

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

Centro de Ciências Físicas e Matemáticas – CFM

Departamento de Física

**Um Estudo Fotométrico da Nova-Anã Peculiar
V4140 Sagittarii***

Bernardo Walmott Borges

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Raymundo Baptista e apresentada ao Departamento de Física da UFSC em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Florianópolis

2004

* Trabalho financiado pelo Conselho de Aperfeiçoamento de Pessoal do Ensino Superior (CAPES).

Para Mari, paixão da minha vida; que, após nuvens tempestuosas, me fez olhar o céu e a vida com felicidade e amor que me eram desconhecidos. O futuro promete muitas novidades...

Para meus pais e irmãos; pelo apoio e carinho.

Duplamente à minha mãe Sara, alicerce fundamental em todos momentos da minha vida.

*“Sondei a noite erma e tranquila,
olhei-a fundo a perquirí-la,
sonhando sonhos que ninguém,
ninguém ousou sonhar iguais.”*

Edgar A. Poe

O autor utilizou o \LaTeX [†] para confecção desta dissertação.

[†] O \LaTeX é um programa de edição de textos e documentos. Elaborado por Leslie Lamport na década de 80, o \LaTeX é um conjunto de macros do programa \TeX . O \TeX foi criado por Donald Knuth no final dos anos 70.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Raymundo Baptista, pela dedicação e paciência em meu aprendizado, pela atenção em todos os momentos e pela motivação nos momentos de desânimo. Pelos elogios nos momentos de progresso e pela energia nos momentos de atraso.

“Sem jamais considerar, nem ele nem eu, em pelo caminho tomar descanso, fomos subindo, o mestre à frente eu em segundo, até que por abertura circular pude perceber do céu escuro as grandes maravilhas.”

Dante Alighieri, *A Divina Comédia*

Aos professores do Grupo de Astrofísica da UFSC, Cid e Antônio, pelo apoio em minha formação científica e pessoal.

Aos colegas do Grupo de Astrofísica da UFSC, que proporcionaram um ambiente de trabalho amigável e divertido.

Aos meus parentes e amigos, que com apoio, curiosidade e orgulho incentivaram meus estudos.

A todos os professores do Departamento de Física da UFSC que colaboraram para o crescimento da minha paixão pela Física.

A Sociedade Astronômica Brasileira por estar colaborando com minha inserção na comunidade científica brasileira.

Resumo

V4140 Sgr é uma Variável Cataclísmica (VC) eclipsante que, diferentemente da grande maioria das VCs de curto período orbital, não havia sido classificada como nova-anã ou como polar. No presente trabalho, relata-se a análise de séries temporais de fotometria CCD rápida do objeto, obtidas no Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA) entre 1991 e 2001, nas bandas BVR. As curvas de luz indicam que o sistema foi observado em declínio de uma erupção em 1992 e em erupção em 2001, o que confirma a sua classificação como uma nova-anã.

Como primeira análise, fez-se a revisão dos parâmetros orbitais do sistema motivada pela detecção de um erro na determinação anterior desses parâmetros (Baptista, Jablonski & Steiner 1989). Dos novos valores obtidos, destacam-se a massa da estrela primária M_1 , cujo valor é consistente com a média observada para VCs (Webbink 1990, Smith & Dhillon 1998), e a massa da estrela secundária M_2 , de valor comparável àquelas de estrelas da Sequência Principal de mesma massa e raio. Os novos valores de razão de massa q e inclinação i são usados na análise dos dados com técnicas de mapeamento por eclipse.

A seguir, utilizando-se dados de fotometria fotoelétrica da literatura entre os anos de 1985 e 1990 – somados aos dados do presente trabalho – constrói-se um diagrama observado-menos-calculado com instantes de meio-eclipse da anã branca, cobrindo um intervalo de 16 anos de observações. Nesse diagrama, identifica-se uma variação cíclica de período orbital em V4140 Sgr. Essa variação pode ser ajustada por uma efeméride linear mais senoidal de período 6.9 ± 0.3 anos e amplitude de 17 ± 3 s. A significância estatística desse período por um teste-F é de 99.7%.

