutura interna a essa taxa de acréscimo elevada e também se expande, preenchendo seu lobo de Roche. Inicia-se a fase de envelope comum, onde as duas estrelas preenchem seu lobo de Roche e a binária é dita Ligada. Durante a fase de envelope comum a binária perde momento angular e encolhe, ejetando boa parte do envelope comum como uma nebulosa planetária. Como resultado surge uma pré-VC (pVC), uma binária compacta composta por uma AB e uma secundária fria desligadas. A partir daí, o período e a separação da binária irão diminuir devido à perda de momento angular do sistema por freamento magnético e/ou emissão de ondas gravitacionais. Quando a secundária preenche novamente seu lobo de Roche, começa a transferência de matéria para a AB. Tal binária semi-ligada é classificada como uma Variável Cataclísmica.

Para os casos onde o campo magnético da AB não é muito intenso, o jorro de matéria que extravasa da secundária pelo ponto lagrangeano interno segue uma trajetória balística em torno da primária, chocando-se com ele próprio após contornar a AB. O jorro não cai diretamente sobre a AB (por conta da conservação do momento angular), mas forma um anel em torno desta (uma vez que a órbita de menor energia para um dado momento angular é um círculo). Atrito viscoso entre anéis adjacentes espalha o material na direção radial, levando à formação de um disco de acréscimo onde a matéria flui para raios menores enquanto o momento angular é transportado para fora (WARNER, 1995; HELLIER, 2001). A Figura 3 mostra uma representação artística desses processos.

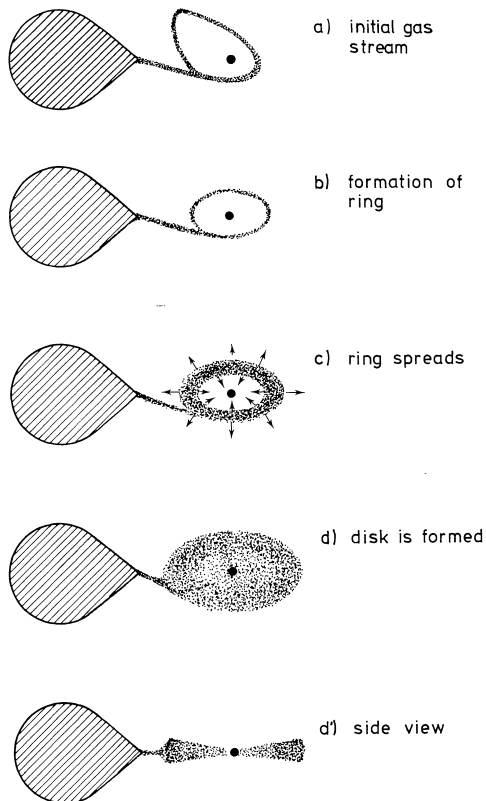


Figura 3 – Diagrama esquemático da formação de um disco de acrecimento. Extraído de Verbunt (1982).

A massa da primária m_1 deve estar na faixa $0.95 \leq m_1 \leq 10$, uma vez que primárias menos massivas não tiveram tempo de evoluir ao ramo das gigantes, e mais massivas se tornariam estrelas de nêutrons. VCs com massas de primárias na faixa $0.5 < m_1 < 1.4$ requerem binárias progenitoras com $130 \leq a/R_\odot \leq 2000$ e $0.3 \leq P_{orb}(anos) \leq 165$ para $M_1 + M_2 = 3M_\odot$ (WARNER, 1995).

A contínua transferência de matéria faz com que a matéria acrescida à AB (predominantemente hidrogênio) se acumule em uma camada de material degenerado sobre sua superfície até que a temperatura e a pressão na base dessa camada alcancem os valores necessários para ignição de fusão nuclear. Como o material degenerado não expande em

resposta ao aumento de temperatura, essa queima nuclear é explosiva e leva à ejeção do material acrescido ($10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot}$) em eventos conhecidos como erupções de novas. As erupções ocorrem a intervalos entre 10^4 e 10^5 anos, dependendo da taxa de acréscimo de matéria e da massa da AB (Fujimoto, 1982).

Para investigar como se processa a evolução de uma VC ao longo do tempo, podemos ignorar os momentos angulares da AB e da secundária e expressar o momento angular total de uma VC como,

$$J = M_1 M_2 \left(\frac{Ga}{M} \right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

onde M_1 e M_2 são as massas da primária e secundária respectivamente, M é a massa total, a é a separação orbital e G é a constante de gravitação universal.

Aplicando a derivada logarítmica temporal na Equação 2.4 e na terceira Lei de Kepler, obtemos respectivamente,

$$\frac{\dot{J}}{J} = \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{\dot{M}_2}{M_2} + \frac{1}{2} \frac{\dot{a}}{a} - \frac{1}{2} \frac{\dot{M}}{M}, \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\dot{a}}{a} = \frac{1}{6} \frac{\dot{M}}{M} + \frac{1}{3} \frac{\dot{P}}{P}, \quad (2.6)$$

onde P é o período orbital.

Se a evolução ocorre tanto com conservação da massa quanto do momento angular ($\dot{M} = 0$, $M_1 + M_2 = \text{cte}$ e $\dot{J} = 0$), as Eqs. 2.5 e 2.6 se reduzem a,

$$\frac{\dot{P}}{P} = 3(q - 1) \frac{\dot{M}_2}{M_2}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2(q - 1) \frac{\dot{M}_2}{M_2}, \quad (2.8)$$

Para que o lobo de Roche encolha e assegure a transferência contínua de matéria (com perda de massa $\dot{M}_2 < 0$) a separação e o período orbital devem diminuir com o tempo, o que, segundo as Eqs. 2.7 e 2.8, só ocorre nos casos em que $q > 1$.

Podemos obter uma expressão adicional relacionando a taxa de redução no tamanho do lobo de Roche \dot{R}_{L2} à taxa de variação na massa da secundária \dot{M}_2 . Paczyński (1971) obteve uma aproximação analítica para a razão entre o raio do lobo de Roche da secundária e a separação

orbital do sistema,

$$\frac{R_{L2}}{a} = 0.462 \left(\frac{q}{q+1} \right)^{1/3}, \quad (2.9)$$

onde $0.01 < q < 1$ e R_{L2} é o raio de uma esfera de mesmo volume do lobo de Roche da secundária. Combinando as Eqs. 2.8 e 2.9 obtemos,

$$\frac{\dot{R}_{L2}}{\dot{a}} = \left(2q - \frac{5}{3} \right) \frac{\dot{M}_2}{M_2}. \quad (2.10)$$

A interpretação da Equação 2.10 é que o caso de transferência de massa conservativa exige uma razão de massa mínima $q = 5/6$ para que ocorra transferência estável de material estelar. No entanto a grande maioria das VCs apresenta razão de massa $q < 5/6$ (WARNER, 1995; Smith; Dhillon, 1998). Portanto a transferência de matéria não pode ser conservativa. Ademais, para sustentar a transferência de matéria de uma estrela de menor massa para uma AB de maior massa, a binária precisa continuamente perder momento angular orbital (via freamento no vento magneticamente acoplado da estrela secundária para períodos orbitais $P_{orb} > 3h$ ou por radiação gravitacional para $P_{orb} < 2h$) e evoluir em direção a períodos mais curtos (Knigge; Baraffe; Patterson, 2011).

A Figura 4 mostra o histograma com o número de VCs conhecidas em função do período orbital. A existência de um vazio na distribuição de períodos orbitais de VCs na faixa de 2-3h (period gap) (WARNER, 1995) é explicada em termos de uma redução abrupta na eficiência do mecanismo de perda de momento angular orbital quando a secundária se torna totalmente convectiva, em $P_{orb} \sim 3h$ (Hameury; King; Lasota, 1991). Isso permite à secundária encolher e se descolar do seu lobo de Roche, interrompendo a transferência de matéria. A binária continua evoluindo em direção a P_{orb} 's menores como binária desligada, até que a redução da separação orbital leva a um novo preenchimento do lobo de Roche e ao restabelecimento da transferência de matéria em $P_{orb} \sim 2h$. Assim tanto as pVCs quanto as VCs que atravessam o *period gap* evoluem sem transferência de matéria e, portanto, sem sofrer erupções de novas.

Quando o período orbital se aproxima de 78 min a secundária torna-se degenerada e responde à perda de matéria expandindo-se (ao contrário do esperado para um gás clássico) e o período orbital volta a crescer. Isso explica a existência de um período mínimo na distribuição de VCs. A evolução nesse estágio final deve ocorrer com taxas de

transferência de matéria bem reduzidas ($\dot{M}_2 \simeq 10^{-12} - 10^{-13} M_\odot / \text{ano}$) tornando esses objetos pós-período mínimo (conhecidos como *period bouncers*) pouco luminosos e difíceis de identificar.

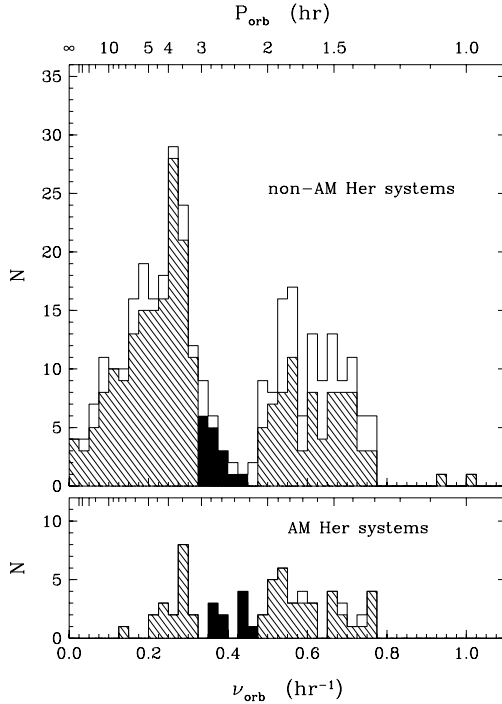


Figura 4 – Histograma do número de VCs conhecidas em função do período orbital (eixo x superior) ou frequência orbital (eixo x inferior). A significativa deficiência de objetos na faixa de períodos entre 2-3h é conhecido como 'lacuna em períodos' (ou *period gap*). Extraído de Webbink e Wickramasinghe (2002).

2.3 VARIAÇÕES DE PERÍODO ORBITAL DE VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS

A previsão de que as VCs evoluem em direção a P_{orb} 's menores levou a estudos de monitoração do período orbital em VCs eclipsantes na expectativa de identificar uma redução progressiva de P_{orb} para testar e confirmar este cenário evolutivo (p.ex., Beuermann e Pakull 1984; Baptista et al. 1995). Variações de P_{orb} são investigadas com diagramas (O-C), plotando a diferença entre cada instante de eclipse observado e o instante previsto por uma efeméride, uma equação que prevê os instantes futuros de eclipse a partir do ajuste de uma função (geralmente uma reta, ver, e.g., Fig.5).

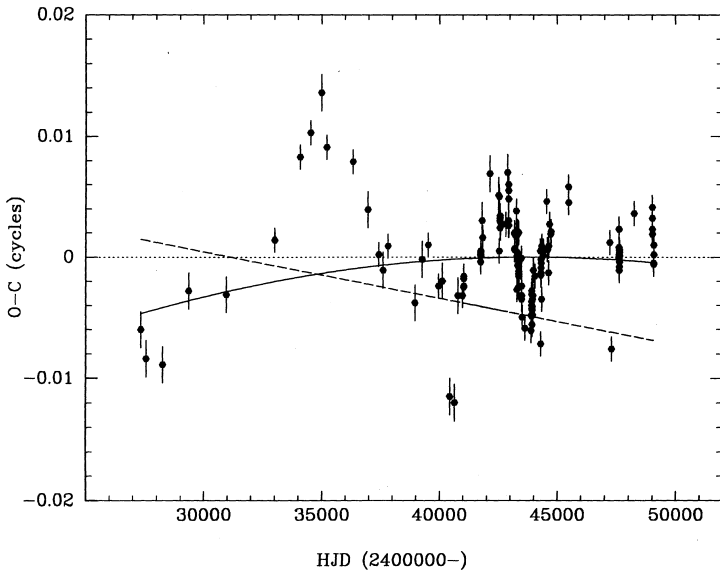


Figura 5 – Diagrama (O-C) de UX UMA em relação à efeméride linear de melhor ajuste representada pela linha pontilhada. A linha tracejada indica a efeméride linear de Rubenstein et al. (1991). A linha sólida preta representa o melhor ajuste parabólico não ponderado. Extraído de Baptista et al. (1995).

Desvios lineares dos instantes observados de eclipse em relação à efeméride de comparação indicam erros no P_{orb} ajustado. Desvios

progressivos para cima (baixo) indicam aumento (redução) no período orbital com o tempo. Após décadas de observações, os estudos são inconclusivos quanto à detecção de redução sistemática e de longo termo no período orbital das VCs. Por outro lado, todas as VCs com diagramas (O-C) bem amostrados e cobrindo mais de uma década de observações apresentam variações cíclicas de período orbital (e.g., Baptista et al. 2003). Estas variações podem ser causadas ou por ciclos de atividade magnética na estrela secundária ou pela variação do tempo de percurso da luz até o observador decorrente de um terceiro corpo orbitando a binária. A hipótese de terceiro corpo já havia sido descartada como explicação geral plausível nos anos 90 (e.g., Warner 1988, Applegate 1992, Richman et al. 1994) uma vez que ela implica em uma modulação estritamente periódica incompatível com a modulação aperiódica ou multiperiódica observada em objetos com diagrama (O-C) de maior cobertura temporal (e.g., UX UMa, Baptista et al. 1995). Mas ressurgiu com força nos últimos anos no embalo da onda de descobertas de planetas extrasolares, pois as amplitudes da modulação sugerem massas planetárias para os terceiros corpos segundo essa hipótese (Horer et al., 2012; Goździewski et al., 2012).

2.3.1 Efeito de Tempo-luz

Planetas de primeira geração em torno de binárias devem ser formados em disco protoplanetário e teoricamente são coplanares à binária central (Bonnell; Bate, 1994). A Figura 6 mostra uma concepção artística de um terceiro corpo em uma órbita circular coplanar em torno de uma binária.

A separação $a_3 = r_b + r_p$ do terceiro corpo à binária pode ser expressa pela terceira lei de Kepler,

$$a_3^3 = G (M_{Bin} + m_3) \left(\frac{P_3}{2\pi} \right)^2, \quad (2.11)$$

onde M_{Bin} é a massa da binária, m_3 é a massa do terceiro corpo e P_3 é o período orbital do terceiro corpo. A distância r_b é dada por,

$$r_b = \left(\frac{m_3}{M_{Bin} + m_3} \right) a_3. \quad (2.12)$$

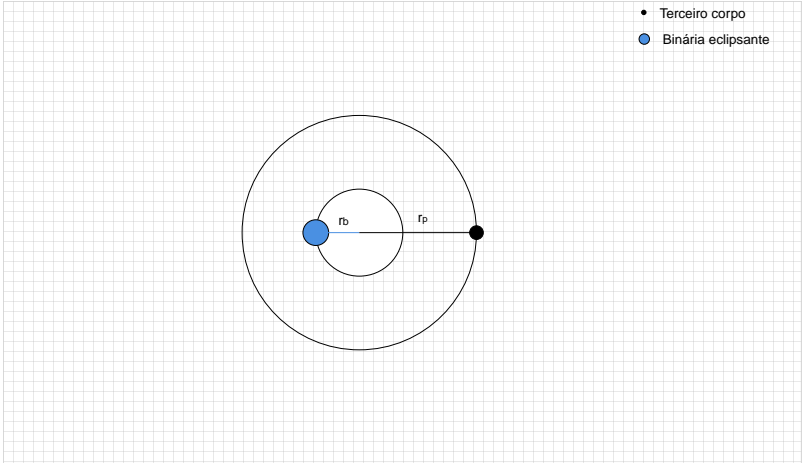


Figura 6 – Esquema de um terceiro corpo (círculo preto fechado) orbitando o centro de massa do sistema ternário. A binária está representada pelo círculo fechado azul. As distâncias da binária r_b e do terceiro corpo r_p ao centro de massa do sistema ternário estão também indicadas no diagrama. As dimensões da binária e do terceiro corpo são meramente ilustrativas e não estão em escala.

Assumindo que a modulação de período de uma binária é causada por um terceiro corpo coplanar circumbinário, é possível estimar os valores da separação a_3 e da massa do terceiro corpo m_3 a partir do período (P_{mod}) e da amplitude da modulação (A_{mod}). A Figura 7 mostra um esquema da conexão entre o diagrama ($O - C$) e o sistema ternário, binária mais terceiro corpo. Conforme a binária (círculo fechado azul) descreve sua órbita em torno do centro de massa do sistema ternário, o tempo de viagem da luz até o observador varia. Quando a binária está mais distante do observador o diagrama ($O - C$) atinge o máximo P_{orb} da modulação. Por outro lado quando a binária está mais próxima atinge o mínimo P_{orb} da modulação.