Por fim, aplica-se o Método de Mapeamento por Eclipse (MME) às curvas de luz médias do objeto em quiescência e erupção, para obtenção dos mapas de distribuição superficial de brilho do disco de acrecimento. Assumindo uma emissão opticamente espessa

das partes centrais do disco, estima-se uma distância de 600 ± 100 pc ao sistema, através de um método similar à determinação de distâncias de aglomerados abertos. A partir dessa distância, determina-se os perfis radiais de temperatura do disco, que variam de $\sim 16\,000$ K nas partes internas a $\sim 5\,000$ K nas proximidades da borda externa e seguem bem a lei para discos opacos estacionários $T \propto r^{-\frac{3}{4}}$. As temperaturas nas partes internas do disco ($r < 0.2R_{L_1}$, onde R_{L_1} é a distância ao ponto Lagrangeano interno), são sistematicamente maiores que a temperatura crítica T_{crit} abaixo da qual o gás no disco deve estar para permitir erupções (segundo o modelo de instabilidade no disco), tanto em erupção quanto em quiescência. As temperaturas nas partes externas do disco ($r > 0.2R_{L_1}$) são menores do que T_{crit} . As erupções ocorrem, principalmente, com um aumento da temperatura de brilho das partes intermediárias e externas do disco, onde as temperaturas estão sempre abaixo de T_{crit} - em contraste com a expectativa do modelo de instabilidade do disco.

A comparação dos perfis de temperatura em quiescência e erupção e das taxas de acréscimo no disco com outros sistemas, mostra um comportamento bastante peculiar em relação a outras VCs com período orbital similar.

Abstract

V4140 Sgr is a short-period eclipsing Cataclysmic Variable (CV). In contrast with most short period CVs, it was not clearly classified either as dwarf nova or as polar. In this work, we report the analysis of times series of CCD photometry of V4140 Sgr obtained at Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA) between the years of 1991 and 2001. The light curves indicate that the object was caught in the decline from an outburst in 1992 and was in outburst in 2001, which confirms its classification as a dwarf nova.

As a first analysis, the orbital parameters were revised because of an error detected in the previous determination (Baptista, Jablonski & Steiner 1989). The revised primary star mass M_1 is consistent with the observed mean white dwarf mass in CVs (Webbink 1990, Smith & Dhillon 1998), and the revised mass of the secondary star M_2 is comparable to that of stars of same mass and radius in the Main Sequence. The new values of the mass ratio q and inclination i were used in the eclipsing mapping analysis of the data.

Combining photoelectric photometry data from the literature between the years of 1985 and 1990 with the data of the present work, an observed-minus-calculated diagram is constructed using white dwarf mid-eclipse timings, covering 16 yr of observations. The diagram shows cyclical variations in the orbital period in V4140 Sgr which can be fitted by a linear plus sinusoidal ephemeris with a period of 6.9 ± 0.3 yr and amplitude of 17 ± 3 s. The statistical significance of this ephemeris by an F-test is 99.7%.

Finally, the Eclipsing Mapping Method (EMM) is applied to data both in quiescence and outburst to derive accretion disc surface brightness distribution maps. Assuming an optically thick emission for the inner disc regions, a distance of 600 ± 100 pc is obtained, with a method similar to that used to constrain the distance to open clusters. From this distance, disc radial temperature profiles are determined. The temperature vary from 16 000 K in the inner regions to 5 000 K near the outer disc and follow the $T \propto r^{-\frac{3}{4}}$ law of

optically thick steady-state disc. The temperatures of the inner disc regions ($r < 0.2R_{L_1}$, where R_{L_1} is the distance to the inner Lagrangian point), are systematically larger than the critical temperature T_{crit} below which the disc gas should remain to allow outbursts (according to the disc instability model), both in quiescence and in outburst. The temperatures of the intermediate and outer disc regions ($r > 0.2R_{L_1}$) are systematically below T_{crit} in quiescence as well in outburst. The outburst occurs mainly with a significant increase in brightness of the intermediate and outer disc regions, the temperatures of which are always below T_{crit} - in contrast with expectation of the disc instability model.

The radial temperature distribution profiles in quiescence and in outburst and the inferred disc mass transfer rate are significantly different from those of other dwarf novae of similar orbital period, indicating that V4140 Sgr is a peculiar system.

SUMÁRIO

1. <i>Revisão Bibliográfica</i>	1
1.1 As eqüipotenciais de Roche	1
1.2 Estrelas variáveis cataclísmicas	8
1.3 A classificação de VCs	9
1.4 A distribuição de períodos orbitais	15
1.5 Cenário evolucionário padrão de VCs	17
1.6 A estrela secundária em VCs	22
1.7 Discos de acréscimo	23
1.8 Modelos de erupções de novas-anãs	28
1.8.1 O modelo de instabilidade de transferência de massa (ITM)	28
1.8.2 O modelo de instabilidade do disco (ID)	29
1.9 A variável cataclísmica V4140 Sgr	32
1.10 O método de mapeamento por eclipses (MME)	33
2. <i>Observações e Redução dos Dados</i>	36
2.1 Observações e reduções dos dados	36
2.2 V4140 Sgr como uma Nova-Anã	40
3. <i>Revisão dos Parâmetros Orbitais</i>	46
3.1 Revisão do método	46
3.2 Cálculo dos parâmetros orbitais de V4140 Sgr	51
4. <i>Variações Cíclicas de Período Orbital</i>	54

4.1	Medição dos instantes de eclipse	55
4.2	Teste-F de significância estatística (Pringle 1975)	60
4.3	Variações cíclicas em P_{orb}	64
4.3.1	Implicações	68
4.4	O diagrama amplitude versus P_{mod}	69
5.	<i>Parâmetros Físicos do Disco de Acréscimo</i>	72
5.1	Preparação dos dados e construção dos mapas	72
5.2	O diagrama cor-cor	78
5.3	A estimativa da distância	80
5.4	Os perfis radiais de temperatura	85
5.5	Comparação com outros sistemas	92
6.	<i>Conclusões</i>	98

LISTA DE FIGURAS

- 1.1 A distribuição de massa $m(r)$ em função do raio r em unidades adimensionais. Nos dois gráficos a linha pontilhada representa uma estrela incompreensível de densidade uniforme. Em (a) a linha tracejada representa uma anã branca de $0.9M_{\odot}$ e a linha cheia é o modelo do Sol. Representa-se em (b), uma estrela de $4M_{\odot}$ na Seqüência Principal (SP) (linha cheia), na fase de gigante vermelha (tracejada) e de super-gigante (traço-ponto). Extraído de Pringle (1985). 4
- 1.2 Eqüipotenciais de Roche para um sistema binário de $q = 0.25$. Estão representados os pontos Lagrangeanos ($L_1 - L_5$) e o centro de massa do sistema (CM). As eqüipotenciais estão indicadas de 1 a 4 no sentido de Φ crescente. L_1 é um ponto de sela de Φ e é chamado de ponto Lagrangeano interno. L_4 e L_5 são pontos de máximo local de Φ (também conhecidos como pontos dos asteróides Troianos). Extraído de Iben & Livio (1993). . . 5
- 1.3 Valor do potencial de Roche Φ em função da distância na linha que une os centros das duas estrelas. Os centros das estrelas estão representados pelas letras O e S , também estão indicados os pontos de máximo (ou pontos Lagrangeanos) L_1 , L_2 e L_3 . Extraído de Pringle (1985). 6
- 1.4 Três possíveis cenários para sistemas binários mostrados num gráfico do potencial como o da Figura 1.3. Em (a) um sistema destacado, (b) um sistema semi-ligado e (c) uma binária de contato. Extraído de Pringle (1985). 7
- 1.5 Representação esquemática de uma VC vista de um dos pólos do sistema. Extraído de Warner (1995). 9