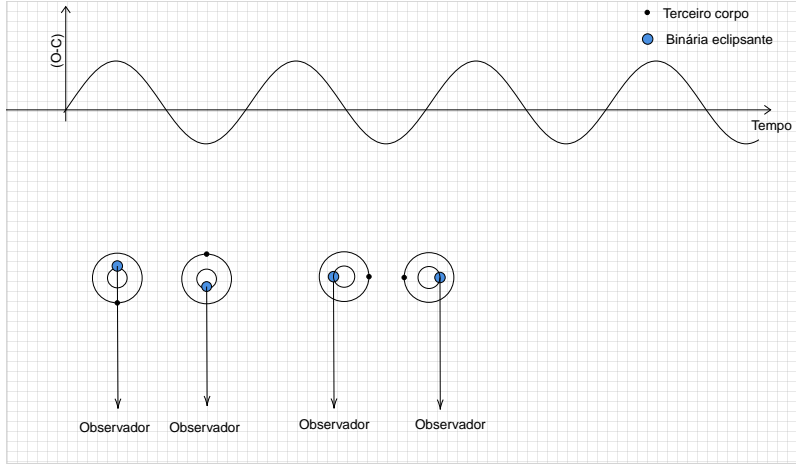


Figura 7 – Esquema mostrando a conexão entre um diagrama (O-C) e variações em P_{orb} causadas pelo tempo adicional de trânsito da luz entre a binária num sistema ternário e o observador na Terra. A Figura está fora de escala.

A hipótese coplanar implica que $i_3 = i$ onde i é a inclinação da binária. Temos então,

$$r_b \sin(i) = A_{mod}c. \quad (2.13)$$

onde c é a velocidade da luz. A Equação 2.13 conecta os parâmetros orbitais do sistema triplo aos parâmetros do diagrama (O - C). Combinando as três equações acima obtém-se a expressão,

$$\left(\frac{m_3}{M_{Bin} + m_3} \right)^3 G (M_{Bin} + m_3) \left(\frac{P_{mod}}{2\pi} \right)^2 \sin^3(i) = A_{mod}^3 c^3, \quad (2.14)$$

que pode ser escrita como,

$$m_3 = \frac{A_{mod}c(2\pi)^{2/3}(M_{Bin} + m_3)^{2/3}}{G^{1/3}P_{mod}^{2/3}\sin(i)}. \quad (2.15)$$

Note que a massa m_3 do terceiro corpo está numa equação de recorrência que pode ser resolvida facilmente por métodos numéricos. Uma vez determinada m_3 , usa-se novamente a Equação 2.11 para determinar a_3 .

2.4 FREAMENTO MAGNÉTICO

Em geral, frenagem magnética descreve qualquer perda de momento angular associada a um vento estelar ionizado. No caso das VCs, é assumido que o freio magnético está associado à estrela secundária. Isso leva à primeira conexão importante entre as propriedades da estrela de tipo solar (secundária) e a evolução secular da VC.

A Física básica do freio magnético de VCs (Rappaport; Verbunt; Joss, 1983) é fácil de entender. O vento estelar ionizado da secundária é forçado a co-rotacionar com as linhas de campo magnético até o raio de Alfvén, exercendo assim um torque de frenagem e fazendo com que esta estrela perca momento angular rotacional. Uma vez que binárias cerradas tem secundárias com rotação sincronizada ao período orbital, o efeito líquido é a extração do momento angular orbital do sistema a uma taxa $\dot{J}_{bin} \simeq \dot{J}_{MB} < 0$. Esse mecanismo conduz a evolução da binária com taxas de acréscimo $10^{-8} M_{\odot}/ano$ para $P_{orb} \sim 9h$ até $10^{-9} M_{\odot}/ano$ para $P_{orb} \sim 3h$ quando a secundária torna-se totalmente convectiva e, segundo o modelo de *disrupted braking* (Rappaport et al. 1983; Hameury et al. 1991), ocorre uma drástica redução da eficiência do freio magnético. Infelizmente, a simplicidade conceitual do freio magnético como um mecanismo de perda de momento angular não significa que seja fácil modelá-lo. Existem tantos modelos tentando descrever o freio magnético na literatura que pode ser difícil acompanhar as diferenças entre eles. Uma síntese e discussão dos principais modelos podem ser encontradas em Knigge, Baraffe e Patterson (2011).

2.5 RADIAÇÃO GRAVITACIONAL

Todas as binárias cerradas experimentam perda de momento angular devido à radiação gravitacional, a uma taxa dada por (Paczynski, 1967; Webbink, 1976),

$$\dot{J}_{GR} = -\frac{32}{5} \frac{G^{7/2}}{c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 M^{1/2}}{a^{7/2}}. \quad (2.16)$$

É aceito que, pelo menos acima do *period gap*, as taxas observadas de perda de momento angular de VCs excedem em muito as taxas de radiação gravitacional. No entanto, para curtos períodos (abaixo do *period gap*), radiação gravitacional é um importante mecanismo de evolução de VCs.

Ondas gravitacionais só foram detectadas de maneira direta em 2015 e Rainer Weiss , Kip Thorne e Barry Barish foram laureados com o Nobel de Física em 2017 por sua contribuição na detecção de ondas gravitacionais.

O Nobel de Física de 1993 foi concedido a Taylor e Weisberg. Utilizando observações do Pulsar PSR 1913+16 entre 1974 e 1981 eles construíram um diagrama ($O - C$) em relação a uma efeméride linear e mediram a taxa de variação de período orbital. Compararam seus resultados com a taxa na qual o período orbital deve decair à medida que a energia é perdida do sistema via radiação gravitacional. O excelente acordo forneceu evidência convincente (apesar de indireta) da existência de radiação gravitacional, bem como uma nova e profunda confirmação da Teoria da Relatividade Geral.

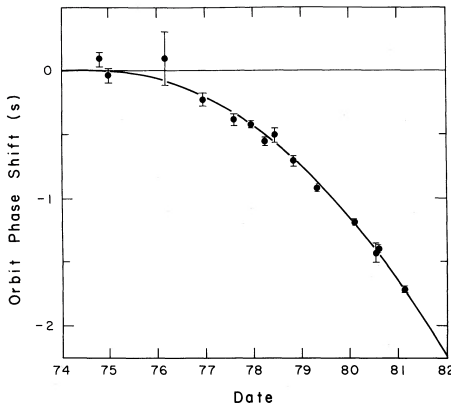


Figura 8 – Deslocamento em fase do período (acumulado) que se fosse constante seguiria a linha sólida reta. A curva sólida parabólica acompanhada pelos pontos corresponde à predição da Relatividade Geral de perda de energia para radiação gravitacional, ou $\dot{P} = -2.40 \times 10^{-12}$. Extraído de Taylor e Weisberg (1982).

2.6 O MECANISMO DE APPLGATE

Um mecanismo para explicar as variações cíclicas de P_{orb} 's observadas em binárias eclipsantes foi proposto por Applegate (1992), no qual as variações de período são explicadas como resultado de mudanças

quase-periódicas no momento quadrupolar da estrela secundária como resultado da atividade magnética. Assume-se, assim, que um campo magnético suficientemente forte é produzido regularmente durante um ciclo de dínamo, levando a uma redistribuição do momento angular dentro da estrela e, portanto, a uma mudança em seu momento de quadrupolo. Este modelo foi motivado a partir de uma amostra de 101 Algols estudadas por Hall (1989), mostrando uma forte conexão entre as variações do período orbital e a presença de atividade magnética.

Applegate e Patterson (1987) e Warner (1988) sugeriram que as variações do P_{orb} são geradas pelas mudanças no momento quadrupolar da secundária, acompanhadas por mudanças de pressão, durante um ciclo de atividade magnética similar ao do nosso Sol que causariam contração e expansão da estrela.

O modelo original foi criticado por Marsh e Pringle (1990), que mostraram que seriam necessários campos muito fortes. Assumindo que somente energia nuclear era dissipada no processo, apontaram a falha energética do modelo que gastaria mais energia na deformação do que a estrela pode produzir.

Applegate (1992) ressuscitou o modelo mostrando que as distorções surgem da redistribuição interna do momento angular durante um ciclo magnético, e não de mudanças no equilíbrio hidrostático. Esse mecanismo requer que a secundária seja variável na luminosidade em cerca de 10% durante o ciclo de atividade magnética e isso é muito pouco para ser detectado em VCs, mas foi confirmado em CG Cyg (Hall, 1991).

O Sol apresenta ciclos de manchas solares com período médio de 11 anos, mas o intervalo entre as máximas solares sucessivas pode variar de 8 a 15 anos. Além disso, existem registros de manchas solares mostrando evidências de duração muito maior do ciclo (Baliunas; Vaughan, 1985). Por analogia com o Sol, deve-se esperar que a atividade magnética em uma estrela ativa produza mudanças regulares, mas não estritamente periódicas, e vários ciclos de diferentes durações podem estar presentes.

A identificação de um mecanismo de acoplamento da órbita à mudanças em uma estrela ativa é um problema crucial para qualquer modelo que proponha a atividade magnética como a causa subjacente das modulações do período orbital. O problema da falta de um torque adequado para acoplar as mudanças na estrela ativa à órbita foi resolvido quando Matese e Whitmire (1983) e, independentemente, Applegate e Patterson (1987) perceberam que tal torque não era necessário. Esses autores perceberam que o período orbital seria alterado caso a

parte radial da aceleração gravitacional variasse, mesmo mantendo momento angular constante. Isso ocorreria se o momento de quadrupolo da estrela ativa variasse ao longo do ciclo de atividade magnética. Este mecanismo pode ser descrito da seguinte maneira. O período orbital é

$$P = \frac{2\pi a}{v}, \quad (2.17)$$

onde a é a separação orbital e v é a velocidade relativa ao centro de massa. O momento angular é

$$J = \mu v a. \quad (2.18)$$

onde μ é a massa reduzida. A velocidade de uma órbita circular está relacionada à separação orbital e à aceleração gravitacional g por,

$$v^2 = ag. \quad (2.19)$$

Combinando as três equações acima temos,

$$P = 2\pi \left(\frac{J}{\mu g^2} \right)^{1/3}, \quad (2.20)$$

que é a terceira lei Kepler escrita de uma forma não muito usual. Portanto para um momento angular J constante temos,

$$\frac{\Delta P}{P} = -\frac{2}{3} \left(\frac{\Delta g}{g} \right). \quad (2.21)$$

A aceleração gravitacional irá variar se a forma da estrela variar. Esta variação de forma é medida pela mudança do momento de quadrupolo da estrela.

O mecanismo proposto por Applegate invoca o campo magnético para causar transições entre estados de equilíbrio de fluidos. A parte rotacional do momento de quadrupolo da estrela ativa reflete a distribuição do momento angular dentro da estrela. Em particular, o momento quadupolar é mais sensível à taxa de rotação da parte externa da estrela. Se a distribuição do momento angular muda à medida que a estrela passa por seu ciclo de atividade, possivelmente devido à ação de um torque magnético, a forma da estrela mudará, e essa mudança será comunicada à órbita por gravidade, alterando-se o período orbital.

Considere uma binária cerrada contendo uma estrela magneticamente ativa separada por uma distância a de uma estrela companheira tratada com massa pontual, numa órbita circular. Se a massa e o raio

da estrela ativa são M e R respectivamente, o potencial gravitacional $\phi(x)$ fora da estrela ativa é

$$\phi(x) = -\frac{GM}{r} - \frac{3}{2}G \sum_{i,k} Q_{ik} \frac{x_i x_k}{r^5}, \quad (2.22)$$

onde x_i e x_k são coordenadas cartesianas medidas a partir do centro de massa da estrela ativa. Os termos de deformação de ordem mais alta do que quadrupolo foram desprezados. O tensor de quadrupolo é dado por

$$Q_{ik} = \int d^3x \rho(x) \left(x_i x_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} r^2 \right). \quad (2.23)$$

Considerando órbita circular e síncrona com a rotação da secundária, que o eixo x aponta para a companheira e que o momento angular é paralelo ao eixo z , somente os termos com Q_{xx} contribuem na soma da Equação 2.22 e usaremos a notação $Q = Q_{xx}$. Nesse cenário o potencial gravitacional é

$$\phi(r) = -\frac{GM}{r} - \frac{3}{2} \frac{GQ}{r^3}. \quad (2.24)$$

Em coordenadas relativas o potencial é dado por

$$\phi(r) = \left(-\frac{GM}{r} - \frac{3}{2} \frac{GQ}{r^3} \right) \left(\frac{M_t}{M} \right), \quad (2.25)$$

onde M_t é a massa total.

A velocidade relativa de uma órbita circular é dada por

$$v^2 = r \frac{d\phi}{dr}, \quad (2.26)$$

portanto temos que,

$$v^2 = \frac{GM_t}{r} \left(1 + \frac{9}{2} \frac{Q}{Mr^2} \right). \quad (2.27)$$

Desta forma as variações ΔQ , Δv e Δr estão relacionadas por

$$2 \frac{\Delta v}{v} = -\frac{\Delta r}{r} + \frac{9}{2} \frac{\Delta Q}{Mr^2}. \quad (2.28)$$

Se o período orbital é dado pela Equação 2.17 e o momento angular

dado pela Equação 2.18 é constante, então somos conduzidos a

$$\frac{\Delta r}{r} = -\frac{\Delta v}{v} \quad (2.29)$$

e

$$\frac{\Delta P}{P} = -2 \frac{\Delta v}{v}. \quad (2.30)$$

Combinando estas equações com a Equação 2.28 finalmente obtemos a expressão,

$$\frac{\Delta P}{P} = -9 \left(\frac{R^2}{a} \right) \frac{\Delta Q}{MR^2}. \quad (2.31)$$

Esta expressão já havia sido derivada por Applegate e Patterson (1987) e uma expressão equivalente por Matese e Whitmire (1983).

A Física das variações de período é simples. Se a estrela ativa torna-se mais oblata, $\Delta Q > 0$, a Equação 2.24 mostra que o campo gravitacional torna-se mais intenso no plano equatorial. Se a gravidade aumenta, a aceleração centrífuga deve aumentar para contrabalancear a gravidade. O produto rv deve se manter fixo uma vez que o momento angular é conservado. Assim v aumenta e r diminui para manter o balanço entre as forças centrífuga e gravitacional. O mínimo da modulação (menor período orbital) ocorre quando o momento de quadrupolo é máximo, pois a estrela ativa sente uma maior força gravitacional e se move mais próxima do centro de massa, e o máximo da modulação (maior período orbital) ocorre quando o momento de quadrupolo é mínimo.

Segundo o mecanismo de Applegate, a amplitude da modulação de período orbital está relacionada à amplitude de oscilação do diagrama ($O - C$) por,

$$\frac{\Delta P}{P} = 2\pi \frac{(O - C)}{P_{mod}}. \quad (2.32)$$

Para mudar suficientemente a estrutura estelar para impulsionar a oscilação de período quasi-periódica, uma certa quantidade de energia é necessária para construir um campo magnético forte, que é subsequentemente dissipado e novamente construído no próximo ciclo. Na análise de Marsh e Pringle (1990), e na reformulação de Brinkworth et al. (2006), essa energia deve ser extraída da energia convectiva da estrela, que é alimentada pela produção de energia nuclear. Nesse contexto, enquanto a energia suficiente parece estar disponível no caso de Algols, Lanza (2005) apontou que o mecanismo de Applegate precisa ser rejeitado para RS CVns, e Brinkworth et al. (2006) relataram que

as variações do período orbital do sistema NN Ser não podem ser explicadas usando o modelo de Applegate.

O modelo original de Applegate foi subsequentemente melhorado por diferentes autores. Por exemplo, a análise de Lanza, Rodono e Rosner (1998) fornece um melhor tratamento do equilíbrio mecânico, incluindo o impacto da energia rotacional e magnética no momento quadrupolar, levando a uma melhor estimativa dos requisitos de energia.

Lanza e Rodonò (1999) propuseram que um cenário energeticamente mais favorável pode ocorrer na presença de um α^2 dínamo. Rüdiger et al. (2002) incorporaram o modelo de α^2 dínamo ao mecanismo de Applegate para superar as limitações deste quando aplicado às RS CVns. Uma formulação ainda mais detalhada foi fornecida por Lanza (2006), que permite testar conceitos sobre a operação do dínamo nestas estrelas.

3 MEDINDO VARIAÇÃO DE PERÍODO ORBITAL EM VCS ECLIPSANTES

3.1 INTRODUÇÃO

Observa-se variações cíclicas de período orbital em VCs, em escalas de tempo entre 5 (IP Peg, Wolf et al., 1993) e 36 anos (HT Cas, Borges et al., 2008) e amplitudes entre 10 e 100 s. Os objetos abaixo do *period gap* apresentam amplitudes de modulação sistematicamente menores que acima do *gap*. Três aspectos fundamentais permitem a detecção dessas variações cíclicas: a) precisão na medida dos instantes de eclipses, que devem ser entre 5 e 20 s, abaixo e acima do *gap* respectivamente para que o sinal tipo senoidal não se perca no ruído, b) diagrama ($O - C$) cobrindo pelo menos um ciclo da modulação e c) boa amostragem temporal dos instantes de eclipse (a cada 1-2 anos) para minimizar a dúvida na interpretação da modulação observada. Este capítulo apresenta uma revisão bibliográfica baseada nos trabalhos de Wood, Irwin e Pringle (1985), que trata das medidas de instantes de eclipse usando a técnica da derivada, e de Borges et al. (2008), que discutem os aspectos técnicos a), b) e c) para a detecção bem sucedida das variações de período orbital de VCs. Por fim é feita uma discussão sobre conversão do tempo dos instantes de eclipses para data juliana bariocêntrica em tempo dinâmico, baseada no trabalho de Eastman, Siverd e Gaudi (2010).