- 1.6 Curva de luz de eclipse do sistema IY UMa onde estão indicados os pontos de egresso e ingresso do bright spot e da anã branca. Extraído de Rolfe, Haswell & Patterson (2001). 10
- 1.7 Representação de um sistema eclipsante com $q = 0.13$ e $i = 78^\circ$. Na coluna da direita está representada a concepção geométrica do sistema. No centro temos a “sombra” da secundária representando as regiões que são ocultadas, onde o lobo de Roche está indicado pela linha pontilhada e o centro do disco pela cruz. O painel da esquerda representa a curva de luz que está sendo observada em linha cheia. Extraído de Baptista (2001). 11
- 1.8 Curva de luz de Z Cam mostrando os standstills característicos (observações da AAVSO). Extraído de Warner (1995). 12
- 1.9 Curva de luz de VW Hyi indicando a presença de super-erupções. O eixo das ordenadas indica a magnitude aparente em V e o das abscissas mostra o tempo em data juliana. Extraído de Bateson (1977). 13
- 1.10 Histograma da distribuição de períodos orbitais de VCs de acordo com as classes. Extraído de Warner (1995). 16
- 1.11 Evolução de uma VC nas proximidades do período orbital mínimo. A massa da primária é $1M_\odot$. As linhas cheias representam o equilíbrio de uma estrela da SP e de uma anã branca. Os períodos orbitais em minutos estão indicados sobre a trajetória evolutiva. Extraído de Ritter (1986). . . 20
- 1.12 Evolução com o período orbital da taxa de transferência de massa \dot{M} , massa da secundária M_2 e raio da secundária R_2 para vários modelos de VCs sob influência de freamento magnético e radiação gravitacional. **Esquerda:** Evolução de um sistema de massas iniciais $M_1 = 1.1M_\odot$ e $M_2 = 0.9M_\odot$. **Direita:** Evolução de sistemas de massas iniciais $M_1; M_2 = 0.4; 0.2$ (linha cheia), $0.35; 0.35$ (linha pontilhada), $0.6; 0.3$ (linha tracejada), $0.7; 0.65$ (linha tracejada, traço longo). Extraído de Howell, Nelson & Rappaport (2001). 21

- 1.13 Um anel de matéria de massa m é colocado em órbita Kepleriana em $r = R_0$ sob a ação da viscosidade (ou seja, com $\Sigma(t = 0) = \frac{m}{2\pi R_0} \delta(r - R_0)$). A densidade superficial Σ é mostrada em função de $x = \frac{r}{R_0}$ e da variável adimensional $\tau = 12\nu t R_0^{-2}$. Extraído de Pringle (1981). 25
- 1.14 Plano $\Sigma - T$ onde o comportamento cíclico ocorre, a solução estacionária (T_0, Σ_0) está na região da curva com $\frac{\partial T(r)}{\partial \Sigma} < 0$. Extraído de Frank, King & Raine (1992). 30
- 1.15 Curvas-S no plano $\Sigma - T$ para diferentes valores do parâmetro α de Shakura & Sunyaev (1973). Extraído de Pojmanski (1986). 32
- 2.1 Imagem de V4140 Sgr (indicada por V) obtida com a câmera CCD na banda V em 1992. Estão indicadas as estrelas de referência (C1) e as comparações (C2-5) utilizadas na fotometria diferencial. A orientação do campo está indicada nas laterais e o tamanho da imagem é de $\simeq 2' \times 2'$ 39
- 2.2 Erupções de SS Cyg classificadas em quatro tipos por Campbell (1934). 41
- 2.3 Observações em R de V4140 Sgr no declínio de uma erupção, em 1992. Estão indicados sobre os dados, as datas em que foram feitas as observações. O único ponto do dia 30 de julho de 1992 refere-se a uma única imagem em R para calibração naquela data. Logo acima, como indicado, foi colocada uma estrela de comparação do campo. 42
- 2.4 Ajuste exponencial para determinação de τ_d da erupção de 1992. Foram excluídos os pontos em que o objeto encontrava-se em eclipse. 43
- 2.5 Diagrama $\log \tau_d \times \log P$ onde é representada a correlação de Warner (1995) em linha tracejada. Percebe-se a posição de V4140 Sgr juntamente com outros sistemas do subtipo SU UMa. 44
- 2.6 Observações em B de V4140 Sgr em erupção no ano de 2001, comparando-as com dados do objeto em quiescência de 2000. Estão indicados sobre os dados, as datas em que foram feitas as observações. Logo acima, como indicado, foi colocada uma estrela de comparação do campo. 45