3.2 MEDINDO INSTANTES DE ECLIPSE

Wood, Irwin e Pringle (1985) apresentam um método para extração da componente da AB da curva de luz de VCs eclipsantes. Um subproduto deste trabalho de particular interesse é a descrição de um método de medida de instantes de eclipses: técnica da derivada. Vários métodos foram propostos para medição de instantes de eclipse (eg, método das cordas, ajuste polinomial, método da derivada). Coletar instantes de eclipses usando diferentes técnicas e construir um diagrama ($O - C$) adiciona erros sistemáticos além daqueles intrínsecos à própria medida do instante de eclipse. Um dos objetivos concretizados deste trabalho foi ampliar a amostra de instantes de eclipse de V4140 Sgr. Para tanto foi utilizado o mesmo método (técnica da derivada) de medição dos instantes de eclipses da literatura anterior a este trabalho

(Baptista et al., 2003).

A Figura 9 apresenta as diversas etapas da técnica de extração da componente da AB da curva de luz de HT Cas descrita por (Wood; Irwin; Pringle, 1985).

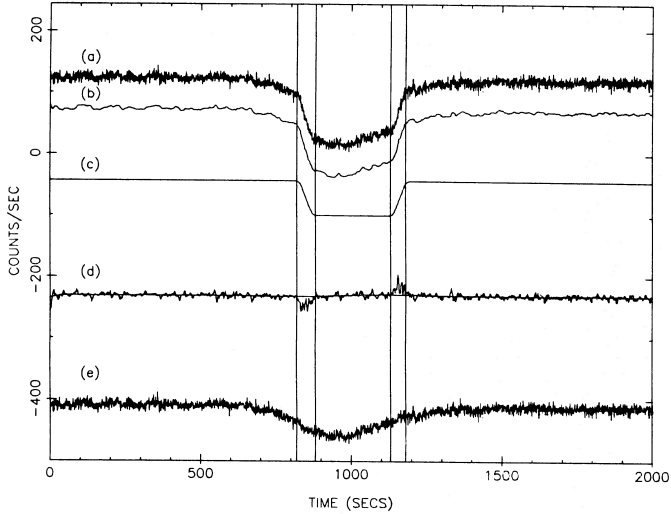


Figura 9 – a) Curvas de luz em fase de HT Cas, b) curva filtrada e deslocada em -50 counts/s, c) reconstrução da componente da AB deslocada em -100 counts/s, d) derivada da curva b escalonada e deslocada em -230 counts/s e) curva de HT Cas subtraída da componente da AB deslocada por -475 counts/s. Extraído de (Wood; Irwin; Pringle, 1985).

A principal vantagem de um filtro de mediana é que os sinais subjacentes são preservados, o que é essencial para recuperar o eclipse da AB, enquanto ao mesmo tempo qualquer ruído aleatório é reduzido por um fator $\sqrt{2L_f/\pi}$, onde L_f é a largura do filtro (Wood; Irwin; Pringle, 1985). No entanto a largura do filtro não pode ser aumentada arbitrariamente, ela deve ser pequena em comparação com o sinal que se deseja observar sob pena de destruir o perfil deste sinal. Um limite superior prático a ser usado para a largura do filtro mediano é da ordem de um quarto da largura total do perfil a ser analisado (Wood; Irwin; Pringle, 1985). Após a filtragem de mediana um filtro adicional de média deslizante (*boxcar*) é aplicado à curva de luz. O número de pontos da curva de luz em cada caixa do *boxcar* é dado por,

$$N_p = \frac{L_f * P_{orb} * N_c}{\Delta t}, \quad (3.1)$$

com L_f dada em ciclos, onde P_{orb} é o período orbital da binária e N_c é o número de curvas de luz combinadas e Δt é o tempo de exposição das imagens. Esta expressão só é válida considerando que as N_c curvas têm o mesmo tempo de exposição Δt .

A derivada numérica desta curva tratada é calculada e aplica-se os mesmos filtros à curva derivada. A derivada é negativa durante o ingresso e positiva durante o egresso da AB e nula nas outras etapas (desconsiderando outras possíveis fontes eclipsadas). Os maiores picos negativos e positivos indicam o centro de meio ingresso e centro de meio egresso respectivamente. Adota-se o instante de eclipse como sendo a média entre o centro de meio ingresso e o centro de meio egresso. Posteriormente no Capítulo 5 será mostrada a aplicação desta técnica aos instantes de eclipse de V4140 Sgr.

3.3 REQUISITOS PARA O DIAGRAMA ($O - C$)

Uma ampla discussão sobre os requisitos que o diagrama ($O - C$) deve cumprir para revelar o verdadeiro carácter das variações de período foi feita por Borges et al. (2008). Aqui reproduz-se as principais idéias expostas por esses autores. Afim de testar as consequências de um diagrama ($O - C$) com observações espaçadas, com baixa cobertura ou com altas incertezas nos instantes de eclipses, construiu-se um diagrama ($O - C$) (ver Figura 10) a partir de uma modulação de 20 anos e amplitude de 50 s e adicionou-se ruído gaussiano de 5 s para simular as incertezas em dados reais. As linhas sólidas representam a efeméride de melhor ajuste. O painel superior representa o caso de má amostragem; as lacunas no diagrama ($O - C$) escondem o comportamento senoidal e o melhor ajuste é dado por uma reta. O painel do meio representa o caso onde o diagrama tem baixa cobertura; novamente o comportamento senoidal é mascarado e o melhor ajuste é dado por uma parábola. No painel inferior a amplitude da modulação foi reduzida para 20 s e construiu-se um diagrama bem amostrado e com uma grande cobertura. No entanto, com erros individuais dos instantes de eclipse da mesma ordem que a amplitude da modulação não é possível detectar o comportamento cíclico, e novamente o melhor ajuste é dado por uma reta.

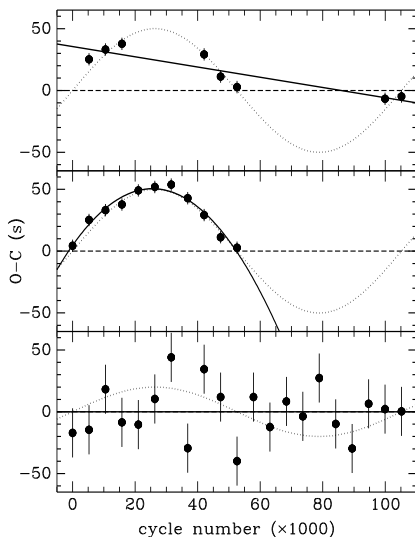


Figura 10 – Três problemas que afetam a detecção de variações cíclicas de período em diagramas ($O-C$). O painel superior ilustra a má amostragem, o painel central ilustra cobertura pobre cobrindo menos de um ciclo da modulação e o painel inferior ilustra grandes incertezas nos instantes de eclipses. A linha pontilhada ilustra modulação de 20 anos e amplitude de 50 s nos painéis superior e central e 20 s no painel inferior. As linhas sólidas mostram os melhores ajustes aos dados. Os círculos pretos representam os instantes de eclipse com suas barras de erros. Extraído de Borges et al. (2008).

Borges et al. (2008) listaram resumidamente os requisitos que um diagrama ($O - C$) deve cumprir para revelar o comportamento cíclico das variações de período orbital: cobertura de no mínimo um ciclo da modulação (1-2 décadas) com pontos frequentes (1-3 anos) e com erros nos instantes de eclipses menores que a amplitude da modulação. Para o caso de um diagrama que cumpra todos os requisitos acima um outro aspecto ainda deve ser levado em conta: se o número de máximos da modulação tipo senoidal for maior/menor que o número de mínimos o ajuste parabólico com concavidade negativa/positiva pode ser artificialmente mais significativo que o ajuste senoidal (Baptista et al., 2003).

3.4 PADRÃO DE TEMPO E REFERENCIAL DAS MEDIDAS DE TEMPO

A medida dos instantes de eventos astrofísicos é uma das ferramentas fundamentais em astrofísica, e é uma componente essencial em várias áreas de estudo. Em particular, as medidas de instantes de eclipses de VCs podem ser usadas para determinar as variações de período orbital dos objetos. Há duas fontes básicas de incerteza na medida do tempo: os dados astrofísicos que caracterizam o evento estão sujeitos a erros de ordem técnica e erros associados ao referencial adotado nos registros dos instantes em que o evento ocorre.

Infelizmente, a precisão do registro de data e hora é muitas vezes dada como certa, e as melhorias nos dados às vezes não são acompanhadas (ou não são uniformemente acompanhadas) pelas melhorias necessárias na precisão do registro de data e hora usados. Essa situação pode levar a confusão ou até inferências espúrias. A comunidade de exoplanetas frequentemente tem usado data juliana (JD), data juliana geocêntrica (GJD), data juliana heliocêntrica (HJD) e data juliana bariocêntrica (BJD) em vários padrões de tempo diferentes e muitas vezes não especificados. Mais alarmante, o padrão de tempo mais utilizado, o Tempo Universal Coordenado (UTC), é descontínuo e desvia-se do Tempo Atômico Internacional (TAI) a cada *leap second* adicionado. A comunidade de pulsares resolveu o problema da precisão muito além do nível que é atualmente necessário para estudos planetários, e é possível se beneficiar das técnicas que eles desenvolveram nos últimos 40 anos. Eastman, Siverd e Gaudi (2010) discutem os efeitos que deve-se considerar afim de alcançar uma precisão de tempo de $1\mu\text{s}$, bem além da precisão que provavelmente será exigida pela comunidade de exoplanetas. Aqui seguiremos os passos destes autores. No entanto como um dos propósitos deste trabalho é a medição de instantes de eclipses de VCs cujas incertezas intrínsecas superam 5 s, discutiremos apenas efeitos que influenciam a precisão dos instantes de tempo superiores a 1 s. Eastman, Siverd e Gaudi (2010) resumiram alguns conceitos relevantes ao entendimento das correções de tempo.

TEMPO UNIVERSAL, UT1: definido pelo dia solar médio e assim variável com a aceleração e desaceleração da terra, geralmente desacelera devido a frenagem das marés da lua, embora mudanças no momento de inércia da terra e interações de maré complexas tornem seu comportamento exato imprevisível.

TEMPO ATÔMICO INTERNACIONAL, TAI: baseado em uma média de relógios atômicos onde 1 s é a duração de 9.192.631.770 perío-

dos da radiação correspondente à transição entre dois níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de Césio 133.

TEMPO UNIVERSAL COORDENADO,UTC: corre na mesma taxa do TAI, exceto que não é permitido diferir de UT1 por mais de 0.9 segundo. A cada 6 meses, no final de 31 de dezembro e 30 de junho o Serviço Internacional de Sistemas de Referência e Rotação da Terra (IERS) pode optar por adicionar (ou subtrair) um *leap second* ao UTC afim de mantê-lo numa margem de 0,9 s de UT1. UTC é, portanto, descontínuo e desvia-se em relação ao TAI com a adição de cada *leap second*.

TEMPO UNIVERSAL,UT: Um termo impreciso e pode significar UT1, UTC ou qualquer uma das várias outras variações. No contexto de um registro de data e hora, é provável que se refira ao UTC, mas algumas pessoas podem intencionalmente usar o UT para implicar a precisão de 1 s.

TEMPO TERRESTRE,TT: Também chamado de Tempo Dinâmico Terrestre (TDT), um simples deslocamento do TAI de 32.184 s nunca alterado. Esse deslocamento é para manter a continuidade entre ele e seu antecessor, o Tempo das Efemérides (ET).

TEMPO DINÂMICO BARICÊNTRICO, TDB: É o TDT corrigido do *Einstein delay*.

Devido à velocidade finita da luz, à medida que a Terra viaja em sua órbita, a luz de um objeto pode chegar adiantada ou atrasada em relação ao centro do Sol por ~ 8 minutos (ver Figura 11), este efeito é chamado de *Romer delay* em homenagem a Ole Romer que demonstrou a finitude da velocidade da luz.

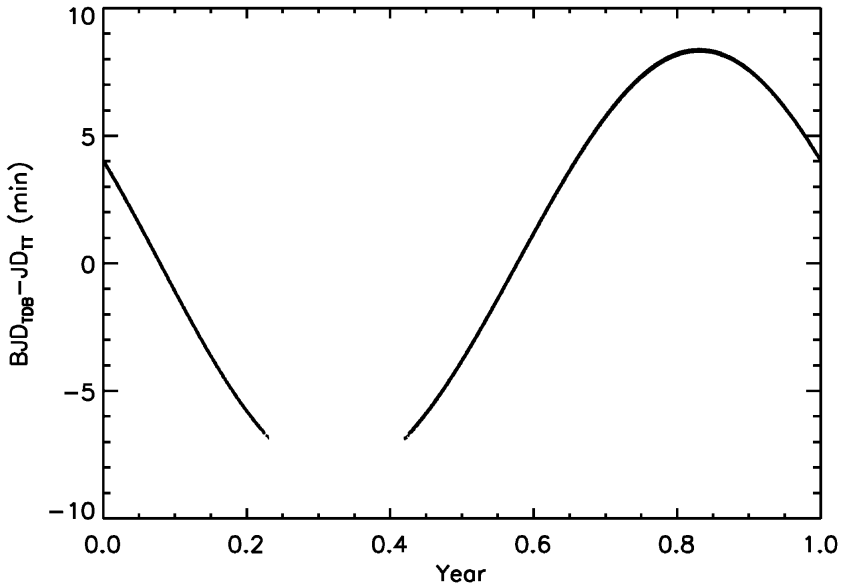


Figura 11 – Diferença entre BJD_{TDB} e JD_{TT} ao longo de um ano. Está plotado o máximo efeito cuja amplitude é amortizada quanto maior o ângulo de observação em relação a eclíptica. Foram excluídos todos os pontos onde a massa de ar é maior que 3. Extraído de (Eastman; Siverd; Gaudi, 2010).

Um efeito análogo da luz atrasada ou adiantada em relação ao baricentro do sistema solar (ver Figura 12) também deve ser levado em consideração, uma vez que pode produzir amplitudes artificiais em diagramas ($O - C$) da mesma ordem daquelas produzidas por perturbações gravitacionais numa binária distante por terceiro corpo medidas via efeito de tempo luz, ou por variações de período devido a atividade magnética em estrelas de tipo solar componente de sistemas binários.

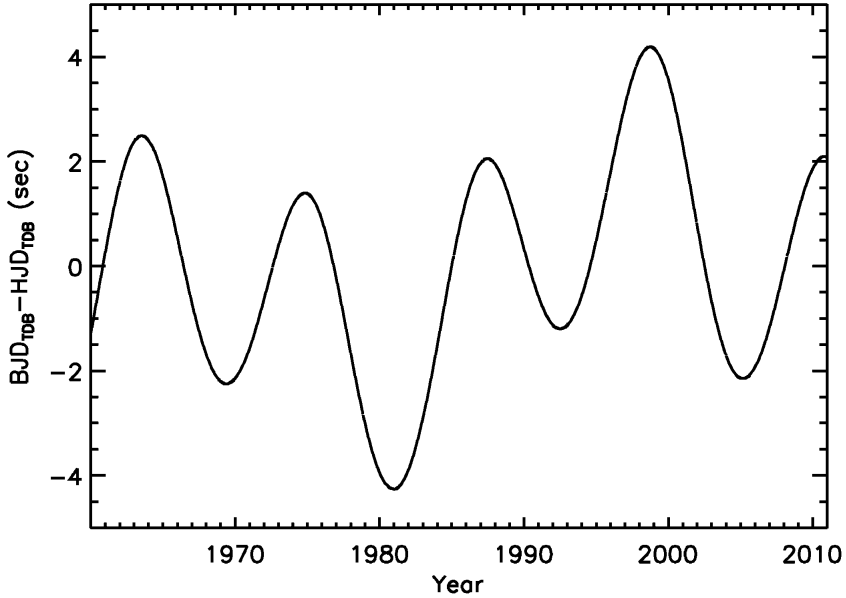


Figura 12 – Diferença entre BJD_{TDB} e HJD_{TDB} ao longo de cinco décadas. Está plotado o máximo efeito. A primeira periodicidade é devido a Júpiter e a segunda a Saturno. Extraído de (Eastman; Siverd; Gaudi, 2010).

Afim de evitar interpretações espúrias em diagramas ($O - C$) de VCs, as medidas de instantes de eclipses devem conter informações tanto do referencial dos registros quanto do padrão de tempo adotado. Um instante de tempo preciso de data juliana baricêntrica em tempo dinâmico baricêntrico é dado por,

$$BJD_{TDB} = JD_{UTC} + \Delta_{R_{\odot}} + \Delta_C + \Delta_{S_{\odot}} + \Delta_{E_{\odot}}, \quad (3.2)$$

onde JD_{UTC} é a data juliana em (UTC), $\Delta_{R_{\odot}}$ é o *Romer delay*, Δ_C é a *clock correction*, $\Delta_{S_{\odot}}$ e $\Delta_{E_{\odot}}$ são respectivamente *Shapiro delay* e *Einstein delay*.

Assumindo que o tempo é medido de acordo com a definição atual de UTC e considerando N o número de *leap seconds*, a *clock correction* Δ_C de UTC para TDB pode ser escrita pela Equação,

$$\Delta_C = N + 32.184s + (TDB - TDT). \quad (3.3)$$

A Figura 13 mostra diferença entre BJD_{TDB} numa escala uniforme e BJD_{UTC} de 1 de janeiro de 1961 a 31 de dezembro de 2010.

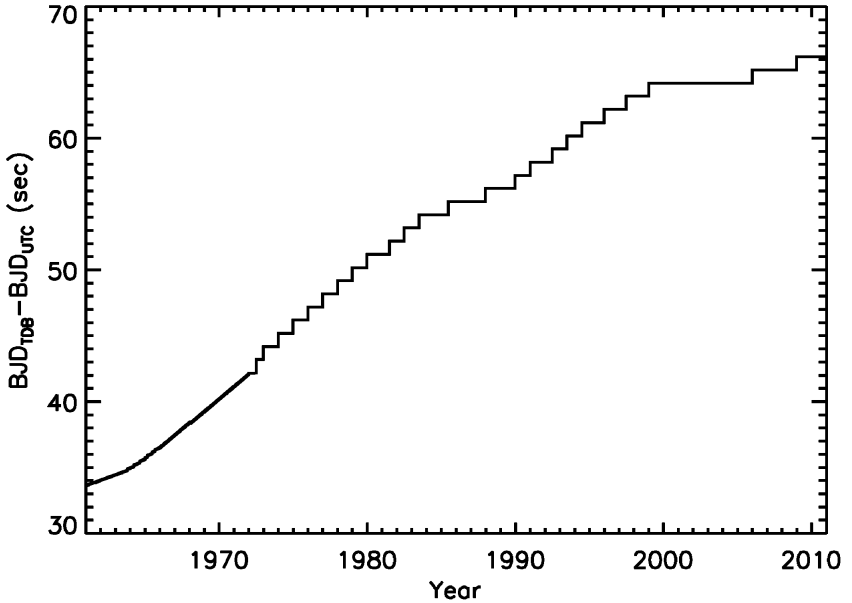


Figura 13 – Diferença entre BJD_{TDB} e BJD_{UTC} . Extraído de (Eastman; Siverd; Gaudi, 2010).

Shapiro delay é um efeito de relatividade geral em que a luz passando próxima a objetos massivos é atrasada. As incertezas nas medidas de tempo associadas a este efeito são de no máximo 0.1ms no limbo do Sol a menos de $20\mu s$ a partir de 30 graus do Sol, e para nossos fins pode ser ignorado.

Einstein delay $\Delta_{E\odot}$ é o atraso devido a dilatação do tempo e *redshift* gravitacional dos movimentos do Sol e outros corpos no sistema solar. A conversão de TDT para TDB não pode ser escrita analiticamente, mas é geralmente expressa como uma aproximação de séries de alta ordem (Irwin; Fukushima, 1999).

BJD_{TDT} é obtido ignorando-se a diferença $(TDB - TDT)$ na equação 3.3 e corrige a descontinuidade e desvio introduzidos com os

leap seconds com uma precisão de 3.4ms. Portanto, para vários propósitos, incluindo o deste trabalho, não há necessidade de distinção entre BJD_{TDB} e BJD_{TDT} .

Embora o BJD_{TDB} não seja perfeito, qualquer registro de data e hora mais precisos é exclusivo de alvos específicos, e é geralmente a melhor forma de expressar os instantes de ocorrência de eventos. Uma revisão completa sobre este tema é apresentada por Eastman, Siverd e Gaudi (2010), que desenvolveram uma calculadora de conversão de instantes de tempo. Fornece-se ascensão reta (AR) e declinação (Dec) J2000 do alvo, coordenadas ou observatório onde se realizou as observações e pode realizar-se três tipos de conversão: 1) UTC/ JD_{UTC} para BJD_{TDB} , 2) BJD_{TDB} para JD_{UTC} e 3) $HJD_{TDT/TDB}$ para BJD_{TDB} .

O Capítulo 5 descreve a redução e extração de fotometria de dados de V4140 Sgr. O programa de extração de fotometria SOARFOT (Baptista e Jablonski (2006)) transforma a data do cabeçalho dada em UTC para HJD, que pode ser usada para obter-se a Data Dinâmica Juliana Baricêntrica (BJDD). No entanto, uma vez que a calculadora de Eastman, Siverd e Gaudi (2010) converte UTC para BJDD, a base temporal das séries fotométricas foi construída diretamente a partir das datas UTC extraídas dos cabeçalhos das imagens e convertidas em BJDD usando esta calculadora, o que evita transformação do tempo usando algoritmos diferentes.

4 TESTANDO A HIPÓTESE DE TERCEIRO CORPO CIRCUMBINÁRIO

4.1 INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é testar a consistência da hipótese de terceiro corpo circumbinário com uma análise estatística de todas as VCs com variações cíclicas de período detectadas. Simula-se uma VC em evolução, hospedando terceiro corpo, considerando os principais fenômenos intrínsecos a este tipo de binária, que são, dentre outros, troca de material estelar, perda de momento angular e perda de massa a cada erupção de nova.

4.2 MEDIDAS INDIRETAS DE MASSA E SEPARAÇÃO DE TERCEIRO CORPO

Identificamos na literatura 22 VCs com diagramas (O-C) bem amostrados e com cobertura superior a uma década. Os dados destas modulações (período P_{mod} e amplitude A_{mod}) estão listados na Tabela 1. Estes dados são complementados por informação de inclinação e massas das estrelas componentes da binária na Tabela 2. Assumindo que a modulação de período P_{mod} dos objetos da Tabela 1 seja causada por um terceiro corpo orbitando a binária num plano coplanar ao da binária, usamos os dados das Tabelas 1 e 2 para calcular a massa m_3 e a separação do terceiro corpo a_3 ao centro de massa do sistema de três corpos (ver Cap. 2). A massa do terceiro corpo é dada por

$$m_3 = \frac{A_{mod} c (2\pi)^{2/3} (M_{Bin} + m_3)^{2/3}}{G^{1/3} P_{mod}^{2/3} \sin(i)}, \quad (4.1)$$

onde $M_{bin} = M_1 + M_2$, e a separação do terceiro corpo à binária é dada por

$$a_3 = G^{1/3} (M_{Bin} + m_3)^{1/3} \left(\frac{P_{mod}}{2\pi} \right)^{2/3}. \quad (4.2)$$

Note que, uma vez que m_3 aparece nos dois lados da Equação 4.1, é necessário resolvê-la numericamente de forma iterativa.

Tabela 1 – Objetos com variações cíclicas de período orbital

OBJETO	$P_{orb}(h)$	$P_{mod}(anos)$	$A_{mod}(s)$	REF
V4140 Sgr	1.47	6.9 ± 0.3	17 ± 3	1
DP Leo	1.49	28 ± 2	34 ± 2	2
V2051 Oph	1.50	22 ± 2	17 ± 3	1
OY Car	1.51	35 ± 3.5	46 ± 3	3
EX Hya	1.64	17.5 ± 1.2	24 ± 4	4
HT Cas	1.77	36 ± 4	40 ± 5	5
Z Cha	1.78	28 ± 2	60 ± 12	6
V893 Sco	1.82	10.2 ± 0.22	22 ± 3	7
HU Aqr	2.08	11.96 ± 1.41	11 ± 2	8
UZ For	2.10	23.4 ± 5.1	56 ± 10	9
V348 Pup	2.44	14.7	34	10
IP Peg	3.80	4.7 ± 0.2	94 ± 8	11
UU Aqr	3.92	26	47	12
U Gem	4.17	8	60	13
DQ Her	4.64	17.7 ± 0.3	71	14
UX Uma	4.72	30.4	81	15
T Aur	4.91	23 ± 2	220 ± 40	5
EX Dra	5.03	5	99	16
TV Col	5.49	31 ± 3	334 ± 8	17
EW Tri	5.57	13.6	73	18
EM Cyg	6.98	17.74 ± 0.01	178 ± 22	19
AC Cnc	7.21	16.2	225 ± 17	20

REFERÊNCIAS: (1) Baptista et al. (2003); (2) Beuermann et al. (2011); (3) Greenhill et al. (2006); (4) Hellier e Sproats (1992); (5) Borges et al. (2008); (6) Baptista et al. (2002); (7) Bruch (2014); (8) Qian et al. (2011); (9) Dai et al. (2010); (10) Este trabalho; (11) Wolf et al. (1993); (12) Borges, Baptista e Oliveira (2014); (13) Warner(1988); (14) Dai e Qian (2009); (15) Rubenstein, Patterson e Africano (1991); (16) Shafter e Holland (2003); (17) Dai et al. (2010); (18) Robinson, Shetrone e Africano (1991); (19) Dai e Qian (2010); (20) Qian et al. (2007).

Tabela 2 – Parâmetros orbitais

OBJETO	m_1	m_2	i	REF
V4140 Sgr	0.73 ± 0.08	0.09 ± 0.02	80.2 ± 0.5	A
DP Leo	0.60	0.09	79.5	B
V2051 Oph	0.78 ± 0.06	0.15 ± 0.03	83 ± 2	C
OY Car	0.685 ± 0.011	0.070 ± 0.002	83.3 ± 0.2	D
EX Hya	0.790 ± 0.026	0.108 ± 0.008	77.8 ± 0.4	E
HT Cas	0.61 ± 0.04	0.09 ± 0.02	81 ± 1	F
Z Cha	0.544 ± 0.012	0.081 ± 0.003	81.7 ± 0.13	G
V893 Sco	0.89	0.175	72.5	H
HU Aqr	0.80 ± 0.04	0.18 ± 0.06	87.0 ± 0.8	I
UZ For	0.7	0.14	80	J
V348 Pup	0.65	0.20	80	K
IP Peg	1.09 ± 0.10	0.64 ± 0.09	79.3 ± 0.9	L
UU Aqr	0.67 ± 0.14	0.20 ± 0.07	78 ± 2	M
U Gem	1.20 ± 0.05	0.42 ± 0.04	69.7 ± 0.7	N
DQ Her	0.60 ± 0.07	0.40 ± 0.05	86.5 ± 1.6	O
UX Uma	0.47 ± 0.07	0.47 ± 0.10	71.0 ± 0.6	P
T Aur	0.68	0.63	57	Q
EX Dra	0.75 ± 0.15	0.54 ± 0.10	85 ± 3	R
TV Col	1.0	0.3	70	S
RW Tri	0.7	0.6	75	T
EM Cyg	1.12 ± 0.08	0.99 ± 0.12	67 ± 2	U
AC Cnc	0.76 ± 0.03	0.77 ± 0.05	75.6 ± 0.7	V

REFERÊNCIAS: (A) Borges e Baptista (2005a); (B) Schwobe et al. (2002); (C) Baptista et al. (1998); (D) Wood et al. (1989); (E) Beuermann e Reinsch (2008); (F) Horne, Wood e Stiening (1991); (G) Wood et al. (1986); (H) Mason et al. (2001); (I) Schwarz et al. (2009); (J) Potter et al. (2011) (K) Rodríguez-Gil et al. (2001); (L) Marsh (1988); (M) Baptista, Steiner e Cieslinski (1994); (N) Echevarría, de la Fuente e Costero (2007); (O) Horne, Welsh e Wade (1993); (P) Baptista et al. (1995); (Q) Bianchini (1980); (R) Shafter e Holland (2003); (S) Retter et al. (2003); (T) Groot, Rutten e van Paradijs (2004); (U) North et al. (2000); (V) Thoroughgood et al. (2004).

Os valores de m_3 e a_3 obtidos sob a hipótese do efeito de tempo-luz estão plotados nas Figuras 14 e 15. Observa-se que os valores de m_3 abaixo do *gap* são sistematicamente menores que os valores de m_3 acima *gap*. Além disso, os valores de m_3 para os períodos mais longos implicam em massas grandes o bastante para caracterizar estes corpos não como planetas, mas como estrelas de baixa massa com previsão de contribuição ao espectro do sistema (em particular no infravermelho).

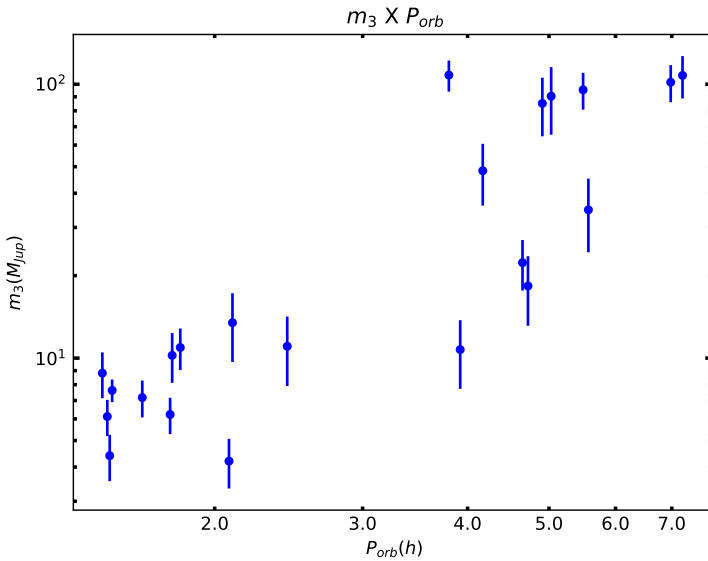


Figura 14 – Distribuição de massas m_3 de terceiro corpo orbitando VCs.

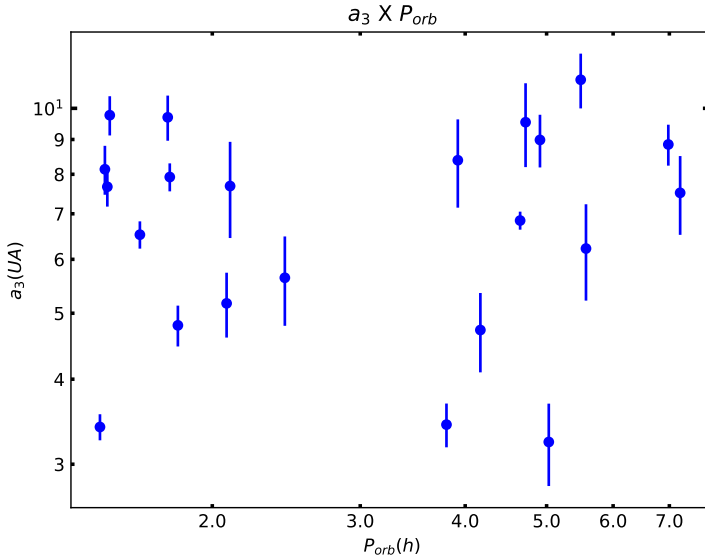


Figura 15 – Distribuição de distâncias a_3 de terceiro corpo orbitando VCs.

4.2.1 Cálculo dos erros

4.2.1.1 Casos individuais

As incertezas em m_3 e a_3 foram obtidas por propagação dos erros nos parâmetros P_{mod} , A_{mod} , M_1 , M_2 , e i . Os erros listados para P_{mod} em IP Peg e EM Cyg são irrealisticamente pequenos e não levam em conta incertezas decorrentes das lacunas em seus diagramas (O-C) por conta de anos sem observação de eclipses. Dai e Qian (2010) admitem que essa lacuna pode mascarar uma modulação multiperiódica. Adotamos uma postura conservadora e assumimos um erro relativo formal de 10 por cento em tais casos.

4.2.1.2 Métodos numéricos

Para cada binária da amostra foram criadas quatro distribuições gaussianas com 10^5 elementos, nas quais as médias eram dadas por i, A_{mod}, P_{mod} e M_{bin} . Tomamos o erro associado a cada uma dessas grandezas como o desvio padrão da distribuição correspondente. Tomase um elemento aleatório de cada uma dessas distribuições e calcula-se um par de valores de a_3 e m_3 , armazena-se os resultados e repete-se o processo 10^5 vezes. Isso gera uma distribuição (D_{m_3}) de m_3 e uma distribuição (D_{a_3}) de a_3 mostradas nas Figuras 16 e 17 respectivamente.

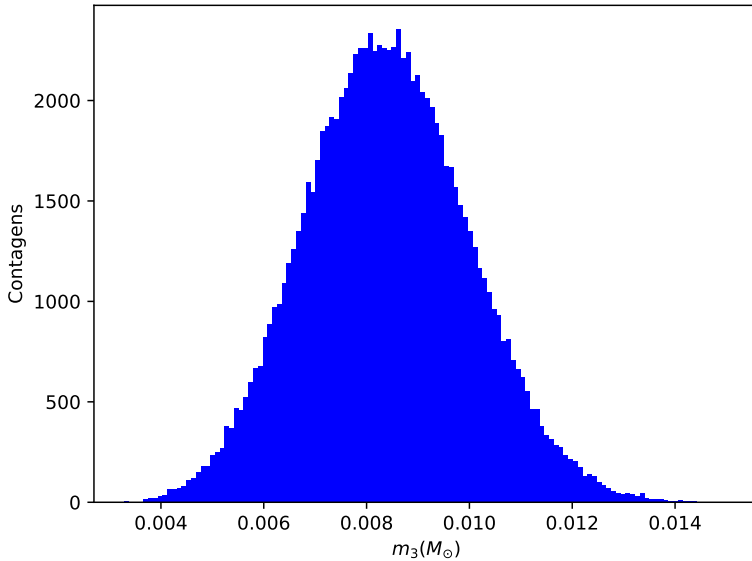


Figura 16 – Distribuição de massas (D_{m_3}) de terceiro corpo geradas por métodos numéricos para V4140 Sgr.

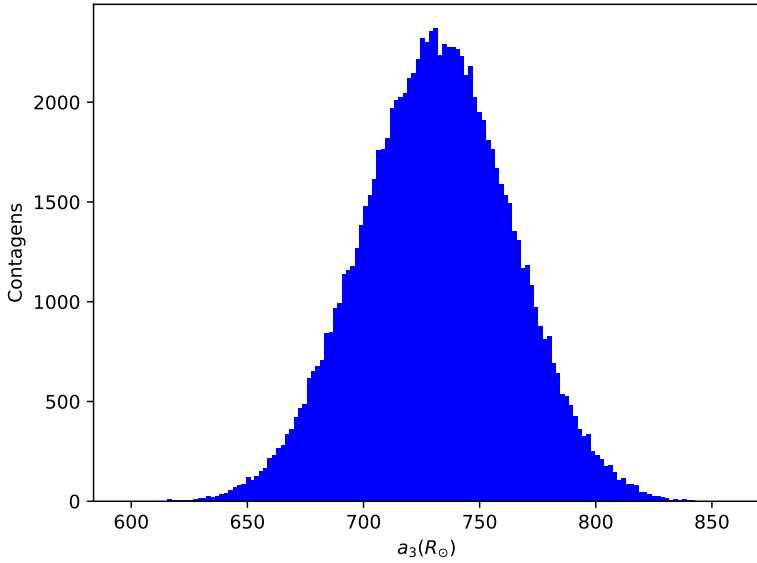


Figura 17 – Distribuição de separação (D_{a_3}) de terceiro corpo geradas por métodos numéricos para V4140 Sgr.

Os elementos de D_{m_3} e D_{a_3} são dados respectivamente por $m_3_1, m_3_2, m_3_3, \dots, m_3_k, \dots, m_3_N$ e $a_3_1, a_3_2, a_3_3, \dots, a_3_k, \dots, a_3_N$ com $N = 10^5$. Os erros associados à m_3 e a_3 são dados por σ_{m_3} e σ_{a_3} respectivamente, onde

$$\sigma_{m_3}^2 = \frac{\sum_{k=1}^N m_3_k^2}{N} - \langle m_3 \rangle^2, \quad (4.3)$$

$$\sigma_{a_3}^2 = \frac{\sum_{k=1}^N a_3_k^2}{N} - \langle a_3 \rangle^2. \quad (4.4)$$

Ressalta-se que, como esperado, os valores de a_3 e m_3 calculados analiticamente coincidem com os valores médios: $\langle a_3 \rangle$ e $\langle m_3 \rangle$.

4.2.1.3 Métodos analíticos

Uma vez que temos as expressões analíticas para m_3 e a_3 dadas pelas equações 4.1 e 4.2, obteve-se os erros associados à tais medidas utilizando-se as equações de propagação de erros convencionais. Os resultados são indistinguíveis dos encontrados pelos métodos numéricos.

4.3 SIMULANDO VC HOSPEDANDO TERCEIRO CORPO

4.3.1 Considerações evolucionárias

Considere uma binária cerrada acoplada gravitacionalmente a um terceiro corpo distante. A massa total do sistema é dada pela equação,

$$M_t = M_{bin} + m_3, \quad (4.5)$$

e o momento angular do sistema ternário pela equação,

$$J_3 = M_{bin} m_3 \left(\frac{G a_3}{M_t} \right)^{1/2}. \quad (4.6)$$

Aplicando a derivada logarítmica temporal na equação acima, obtém-se,

$$\frac{\dot{J}_3}{J_3} = \frac{\dot{M}_{bin}}{M_{bin}} + \frac{\dot{m}_3}{m_3} + \frac{1}{2} \frac{\dot{a}_3}{a_3} - \frac{1}{2} \frac{\dot{M}_t}{M_t}. \quad (4.7)$$

Considera-se que a variação fracional da massa total seja aproximadamente igual à variação fracional da massa da binária. Por fim levando em conta a conservação do momento angular do sistema ternário, $\dot{J}_3 = 0$, somos conduzidos à

$$\frac{\dot{a}_3}{a_3} + 2 \frac{\dot{m}_3}{m_3} = - \frac{\dot{M}_{bin}}{M_{bin}}. \quad (4.8)$$

Para estudarmos a evolução do sistema é preciso resolver a Equação 4.8. Ela conecta a evolução da binária (lado direito) à evolução de m_3 e a_3 (lado esquerdo).

Existem dois mecanismos de perda de momento angular que conduzem a evolução de uma binária cataclísmica: para períodos longos o efeito dominante é freamento magnético, enquanto que para períodos curtos a emissão de ondas gravitacionais torna-se relevante. Com o atual desenvolvimento do modelo canônico é possível estimar as taxas de transferência de matéria para a AB e a variação de momento angular durante toda a evolução da VC.

O que caracteriza a binária como uma VC é a transferência de massa da estrela de tipo solar para a AB. Caso a matéria transferida se acumule na AB, esta deve aumentar de massa com o tempo. Contudo, ABs componentes de VCs de curto período não são mais massivas que ABs de VCs de longo período e isso está de acordo com o modelo canônico que prevê que a matéria transferida para a AB é ejetada em erupções de novas que recorrem em escalas de tempo de $10^4 - 10^5$ anos (Fujimoto, 1982). Politano e Webbink (1990) e Smith e Dhillon (1998), estudaram as distribuições de massas de ABs em binárias cataclísmicas e sugeriram que as ABs componentes de VCs abaixo do *gap* teriam massas menores. Knigge (2006) fez uma reanálise estatística detalhada e concluiu que não há evidência para aumento de massa da primária durante a evolução da cataclísmica e que essa deve ter um valor médio $\langle M_1 \rangle = 0.75 \pm 0.05 M_\odot$. A Figura 18 mostra a distribuição de massas de ABs em VCs. Ajustando-se uma reta aos valores de massa em função do período orbital, não foi possível obter um coeficiente angular não nulo com significância estatística. Knigge, Baraffe e Patterson (2011) refizeram a análise a partir de uma amostra maior de objetos e concluíram que a massa das ABs não aumenta com a evolução da binária e apresenta um valor médio $\langle M_1 \rangle = 0.79 \pm 0.03 M_\odot$, que não é significativamente diferente do trabalho anterior.

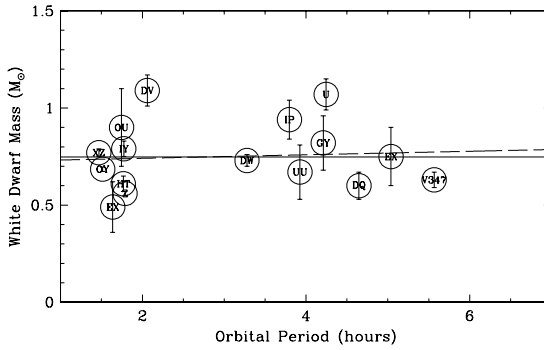


Figura 18 – Massa da AB versus período orbital de VCs eclipsantes: a linha sólida mostra a estimativa da massa média da AB, a linha tracejada mostra o melhor ajuste linear aos dados. Extraído de Knigge, Baraffe e Patterson (2011).

A Figura 19 mostra as relações entre a taxa de transferência de matéria, material acumulado sobre a superfície da AB e a recorrência de erupções de novas para diversos valores de massa da AB.

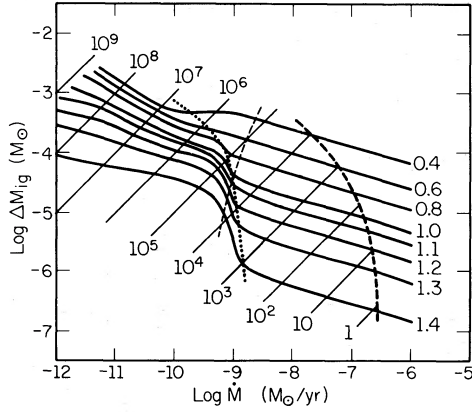


Figura 19 – Relações assintóticas entre massa do material acretado e as taxas de acréscimo para várias ABs (linhas sólidas grossas). As linhas sólidas finas indicam os períodos de recorrência das erupções de novas. A linha tracejada grossa mostra os limites onde tais relações valem. As linhas finas tracejada e pontilhada estão relacionadas ao mecanismo de ignição do material acretado e seu estudo está além do objetivo deste trabalho. Extraído de Fujimoto (1982).

Para estudarmos a evolução de um hipotético terceiro corpo hospedado por uma VC, construímos dois modelos que levam em conta todos os aspectos de evolução da cataclísmica e os resultados obtidos da hipótese de efeito de tempo-luz causando variações cíclicas de P_{orb} .

4.3.2 modelo 1: perda de massa dada por erupções de novas

Simulamos a evolução de uma binária hospedando terceiro corpo com um modelo simples que associa a perda de massa do terceiro corpo à sua interação com o envelope ejetado a cada erupção de nova na binária. O resultado desse modelo são curvas teóricas $m_3 \times P_{orb}$ e $a_3 \times P_{orb}$, que podem ser comparadas e ajustadas aos dados mostrados nas Figuras 14 e 15. Tomando-se os parâmetros iniciais do sistema ternário (M_1, M_2, m_3 e a_3), os valores dos parâmetros são atualizados a cada interação decorrido um intervalo de tempo ΔT . Sempre que os valores de ΔT somados atingem a escala de tempo de erupção de novas (obtidas pelas relações de Fujimoto (1982)), considera-se uma erupção em que todo o material acretado sobre a AB é expelido de modo que a AB mantém massa constante nas escalas de tempo da evolução. Além disso, afim de explicar a redução de m_3 com o P_{orb} , considera-se que a cada erupção uma fração γ da massa do terceiro corpo é perdida, $\dot{m}_3(t) = \gamma m_3(t)$.

Fixamos a massa da AB em $M_1 = 0.8 M_\odot$ e tomamos os parâmetros $M_2, \dot{M}_2, \dot{P}_{orb}, J_{bin}$ e \dot{J}_{bin} do modelo evolutivo de Knigge, Baraffe e Patterson (2011) para um determinado período inicial (P_{in}). Foram feitas simulações tomando-se $P_{in} = 8h$ pois este é o período orbital das binárias com maiores períodos da amostra, e $P_{in} = 6h$ pois a maioria das VCs inicia sua fase de cataclísmica com períodos nessa faixa (WARNER, 1995; Knigge; Baraffe; Patterson, 2011). Para completar o modelo, precisamos estimar o valor inicial da massa do terceiro corpo, m_3^0 , e a fração dessa massa que é perdida a cada erupção de nova, γ . Para este fim, mapeamos o espaço de parâmetros dessas grandezas, calculando modelos evolutivos do sistema ternário para pares de valores (m_3^0, γ) e avaliando a qualidade do seu ajuste aos dados para VCs acima do *gap* com uma estatística de χ^2 -quadrado. O resultante mapa de $\chi^2(m_3^0, \gamma)$ (Figura 20) indica qual combinação de valores produz o melhor ajuste aos dados (menor χ^2) e quão sensível o ajuste é a cada um dos parâmetros. O valor de γ é bem determinado, com a topografia do χ^2 apresentando um vale estreito em torno de $\gamma = 9.1918 \times 10^{-5}$. Por outro lado, o vale é mais largo ao longo do eixo m_3 . Assim, fixamos $\gamma = 9.1918 \times 10^{-5}$ e calculamos modelos para o valor m_3^0 de menor χ^2 ($m_3^0 = 125 M_{jup}$) e para valores $1/2 m_3^0$ e $3/2 m_3^0$. Isso nos permite levar em conta a dispersão observada nos valores de m_3 na Figura 14.

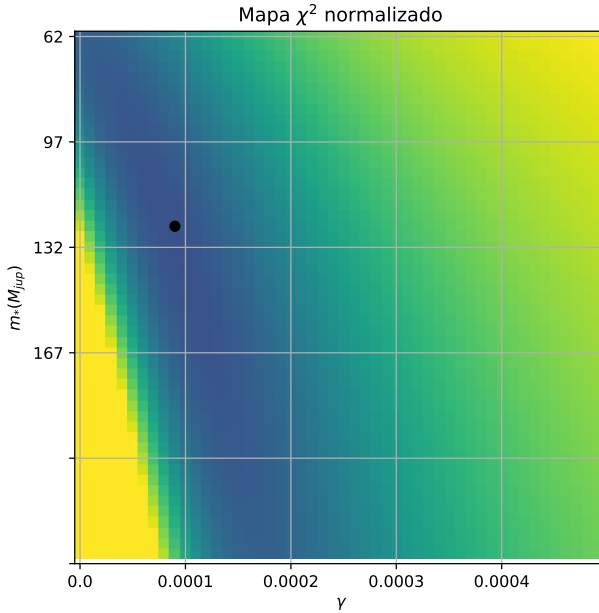


Figura 20 – Mapa de χ^2 . O eixo y corresponde às massas iniciais e γ é o fator de perda de massa assumido no modelo onde $m_3^i = (1 - \gamma) m_3^{(i-1)}$ a cada nova erupção que o sistema se submete.

A Figura 21 mostra a evolução de m_3 com a hipótese de perda de massa do terceiro corpo a cada erupção de nova. As linhas sólidas mostram a evolução para os valores de m_3^0 de melhor ajuste e as linhas tracejadas inferior/superior mostram a evolução para valores $1/2 m_3^0$ e $3/2 m_3^0$, respectivamente. Nota-se a grande discrepância entre as curvas de evolução e os dados para m_3 abaixo do *gap*. Ocorre que, com a evolução da binária em direção a P_{orb} 's mais curtos, as taxas de transferência de matéria tornam-se cada vez menores (Knigge; Baraffe; Patterson, 2011) e as escalas de recorrência de novas cada vez maiores (para M_1 constante), o que contribui para reduzir a taxa de perda de massa do terceiro corpo.

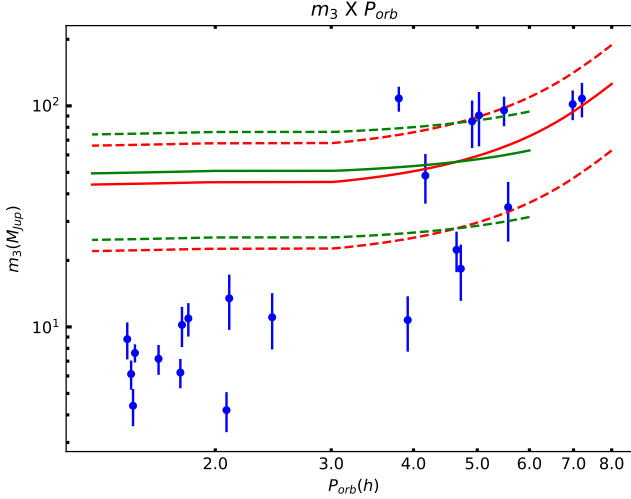


Figura 21 – Distribuição de massas de terceiro corpo orbitando VCs (círculos azuis). As linhas sólidas vermelha e verde correspondem a evolução de m_3 para P_{orb} inicial de 8 e 6 horas, respectivamente. A evolução da VC ocorre em direção a P_{orb} 's menores. As linhas tracejadas correspondem à evolução da massa do terceiro corpo para valores iniciais $1/2 m_3^0$ (curva inferior) e $3/2 m_3^0$ (curva superior).

A Figura 22 mostra as curvas de evolução de a_3 para o modelo de perda de massa do terceiro corpo em decorrência de erupções de nova. O modelo assume uma separação inicial igual à separação média inferida dos dados, $a_3^0 \sim 7 UA$ quando $P_{in} = 6h$ e $a_3^0 \sim 4 UA$ quando $P_{in} = 8h$, que é o a_3^0 cuja evolução passa próxima aos últimos pontos da amostra. Mesmo assim, os efeitos combinados de perda de massa da binária e do terceiro corpo implicam no inevitável aumento da separação orbital a_3 com o tempo, tornando-a uma ordem de grandeza maior do que os valores observados para sistemas mais velhos (aqueles com P_{orb} 's mais curtos).

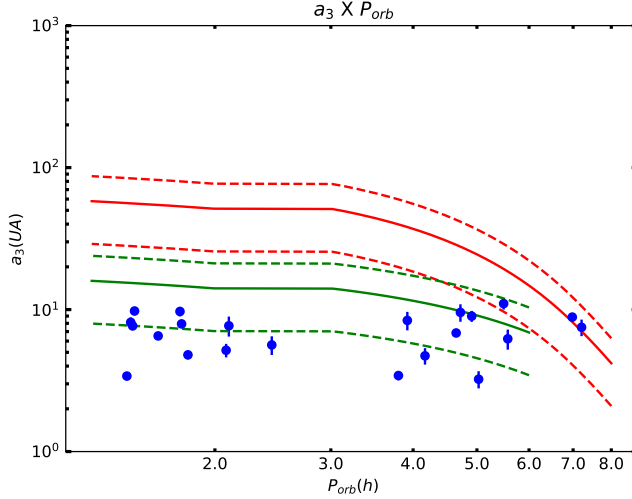


Figura 22 – Distribuição de separação de terceiro corpo orbitando VCs (circulos azuis). As linhas sólidas vermelha e verde correspondem a evolução de a_3 para P_{orb} inicial de 8 e 6 horas, respectivamente. A evolução da VC ocorre em direção a P_{orb} 's menores. As linhas tracejadas correspondem à evolução da separação do terceiro corpo para valores iniciais $1/2 a_3^0$ (curva inferior) e $3/2 a_3^0$ (curva superior).

O modelo proposto é inconsistente, pois não explica os baixos valores observados para m_3 abaixo do *gap* de períodos, e tampouco explica a constância de uma separação orbital a_3 que deveria crescer por uma ordem de grandeza ao longo da evolução do sistema ternário. O problema não está na incompletude ou simplicidade do modelo proposto. O ponto chave da inconsistência está no fato de que a perda de massa dos dois componentes do sistema ternário, decorrente da sua evolução, inevitavelmente leva a um aumento da correspondente separação orbital. Esta inconsistência ficará mais clara na seção seguinte.

4.3.3 modelo 2: perda de massa dada por ajuste empírico

Uma vez que o modelo inicial de perda de massa do terceiro corpo por interação com ejecta de novas não explica as observações, adotamos uma abordagem diferente nesta seção, ajustando o processo de perda de massa do terceiro corpo com um modelo empírico,

$$\log m_3(t) = A + B \log P_{orb}(t) , \quad (4.9)$$

onde $A = 0.46 \pm 0.13$ e $B = 1.77 \pm 0.23$ são os coeficientes de melhor ajuste por mínimos quadrados. Todos os demais parâmetros do modelo são idênticos ao caso anterior. A Figura 23 mostra o modelo empírico de melhor ajuste aos dados de m_3 . Note que a massa do terceiro corpo reduz por um fator 20 na faixa de P_{orb} considerada.

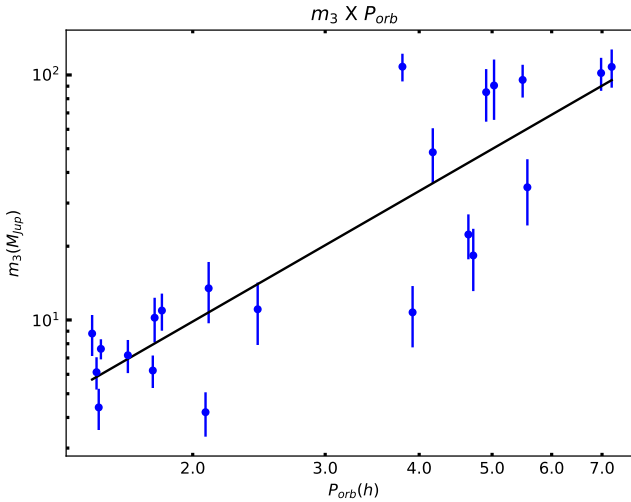


Figura 23 – Distribuição de massas de terceiro corpo orbitando VCs (círculos azuis). A linha sólida preta corresponde ao ajuste em escala log-log que melhor representa a taxa observada de variação de m_3 .

A Figura 24 compara os dados com os valores previstos de a_3 para o modelo empírico de perda de massa em m_3 .

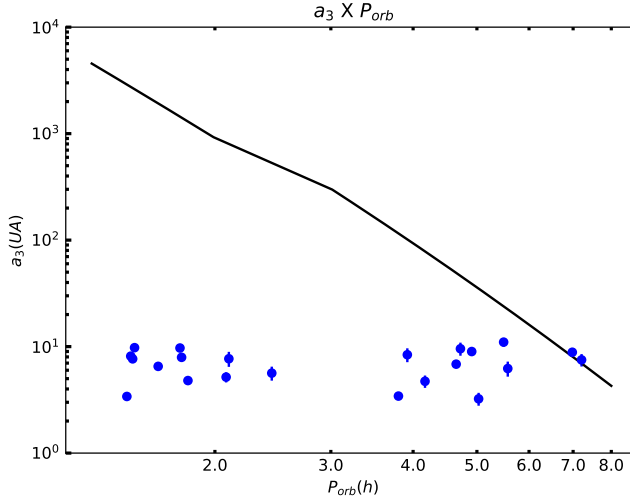


Figura 24 – Distribuição de separação de terceiro corpo orbitando VCs (circulos azuis). A linha sólida preta corresponde à evolução de a_3 . O modelo adota o valor inicial $a_3^0 = 4 UA$.

A inconsistência da hipótese de terceiro corpo torna-se evidente. Em combinação com a perda evolutiva de massa da binária, a drástica redução em m_3 (por fator 20) implica num aumento na separação orbital a_3 por um fator $\simeq 500$ – em marcante contraste com as observações.

5 VARIAÇÕES CÍCLICAS DE PERÍODO EM V4140 SGR

5.1 INTRODUÇÃO

A VC V4140 Sgr foi descoberta por Hoffmeister (1963) e catalogada como S7273. As observações deste autor mostraram duas erupções em um intervalo de cerca de três meses, ambas com baixas amplitudes ($\Delta m = 2-2.5$). Ele sugeriu a classificação do objeto como uma U Gem. S7273 também foi identificada como NSV 12615 pois 12615 era o número de sua inscrição no *New General Catalogue of Suspected Variable Stars* (Kukarkin; Kholopov, 1982).

Jablonski e Steiner (1987) relataram a descoberta de que NSV 12615 era uma binária de curto período ($P_{orb} = 88.45$ min) com eclipses profundos ($\Delta m \sim 1.2$). Esses autores apontaram que estrelas U Gem têm períodos orbitais típicos maiores que 3.9 h, portanto era improvável que NSV 12615 pertencesse a esta classe. A subclasse WZ Sge também foi descartada pois apresentam erupções espaçadas por vários anos com amplitudes altas. Por fim sugeriram que a binária era uma nova anã do tipo SU UMa, pois esses objetos têm curtos períodos orbitais e apresentam frequentes erupções de baixa amplitude. Dois pontos sustentavam a suspeita de que o objeto pertencesse a esta classe: a análise das curvas de luz indicavam a presença de um disco de acréscimo e uma grande quantidade de *flickering* em todas as observações. A confirmação de NSV 12615 como VC veio com os estudos espectroscópicos de Mukai, Corbet e Smale (1988). V4140 Sgr teve seus parâmetros orbitais determinados por Baptista, Jablonski e Steiner (1989).

A confirmação de V4140 Sgr como uma nova anã veio com os estudos de Borges e Baptista (2005b). A análise de séries de fotometria de V4140 Sgr entre 1991 e 2001 feita por esses autores revela que o objeto estava em declínio de erupção em 1992. Eles mediram o tempo de decaimento de brilho da erupção (τ_d) para V4140 Sgr e buscaram na literatura o (τ_d) de outros objetos para construir um diagrama $\log(\tau_d) \times \log P_{orb}$ utilizando a relação obtida por Warner (1995),

$$\tau_d = 0.53P(h)^{0.84}d \text{ mag}^{-1} \quad (5.1)$$

A posição de V4140 Sgr nesse diagrama e a detecção de erupções de baixa amplitude nas observações de 2001 permitiu que este objeto fosse classificado com uma nova anã SU UMa. Borges e Bap-

tista (2005b) redeterminaram os parâmetros orbitais do sistema.

5.2 COLETA E REDUÇÃO DE DADOS

Os dados iniciais para este trabalho compreendem vários conjuntos de imagens coletados no (OPD). Utilizou-se o telescópio de 1.6 m Perkin-Elmer e construiu-se uma base de dados fotométricos cobrindo uma década de observações (entre 2006 e 2016).

As imagens foram corrigidas dos efeitos instrumentais de ruído de leitura (bias) e diferença de sensibilidade pixel-a-pixel (flat-field). A redução dos dados foi feita utilizando rotinas do IRAF. As correções foram feitas subtraindo a imagem mediana de bias de cada imagem de dados e, após, dividindo cada imagem de dados pela imagem normalizada de flat-field no filtro correspondente (usando a rotina imarith).

Com os dados reduzidos usou-se rotinas do IRAF como radprof e daofind para determinar o espalhamento (sigma) no nível das contagens do céu e a largura a meia altura (FWHM) das estrelas no campo e para criar uma lista com coordenadas das estrelas de campo.

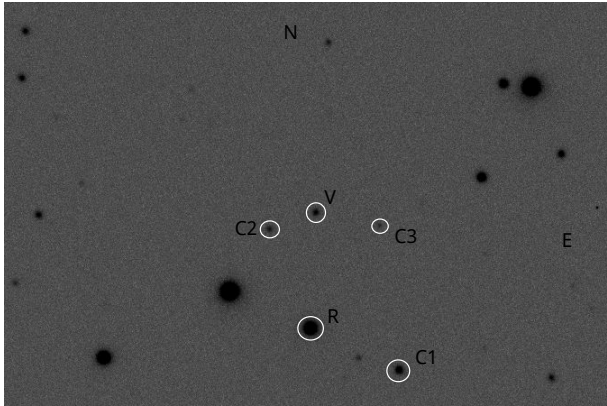


Figura 25 – Carta estelar de V4140 Sgr. Estão indicadas a estrela variável (V), a estrela de referência (R) e três estrelas de comparação (C1-C3).

Então fez-se uso do programa SOARFOT (Baptista e Jablonski 2006) que extrai a fotometria para as estrelas marcadas em uma tabela em um conjunto de imagens. Fotometria diferencial é feita para calcular

as diferenças de magnitude de estrelas no campo com relação a uma dada estrela de referência ao longo do tempo de observação.

Para cada imagem de uma dada monitoria extraiu-se do cabeçalho a data Juliana em Tempo Universal Coordenado (UTC) do meio da exposição e utilizou-se a calculadora de Eastman, Siverd e Gaudi (2010) para obter-se a Data Dinâmica Juliana Baricêntrica BJDD correspondente. Uma série temporal foi construída utilizando as datas BJDD e as diferenças de magnitude entre a estrela variável V e a estrela de referência R, e entre as estrelas de comparação C1-C3 e a estrela de referência R obtidas com o SOARFOT. Além das diferenças de magnitude, o SOARFOT fornece as incertezas nas diferenças de magnitude da Variável.

A Figura 26 mostra uma curva de luz de V4140 Sgr construída com uma dessas séries temporais.

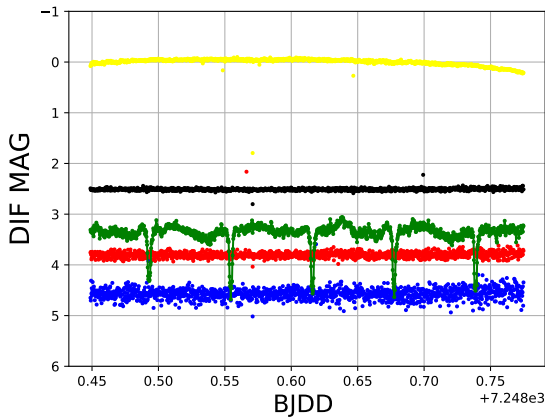


Figura 26 – Curvas de luz obtidas com dados de 2015, onde a magnitude da estrela de referência está representada pela curva amarela deslocada no eixo y, a diferença de magnitude entre a estrela variável V4140 Sgr e a estrela de referência R está representada pela curva verde, as curvas preta, vermelha e azul são curvas das diferenças de magnitude entre as três estrelas de comparação C1-C3 e a referência R.

A Tabela 3 lista a quantidade de eclipses em quiescência observados em cada ano da amostra.

Tabela 3 – Número de eclipses de V4140 Sgr coletados de 2006-2016

ANO	NÚMERO DE ECLIPSES
2006	3
2007	1
2008	1
2009	1
2010	3
2011	12
2012	11
2013	8
2014	8
2015	18
2016	17

5.3 INSTANTES DE ECLIPSE DE V4140 SGR

Os instantes de eclipse foram medidos utilizando a técnica da derivada (Wood, Irwin e Pringle (1985), ver Cap.3), a mesma usada anteriormente por Baptista et al. (2003). Isso assegura a uniformidade e consistência do conjunto de instantes de eclipse que será utilizado adiante para revisar o diagrama (O-C) deste objeto.

A derivada de uma curva suavizada nos fornece os instantes de centro do eclipse médio anual como uma média dos instantes de ingresso (mínimo da derivada) e egresso (máximo da derivada) de uma fonte eclipsada. As curvas de luz que apresentaram estados alto de brilho (Figura 27), decorrentes de erupções no sistema binário, foram excluídas para preservar o perfil comum de todas as curvas combinadas.

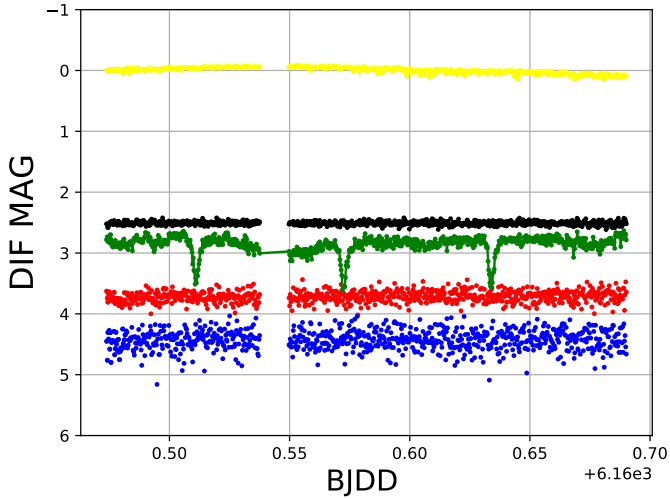


Figura 27 – Curvas de luz obtidas com dados de 2012. A notação é a mesma da Fig.26. Nesta data a variável estava em erupção, ~ 1 mag mais brilhante que no estado quiescente e com eclipses mais rasos.

O eixo temporal das curvas de luz foi convertido para fase orbital em relação à efeméride linear de Baptista et al. (2003),

$$T_{mid} = BJDD = 2446261.67145(6) + 0.0614296779(9) E. \quad (5.2)$$

O eixo y (diferença de magnitude) foi convertido para fluxo relativo à estrela de referência considerando o fluxo desta unitário. Combinamos as curvas de luz de um mesmo ano (Figura 28) para produzir curvas médias com melhor resolução temporal e ruído reduzido.

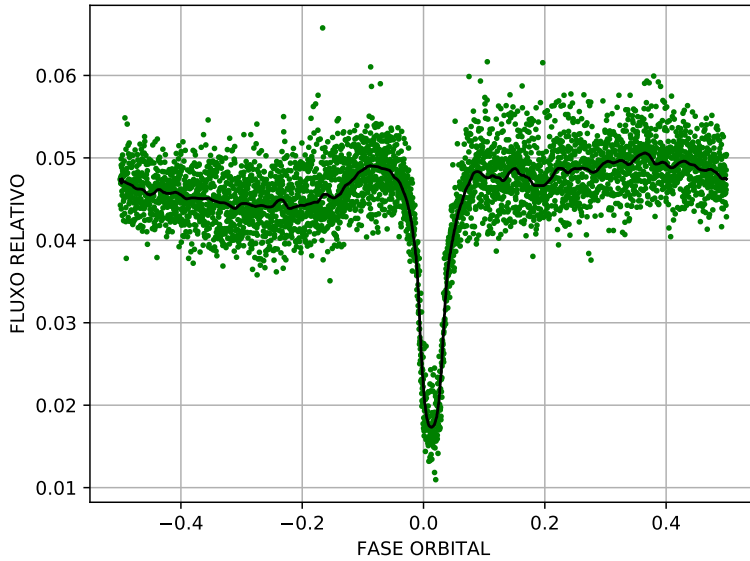


Figura 28 – Curvas de luz obtidas com dados de 2015 combinadas em fase orbital (pontos verdes). A linha sólida preta mostra a curva de luz combinada e suavizada com filtros de mediana e média deslizante.

As curvas de luz foram suavizadas com um filtro de mediana deslizante e, posteriormente, com um filtro de média deslizante e calculou-se a derivada desta curva tratada. A curva derivada foi então suavizada com os mesmos filtros da curva original.

Identificou-se os pontos de mínimo (ϕ_i) e máximo (ϕ_e) da curva derivada, associados ao ingresso e ao egresso do centro de luz do disco, que assumiu-se coincidir com a posição da AB. Assim, a média entre as fases de ingresso e egresso medidas fornece a fase (e o instante) do centro do eclipse da AB.

Calculou-se os instantes de eclipse dados pela média,

$$\phi_m = \frac{\phi_i + \phi_e}{2}, \quad (5.3)$$

com erros,

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_e^2}, \quad (5.4)$$

onde σ_i e σ_e estão associados aos erros de ϕ_i e ϕ_e respectivamente.

Os instantes de eclipse de 2007 e 2008 foram medidos usando a largura do eclipse $\Delta\phi = 0.0384 \pm 0.0006$ (Baptista; Borges; Oliveira, 2016), pois os dados destes anos incluem apenas uma curva de luz cujo máximo da derivada (fase de egresso) era largo e plano, dificultando sua medida. Uma vez que o perfil do mínimo da derivada estava robusto calculou-se os instantes ϕ_m com a equação

$$\phi_m = \phi_i + \frac{\Delta\phi}{2}, \quad (5.5)$$

com erros,

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{0.5\Delta\phi}^2}. \quad (5.6)$$

A Figura 29 mostra as curvas de luz de V4140 Sgr em 2015 (pontos verdes), a curva mediana suavizada (em preto) e a curva derivada suavizada (em vermelho).

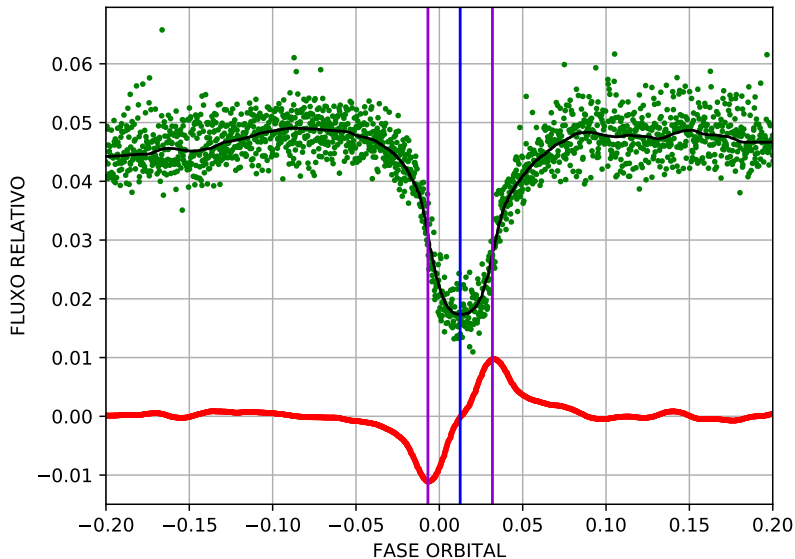


Figura 29 – Curvas de luz obtidas com dados de 2015 combinadas em fase orbital (pontos verdes). A linha sólida preta mostra a curva de luz combinada e suavizada com filtros de mediana e média deslizante. A curva derivada suavizada está representada pela curva vermelha. As duas linhas verticais violetas representam os pontos de ingresso (mínimo da derivada) e egresso (máximo da derivada) da AB. A linha vertical azul representa o instante de eclipse médio.

Para cada ano adotou-se um ciclo representativo E , tomado pelo valor inteiro mais próximo da média dos ciclos de todos os eclipses combinados do ano. O instante de eclipse $BJDD_{obs}$ é recuperado com a efeméride linear de Baptista et al. (2003).

$$BJDD_{obs} = 2446261.67145 + 0.0614296779(E + \phi_m) \quad (5.7)$$

A Tabela 4 apresenta todos os instantes de eclipses observados entre 2006 e 2016. A última coluna lista a largura do eclipse medida em cada ano, $\Delta\phi$. Os valores obtidos são consistentes ao nível de $1-\sigma$

com o listado por Baptista, Borges e Oliveira (2016).

Tabela 4 – Instantes de eclipse de V4140 Sgr (2006-2016).

ANO	E	BJDD (dia)	$(O - C)^1$ (ciclo)	$\Delta\phi$ (ciclo)
2006	125530	2453972.93904(10)	0.0025	0.0378
2007	129370	2454208.82897(11)	0.0009	0.0384
2008	137050	2454680.60914(11)	0.0054	0.0384
2009	141399	2454947.76691(11)	0.0070	0.0377
2010	149113	2455421.63538(9)	0.0060	0.0387
2011	155285	2455800.77939(6)	0.0067	0.0381
2012	161107	2456158.42304(6)	0.0077	0.0380
2013	166870	2456512.44243(8)	0.0102	0.0384
2014	173083	2456894.10516(8)	0.0125	0.0389
2015	178857	2457248.80014(5)	0.0129	0.0387
2016	184695	2457607.42671(5)	0.0146	0.0375

5.4 VARIAÇÕES DE PERÍODO EM V4141 SGR

Desvendar a natureza das variações de período em VCs exige uma base observacional bem amostrada e precisa. Com a adição dos instantes de eclipse deste trabalho aos da literatura, a cobertura do diagrama $(O - C)$ de V4140 Sgr passa dos 30 anos e coloca o objeto num seletivo grupo de VCs (eg, UX UMA, V2051 Oph) onde a interpretação do diagrama $(O - C)$ não é dúvida.

O histórico das variações de período de V4140 Sgr inicia com os trabalhos de Baptista, Jablonski e Steiner (1992), com análise de 20 instantes de eclipses adicionados aos 25 de Baptista et al (1989) mostrando que o período orbital de V4140 Sgr não é constante. No entanto a limitação na base observacional desses autores (cobertura observacional menor do que as escalas de tempo de variação do objeto) não permitiu distinguir entre variação parabólica ou senoidal. Baptista et al. (2003) duplicaram a base de dados anterior e construíram um diagrama $(O - C)$ que revelou variações cíclicas de P_{orb} de V4140 Sgr numa escala de tempo de 6.9 anos com amplitudes de aproximadamente 17 s.

A Figura 30 mostra o diagrama $(O-C)$ atualizado de V4140 Sgr

¹Nota: $(O - C)$ com relação a efeméride linear de Baptista et al. (2003).

com os instantes de eclipse medidos neste trabalho. O novo diagrama cobre aproximadamente 30 anos de observações. Observações de V4140 Sgr feitas no telescópio SOAR (Baptista; Borges; Oliveira, 2016) revelam que o instante de eclipse de 2006 ocorreu 20.5 s após a predição da efeméride linear mais senoidal de Baptista et al. (2003). O instante de eclipse de 2006 medido neste trabalho está coerente com o encontrado por Baptista, Borges e Oliveira (2016). Além disso todos os instantes da amostra ocorreram sistematicamente atrasados com relação à predição da efeméride linear de Baptista et al (2003).

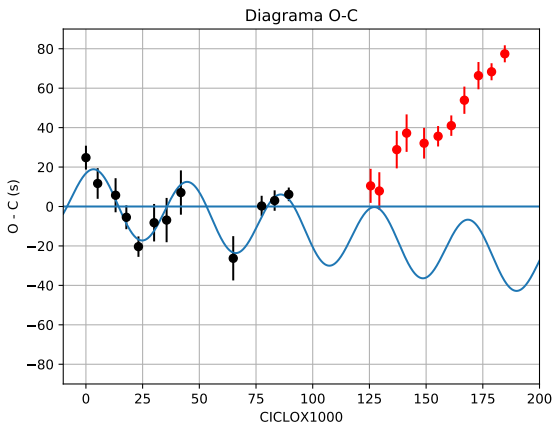


Figura 30 – Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr com relação à efeméride linear de Baptista et al. (2003). Os pontos pretos correspondem aqueles buscados na literatura. Os pontos vermelhos correspondem aos instantes obtidos neste trabalho. A curva azul corresponde à efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste de Baptista et al. (2003).

Revisou-se a efeméride linear de V4140 Sgr utilizando-se os dados da Tabela 5. A Tabela 6 apresenta os resultados do ajuste linear realizado com um algoritmo com *astronomer's weighting function* (AWF) implementado. Ajustes com AWF são ponderados pelo inverso do quadrado dos erros associados aos instantes de eclipse e uma função peso para cada ponto relacionada à distância deste ponto em relação ao melhor ajuste. Estão listados também o desvio padrão σ , o χ^2 -reduzido, χ^2_ν , e o número de graus de liberdade ν . A Figura 31 mostra o diagrama

¹Nota: ($O - C$) com relação à efeméride linear da Tabela 6

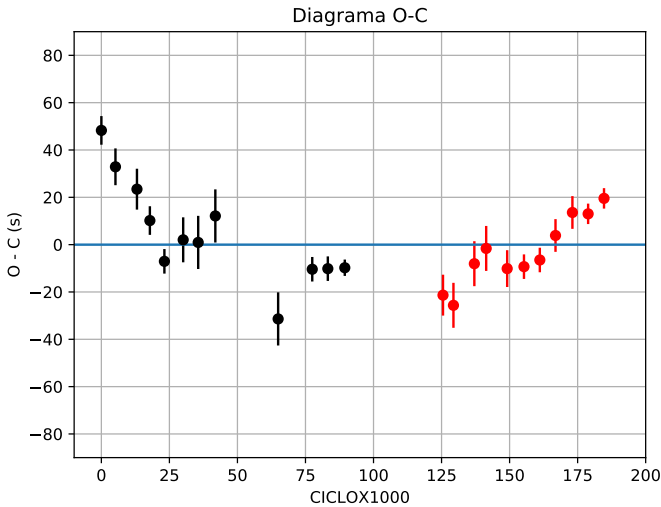
Tabela 5 – Instantes de eclipse de V4140 Sgr (1985-2016)

CICLO	BJDD (dia)	$(O - C)^1$ (<i>ciclo</i>)
12	2446262.40889(7)	+0.0091
5179	2446579.81589(9)	+0.0062
13080	2447065.17170(10)	+0.0044
17826	2447356.71683(7)	+0.0019
23162	2447684.50542(6)	-0.0013
30065	2448108.55462(10)	+0.0004
35580	2448447.33931(13)	+0.0002
41878	2448834.22358(13)	+0.0023
64955	2450251.83587(13)	-0.0059
77488	2451021.73433(6)	-0.0019
83213	2451373.41927(6)	-0.0019
89445	2451756.24906(4)	-0.0018
125530	2453972.93904(10)	-0.0040
129370	2454208.82897(11)	-0.0048
137050	2454680.60914(11)	-0.0014
141399	2454947.76691(11)	-0.0002
149113	2455421.63538(9)	-0.0018
155285	2455800.77939(6)	-0.0017
161107	2456158.42304(6)	-0.0011
166870	2456512.44243(8)	+0.0008
173083	2456894.10516(8)	+0.0027
178857	2457248.80014(5)	+0.0025
184695	2457607.42671(5)	+0.0038

$(O - C)$ em relação à efeméride linear atualizada.

Tabela 6 – Efeméride linear

$BJDD = T_0 + P_0 E$
$T_0 = 2446261.671178(46) \text{ d}$
$P_0 = 0.0614296830(4) \text{ d}$
$\sigma = 0.003524 \text{ ciclos}$
$\chi^2_\nu = 8.2$
$\nu = 21$

Figura 31 – Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr em relação à efeméride revisada da Tabela 6.

5.5 VARIAÇÕES DE PERÍODO DE V4140: TERCEIRO CORPO X ATIVIDADE MAGNÉTICA.

Assumindo a hipótese de terceiro corpo orbitando a binária em V4140 Sgr, e considerando coplanaridade das órbitas e aplicando-se as equações de efeito de tempo luz para uma modulação com período $P_{mod} \sim 6.9$ anos e amplitude $A_{mod} \sim 17$ s, calcula-se a massa e a separação do terceiro corpo ao centro do massa do sistema ternário.

Obteve-se respectivamente $m_3 \sim 9 M_{jup}$ e $a_3 \sim 3.5 U.A.$ Estes resultados são referentes aos ciclos [12-89445], representados pelos pontos pretos nas Figuras 30 e 31. Um terceiro corpo orbitando uma binária numa órbita estável implica numa modulação estritamente periódica de período orbital da binária. A duplicação da base de dados apresentada nesse trabalho permite descartar a hipótese de terceiro corpo, uma vez que os instantes de eclipse medidos de 2006-2016 (ciclos na faixa 129370-184695) desviaram-se da efeméride linear mais senoidal de Baptista et al. (2003) por quantidades maiores que a própria amplitude da modulação – em contradição com a modulação estritamente periódica prevista pela hipótese de terceiro corpo. Adicionalmente, o ajuste de uma senóide a todo o conjunto de dados (Figura 32) tem baixa significância estatística, e ajustes senoidais separados para a primeira e a segunda metade do conjunto de dados (Figura 33) resultam em modulações com período e amplitudes distintos, indicando que as variações de período em V4140 Sgr são cíclicas mas não estritamente periódicas.

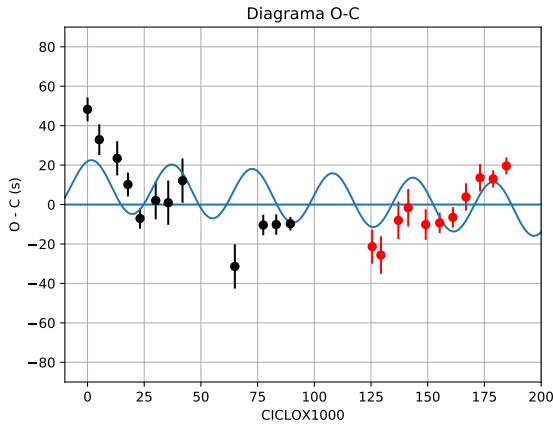


Figura 32 – Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr em relação à efeméride revisada da Tabela 6 com cobertura de 30 anos. A curva azul sólida corresponde ao melhor ajuste linear mais senoidal.

Estes resultados mostram que a hipótese de terceiro corpo não é adequada para explicar as variações cíclicas de período observadas em V4140 Sgr. De fato, todas as VCs com diagrama ($O - C$) cobrindo mais

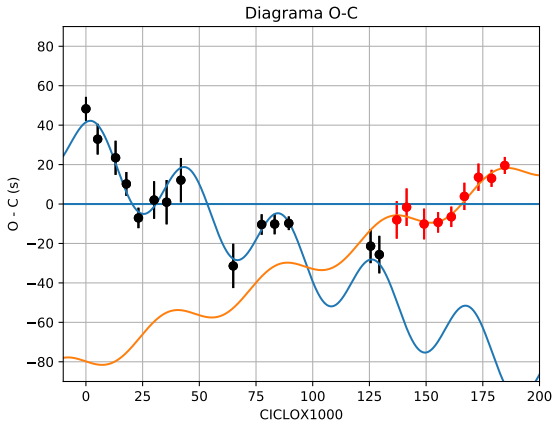


Figura 33 – Diagrama ($O - C$) de V4140 Sgr em relação à efeméride revisada da Tabela 4 com cobertura de 30 anos. As curvas sólidas azul e laranja correspondem aos ajustes linear mais senoidal considerando os ciclos [12-129370] e [137050-184695] respectivamente.

do que um ciclo da modulação (e.g., UX UMa, RW Tri, V2051 Oph) apresentaram modulações aperiódicas ou multiperiódicas (Baptista et al., 1995; Beuermann; Pakull, 1984; Baptista et al., 2003). As variações de período orbital desses objetos podem ser explicadas pelo modelo proposto por Applegate (1992) e desenvolvido entre outros por (Richman; Applegate; Patterson, 1994; Lanza, 2005, 2006), que prevê que variações cíclicas de P_{orb} são consequência de atividade magnética na estrela de tipo solar. A adição de V4140 Sgr a este grupo reafirma a natureza não estritamente periódica das variações de período observadas nas VCs e reforça a explicação de atividade magnética como a causa comum dessas variações.

6 DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

No Capítulo 4 usamos uma abordagem estatística para explorar as implicações da hipótese de que as variações cíclicas de período observadas nas VCs sejam consequência da presença de um terceiro corpo circumbinário modulando os instantes de eclipse. Usamos as equações do efeito de tempo de viagem da luz ao observador para calcular valores de massa m_3 e separação orbital a_3 a partir dos dados de amplitude e escala de tempo da variação cíclica para um conjunto de 22 VCs com diagramas (O-C) bem amostrados e que cobrem mais de uma década de observações. Os valores obtidos para m_3 para sistemas abaixo do gap de períodos são uma ordem de grandeza menores que para sistemas acima do gap, enquanto os valores de a_3 são independentes de P_{orb} ($\bar{a}_3 = 5 - 7$ UA). Uma vez que as VCs evoluem em direção a P_{orb} 's menores, isso implica em considerável perda de massa do terceiro corpo ao longo do tempo. Na tentativa de explicar esse conjunto de observações, desenvolvemos um modelo que assume que a perda de massa do terceiro corpo esteja associada à interação com a ejecta nas erupções recorrentes de nova que ocorrem nas VCs e outro modelo com ajuste empírico à perda de massa do terceiro corpo. Nenhum dos modelos consegue explicar simultaneamente o comportamento das distribuições $m_3(P_{orb})$ e $a_3(P_{orb})$. O problema básico é que a perda de massa combinada da binária e do terceiro corpo impõe um aumento significativo da separação orbital a_3 (por fatores 10-500) para P_{orb} 's menores, em completa discrepância com a distribuição observada. A conclusão deste trabalho é que a hipótese de terceiro corpo é estatisticamente inconsistente e não pode ser usada para explicar as variações cíclicas de período orbital observadas em VCs (e em vários outros tipos de binárias).

No Capítulo 5 apresentamos os resultados do estudo da binária eclipsante V4140 Sgr. Utilizando dados obtidos no (OPD/LNA) entre 2006 e 2016, extraímos fotometria, calculamos os instantes de eclipse e atualizamos o diagrama (O-C) do objeto, dobrando sua cobertura temporal. Os novos instantes de eclipse confirmam que existe variação cíclica no período orbital de V4140 Sgr, ao mesmo tempo em que se mostram inconsistentes com o período e a fase da modulação inferida anteriormente por Baptista et al. (2003). De fato, constatamos que um único período não descreve bem a modulação de período orbital deste objeto, em concordância com o comportamento quasi- ou multi-periódico observado em VCs cujos diagramas (O-C) tem ampla cobertura temporal (e.g., UX UMa, RW Tri e V2051 Oph, Robinson

et al., 1991; Baptista et al., 1995; Baptista et al., 2003).’ Este comportamento nos permite descartar a hipótese de terceiro corpo como explicação plausível para as variações cíclicas de período observadas em V4140 Sgr e reforça as conclusões do Cap. 4.

Embora seja possível modelar sistemas com terceiro corpo circumbinário para inúmeras binárias com modulação de período orbital (com modelos simples como usado neste trabalho ou mais sofisticados), a maioria é refutada por dados adicionais (Parsons et al. 2010b; Bours et al. 2014b), ou por análise detalhada de estabilidade dinâmica orbital (Hinse et al. 2012; Horner et al. 2012; Wittenmyer, Horner e Marshall 2013).

A hipótese que resta é a de que as variações cíclicas sejam decorrentes de atividade magnética na secundária (e.g., Richman et al. 1994, Lanza 2006).

Uma consequência da hipótese de Applegate/Lanza é a previsão de que haja uma redução acentuada na amplitude da modulação de período nos sistemas com secundárias totalmente convectivas, em conexão com a explicação para o *period gap* (ver Seção 2.2.1). Uma vez que $m_3 \propto A_{mod}$, e $M_2 \propto P_{orb}$, a clara redução em m_3 para P_{orb} 's curtos (Fig.23) de fato indica uma amplitude da modulação sistematicamente menor para as VCs com secundárias de menor massa (e totalmente convectivas), em concordância com esta previsão.

Um suporte observacional para as conclusões gerais desta dissertação vem do trabalho de Bours et al. (2016). Esses autores apresentaram um programa observacional de longo prazo de medição de instantes de eclipses de binárias, onde pelo menos uma das componentes seja uma AB. Com 67 estrelas no programa, eles reportam que uma única binária com base observacional longa não apresenta variações de período orbital. Bours et al. (2016) admitem que a limitação na base observacional em vários objetos (especialmente aqueles com cobertura menor que uma década), não permite detecção de variação de período orbital, mas reportam resultados para os demais objetos da amostra. Segundo esses autores, exceto para NN Ser (cujos dados ainda podem ser ajustados com um modelo que inclui dois planetas e um termo quadrático), a presença de um sistema planetário circumbinário pode ser descartada como explicação para as variações de período orbital de binárias. Eles apontam que é mais provável que as variações de período orbital originem-se nas estrelas de tipo solar num mecanismo tipo Applegate/Lanza, e o fato deste mecanismo falhar em alguns casos seja devido ao fato de que ainda não o entendemos completamente e nem os processos que atuam no acoplamento orbital das estrelas de baixa

massa.

REFERÊNCIAS

- Applegate, J. H. A mechanism for orbital period modulation in close binaries. *ApJ*, v. 385, p. 621–629, fev. 1992.
- Applegate, J. H.; Patterson, J. Magnetic activity, tides, and orbital period changes in close binaries. *ApJ*, v. 322, p. L99–L102, nov. 1987.
- Baliunas, S. L.; Vaughan, A. H. Stellar activity cycles. *ARA&A*, v. 23, p. 379–412, 1985.
- Baptista, R. et al. Cyclical period changes in the dwarf novae V2051 Oph and V4140 Sgr. *MNRAS*, v. 345, p. 889–896, nov. 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*, v. 463, p. 3799–3812, dez. 2016.
- Baptista, R. et al. HST and ground-based eclipse observations of V2051 Ophiuchi: binary parameters. *MNRAS*, v. 300, p. 233–243, out. 1998.
- Baptista, R. et al. Hubble Space Telescope and R-Band Eclipse Maps of the UX Ursae Majoris Accretion Disk. *ApJ*, v. 448, p. 395, jul. 1995.
- Baptista, R. et al. Cyclical period changes in Z Chamaeleontis. *MNRAS*, v. 335, p. L75–L78, set. 2002.
- Baptista, R.; Jablonski, F. J.; Steiner, J. E. Photometry of the eclipsing cataclysmic variable NSV 12615. *MNRAS*, v. 241, p. 631–644, dez. 1989.
- Baptista, R.; Jablonski, F. J.; Steiner, J. E. Orbital period variations in V4140 SGR (NSV 12615). *AJ*, v. 104, p. 1557–1562, out. 1992.
- Baptista, R.; Steiner, J. E.; Cieslinski, D. Multicolor eclipse studies of UU Aquarii. 1: Observations and system parameters. *ApJ*, v. 433, p. 332–349, set. 1994.
- Benacquista, M. J.; Downing, J. M. B. Relativistic Binaries in Globular Clusters. *Living Reviews in Relativity*, v. 16, p. 4, mar. 2013.

Beuermann, K. et al. The giant planet orbiting the cataclysmic binary DP Leonis. *A&A*, v. 526, p. A53, fev. 2011.

Beuermann, K.; Pakull, M. W. Orbital period changes in cataclysmic variables? *A&A*, v. 136, p. 250–254, jul. 1984.

Beuermann, K.; Reinsch, K. High-resolution spectroscopy of the intermediate polar EX Hydrae. I. Kinematic study and Roche tomography. *A&A*, v. 480, p. 199–212, mar. 2008.

Bianchini, A. Photometric and spectroscopic observations of the old nova T AUR. *MNRAS*, v. 192, p. 127–134, jul. 1980.

Bonnell, I. A.; Bate, M. R. Massive Circumbinary Discs and the Formation of Multiple Systems. *MNRAS*, v. 269, ago. 1994.

Borges, B. W.; Baptista, R. Multicolor Eclipse Mapping of the Peculiar Dwarf Nova V4140 Sgr. In: Hameury, J.-M.; Lasota, J.-P. (Ed.). *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*. [S.l.: s.n.], 2005. (**Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 330**), p. 365.

Borges, B. W.; Baptista, R. V4140 Sgr: A short period dwarf nova with a peculiar behavior. *A&A*, v. 437, p. 235–245, jul. 2005.

Borges, B. W.; Baptista, R.; Oliveira, A. S. Searching for cyclical period variations in cataclysmic variable stars. In: *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*. [S.l.: s.n.], 2014. (Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, v. 44), p. 148–149.

Borges, B. W. et al. Cyclical period changes in HT Cassiopeiae: a difference between systems above and below the period gap. *A&A*, v. 480, p. 481–487, mar. 2008.

Bours, M. C. P. et al. Long-term eclipse timing of white dwarf binaries: an observational hint of a magnetic mechanism at work. *MNRAS*, v. 460, p. 3873–3887, ago. 2016.

Brinkworth, C. S. et al. Detection of a period decrease in NN Ser with ULTRACAM: evidence for strong magnetic braking or an unseen companion. *MNRAS*, v. 365, p. 287–295, jan. 2006.

Bruch, A. Long-term photometry of the eclipsing dwarf nova V893 Scorpii. Orbital period, oscillations, and a possible giant planet. *A&A*, v. 566, p. A101, jun. 2014.

Dai, Z. et al. A cyclical period variation detected in the updated orbital period analysis of TV Columbae. *Ap&SS*, v. 330, p. 243–248, dez. 2010.

Dai, Z.; Qian, S.-B. Orbital Period Analysis of Eclipsing Z Cam-Type Dwarf Nova EM Cygni: Evidence of Magnetic Braking and a Third Body. *PASJ*, v. 62, p. 965–970, ago. 2010.

Dai, Z. B.; Qian, S. B. Plausible explanations for the variations of orbital period in the old nova DQ Herculis. *A&A*, v. 503, p. 883–888, set. 2009.

Dai, Z.-B. et al. Orbital period analyses for two cataclysmic variables: UZ Fornacis and V348 Puppis inside the period gap. *MNRAS*, v. 409, p. 1195–1202, dez. 2010.

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, ago. 2010.

Echevarría, J.; de la Fuente, E.; Costero, R. U Geminorum: A Test Case for Orbital Parameter Determination. *AJ*, v. 134, p. 262–273, jul. 2007.

FRANK J.; KING, A. R.; RAINE, D. J. Accretion power in astrophysics. *Cambridge and New York, Cambridge University Press, 283 p., 2 ed., 1992.*

Fujimoto, M. Y. A theory of hydrogen shell flashes on accreting white dwarfs. I - Their progress and the expansion of the envelope. II - The stable shell burning and the recurrence period of shell flashes. *ApJ*, v. 257, p. 752–779, jun. 1982.

Goździewski, K. et al. On the HU Aquarii planetary system hypothesis. *MNRAS*, v. 425, p. 930–949, set. 2012.

Greenhill, J. G. et al. Decrease in the orbital period of dwarf nova OY Carinae. *MNRAS*, v. 372, p. 1129–1132, nov. 2006.

Groot, P. J.; Rutten, R. G. M.; van Paradijs, J. A spectrophotometric study of RW Trianguli. *A&A*, v. 417, p. 283–291, abr. 2004.

Hall, D. S. The relation between RS CVn and Algol. *Space Sci. Rev.*, v. 50, p. 219–233, jun. 1989.

Hall, D. S. A connection between long-term luminosity variations and orbital period changes in chromospherically active binaries. *ApJ*, v. 380, p. L85–L87, out. 1991.

Hameury, J. M.; King, A. R.; Lasota, J. P. The period gap and masses of cataclysmic variables. *A&A*, v. 248, p. 525–530, ago. 1991.

HELLIER, C. *Cataclysmic Variable Stars: How and Why They Vary*. [S.l.]: (Berlin: Springer), 2001.

Hellier, C.; Sproats, L. N. Updated Ephemeris for the Cataclysmic Variable EX Hydrae. *Information Bulletin on Variable Stars*, v. 3724, maio 1992.

Horne, K.; Welsh, W. F.; Wade, R. A. On the mass of nova DQ Hercules (1934). *ApJ*, v. 410, p. 357–364, jun. 1993.

Horne, K.; Wood, J. H.; Stiening, R. F. Eclipse studies of the dwarf nova HT Cassiopeiae. I - Observations and system parameters. *ApJ*, v. 378, p. 271–280, set. 1991.

Horner, J. et al. A detailed investigation of the proposed NN Serpentis planetary system. *MNRAS*, v. 425, p. 749–756, set. 2012.

Irwin, A. W.; Fukushima, T. A numerical time ephemeris of the Earth. *A&A*, v. 348, p. 642–652, ago. 1999.

Jablonski, F. J.; Steiner, J. E. NSV 12615 - an eclipsing cataclysmic variable with ultrashort period. *ApJ*, v. 313, p. 376, fev. 1987.

King, A. R. The evolution of compact binaries. *QJRAS*, v. 29, p. 1–25, mar. 1988.

Knigge, C. The donor stars of cataclysmic variables. *MNRAS*, v. 373, p. 484–502, dez. 2006.

Knigge, C.; Baraffe, I.; Patterson, J. The Evolution of Cataclysmic Variables as Revealed by Their Donor Stars. *ApJs*, v. 194, p. 28, jun. 2011.

Kukarkin, B. V.; Kholopov, P. N. *New catalogue of suspected variable stars*. [S.l.: s.n.], 1982.

Lanza, A. F. On the orbital period modulation of RS CVn binary systems. *MNRAS*, v. 364, p. 238–246, nov. 2005.

Lanza, A. F. On the time dependence of differential rotation in young late-type stars. *MNRAS*, v. 373, p. 819–826, dez. 2006.

Lanza, A. F.; Rodonò, M. Orbital period modulation and quadrupole moment changes in magnetically active close binaries. *A&A*, v. 349, p. 887–897, set. 1999.

Lanza, A. F.; Rodono, M.; Rosner, R. Orbital period modulation and magnetic cycles in close binaries. *MNRAS*, v. 296, p. 893–902, jun. 1998.

Marsh, T. R. A spectroscopic study of the deeply eclipsing dwarf nova IP Peg. *MNRAS*, v. 231, p. 1117–1138, abr. 1988.

Marsh, T. R.; Pringle, J. E. Changes in the orbital periods of close binary stars. *ApJ*, v. 365, p. 677–680, dez. 1990.

Mason, E. et al. High Spectral Resolution Time-resolved Optical Spectroscopy of V893 Scorpii. *ApJ*, v. 563, p. 351–360, dez. 2001.

Matèse, J. J.; Whitmire, D. P. Alternate period changes in close binary systems. *A&A*, v. 117, p. L7–L9, jan. 1983.

Mukai, K.; Corbet, R. H. D.; Smale, A. P. Spectroscopy of the eclipsing cataclysmic variable NSV 12615. *MNRAS*, v. 234, p. 291–296, set. 1988.

North, R. C. et al. A mystery solved: the mass ratio of the dwarf nova EM Cygni. *MNRAS*, v. 313, p. 383–391, abr. 2000.

Paczynski, B. Gravitational Waves and the Evolution of Close Binaries. , v. 17, p. 287, 1967.

Paczynski, B. Evolutionary Processes in Close Binary Systems. *ARA&A*, v. 9, p. 183, 1971.

Politano, M.; Webbink, R. F. The White Dwarf Mass and Orbital Period Distributions in Zero-Age Cataclysmic Variables. In: Cassatella, A.; Viotti, R. (Ed.). *IAU Colloq. 122: Physics of Classical Novae*. [S.l.: s.n.], 1990. (Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, v. 369), p. 392.

Potter, S. B. et al. Possible detection of two giant extrasolar planets orbiting the eclipsing polar UZ Fornacis. *MNRAS*, v. 416, p. 2202–2211, set. 2011.

- PRINGLE, J. E.; WADE, R. A. Interacting binary stars. *Cambridge University Press, Cambridge*, 1985.
- Qian, S.-B. et al. Orbital period changes of the nova-like cataclysmic variable AC Cancri: evidence of magnetic braking and an unseen companion. *A&A*, v. 466, p. 589–594, maio 2007.
- Qian, S.-B. et al. Detection of a planetary system orbiting the eclipsing polar HU Aqr. *MNRAS*, v. 414, p. L16–L20, jun. 2011.
- Rappaport, S.; Verbunt, F.; Joss, P. C. A new technique for calculations of binary stellar evolution, with application to magnetic braking. *ApJ*, v. 275, p. 713–731, dez. 1983.
- Retter, A. et al. A 6.3-h superhump in the cataclysmic variable TV Columbae: the longest yet seen. *MNRAS*, v. 340, p. 679–686, abr. 2003.
- Richman, H. R.; Applegate, J. H.; Patterson, J. Long-term periods in cataclysmic variables. *PASP*, v. 106, p. 1075–1084, out. 1994.
- Robinson, E. L.; Shetrone, M. D.; Africano, J. L. New eclipse timings and an upper limit to the rate of mass transfer in the novalike variable RW Tri. *AJ*, v. 102, p. 1176–1179, set. 1991.
- Rodríguez-Gil, P. et al. V348 Puppis: a new SW Sex star in the period gap. *MNRAS*, v. 328, p. 903–910, dez. 2001.
- Rubenstein, E. P.; Patterson, J.; Africano, J. L. The orbital period changes of UX Ursae Majoris. *PASP*, v. 103, p. 1258–1263, dez. 1991.
- Rüdiger, G. et al. Orbital period modulation in close binaries due to cyclic α ²-dynamo activity. *A&A*, v. 392, p. 605–611, set. 2002.
- Schwarz, R. et al. Hunting high and low: XMM monitoring of the eclipsing polar HU Aquarii. *A&A*, v. 496, p. 833–840, mar. 2009.
- Schwope, A. D. et al. A multiwavelength timing analysis of the eclipsing polar DP Leo. *A&A*, v. 392, p. 541–551, set. 2002.
- Shafter, A. W.; Holland, J. N. A Multicolor Photometric Study of the Deeply Eclipsing Dwarf Nova EX Draconis. *PASP*, v. 115, p. 1105–1117, set. 2003.
- Smith, D. A.; Dhillon, V. S. The secondary stars in cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries. *MNRAS*, v. 301, p. 767–781, dez. 1998.

- Taylor, J. H.; Weisberg, J. M. A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. *ApJ*, v. 253, p. 908–920, fev. 1982.
- Thoroughgood, T. D. et al. The masses of the cataclysmic variables AC Cancri and V363 Aurigae. *MNRAS*, v. 353, p. 1135–1150, out. 2004.
- Verbunt, F. Accretion disks in stellar X-ray sources - A review of the basic theory of accretion disks and its problems. *Space Sci. Rev.*, v. 32, p. 379–404, 1982.
- Warner, B. Quasiperiodicity in cataclysmic variable stars caused by solar-type magnetic cycles. *Nature*, v. 336, p. 129–134, nov. 1988.
- WARNER, B. *Cataclysmic Variable Stars*. [S.l.]: (Cambridge: Cambridge University Press), 1995.
- Webbink, R. F. The evolution of low-mass close binary systems. I - The evolutionary fate of contact binaries. *ApJ*, v. 209, p. 829–845, nov. 1976.
- Webbink, R. F.; Wickramasinghe, D. T. Cataclysmic variable evolution: AM Her binaries and the period gap. *MNRAS*, v. 335, p. 1–9, set. 2002.
- Wolf, S. et al. Period and Disk Radius Changes in the Dwarf Nova Ip-Pegasi. *A&A*, v. 273, p. 160, jun. 1993.
- Wood, J. et al. High-speed photometry of the dwarf nova Z Cha in quiescence. *MNRAS*, v. 219, p. 629–655, abr. 1986.
- Wood, J. H. et al. Eclipse studies of the dwarf nova OY Carinae in quiescence. *ApJ*, v. 341, p. 974–996, jun. 1989.
- Wood, J. H.; Irwin, M. J.; Pringle, J. E. A digital technique for the separation of the eclipses of a white dwarf and an accretion disc. *MNRAS*, v. 214, p. 475–479, jun. 1985.
- Yang, Y.-G. et al. The Near-contact Binary RZ Draconis with Two Possible Light-time Orbits. *AJ*, v. 140, p. 1687–1693, dez. 2010.