-
- 3.1 Curva de luz de um eclipse de V2051 Oph onde estão indicadas as fases de contato da anã branca (ϕ_{w1-4}) e do bright spot (ϕ_{b1-4}). 48
- 3.2 Diagrama massa da primária-secundária para V4140 Sgr. A nuvem de pontos é resultado da simulação de Monte Carlo para o sistema e a linha tracejada indicada por MS é relação empírica de Caillault & Patterson (1990) para estrelas na SP. A linha cheia é a relação obtida pela semi-amplitude da velocidade radial da primária K_1 obtida por Mukai, Corbet & Smale (1988) (Equação 3.8) e a linha traço-ponto é a relação $M_1(q)$ obtida na medição de $\Delta\phi_{wd}$ (Equações 3.5 e 3.6). As linhas pontilhadas correspondem às incertezas ao nível de $1 - \sigma$ 52
- 4.1 Método da mínima/máxima derivada aplicado para V4140 Sgr em 1985. Os dados foram observados em luz integral (W). (a) curva de luz combinada de 8 eclipses; (b) a curva anterior após o filtro de mediana (com um offset negativo para melhor visualização) e (c) a curva de derivada já aplicado o filtro de mediana. ϕ_{max} e ϕ_{min} são as fases máxima e mínima derivada, ϕ_0 é o centro do eclipses da anã branca e $\delta\phi$ o deslocamento em fase em relação à efeméride-teste. 57
- 4.2 Método da mínima/máxima derivada aplicado as curvas de luz médias de V4140 Sgr em três ocasiões. Os anos estão indicados no gráfico juntamente com a banda de observação entre parênteses. Cada gráfico apresenta a curva de luz combinada e suavizada com o filtro de mediana, e sua respectiva derivada também suavizada pelo filtro de mediana. As linhas pontilhadas representam as fases de mínima e máxima derivada, e o instante de meio-eclipse. Acima deste último estão indicados os atrasos ou avanços ($\delta\phi$) dos instantes de eclipse em relação à efeméride linear da Tabela 4.3. 59

- 4.3 O diagrama O-C de V4140 Sgr em relação à efeméride linear da Tabela 4.3. Os timings da literatura e medidos pelos métodos de mínima luz descritos na Seção 4.1 estão representados como quadrados abertos no painel superior, os novos *timings* estão representados por círculos fechados. A linha tracejada no painel superior é a efeméride quadrática de melhor ajuste, e a linha sólida do painel inferior é a efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste (Tabela 4.3). 62
- 4.4 O diagrama da amplitude versus período da modulação para VCs eclipsantes. As linhas de $\frac{\Delta P}{P}$ constantes estão representados por linhas pontilhadas. Sistemas de longo período ($P_{orb} > 3$ h) estão representados por quadrados abertos e os sistemas de curto período ($P_{orb} < 3$ h) são os círculos cheios. Os pontos do gráfico representam os seguintes sistemas: V4140 Sgr, V2051 Oph (Baptista et al. 2003), Z Cha (Baptista et al. 2002), EX Dra (Baptista et al. 2000), EX Hya, U Gem, IP Peg, DQ Her, RW Tri, T Aur e UX UMa (referências presente em Warner 1995) (extraído de Baptista et al. 2003). 70
- 5.1 **Esquerda:** Curvas médias de V4140 Sgr na banda B com suas respectivas barras de erros (pontos) e as curvas reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A linha tracejada indica o fluxo da componente não eclipsada. **Direita:** Mapas das distribuições superficiais de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr em escala logarítmica de tons de cinza, as partes mais escuras representam as regiões mais brilhantes. Em linhas pontilhadas estão indicados o lobo de Roche, a trajetória balística do gás e um disco de raio $R_d = 0.4R_{L1}$. A barra em escala de cinza corresponde a uma escala linear do logaritmo da intensidade no intervalo de -8 a -3 75

- 5.2 **Esquerda:** Curvas médias de V4140 Sgr na banda V com suas respectivas barras de erros (pontos) e as curvas reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A linha tracejada indica o fluxo da componente não eclipsada. **Direita:** Mapas das distribuições superficiais de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr em escala logarítmica de tons de cinza, a notação é a mesma da Figura 5.1. 76
- 5.3 **Esquerda:** Curvas médias de V4140 Sgr na banda R com suas respectivas barras de erros (pontos) e as curvas reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A linha tracejada indica o fluxo da componente não eclipsada. **Direita:** Mapas das distribuições superficiais de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr em escala logarítmica de tons de cinza, a notação é a mesma da Figura 5.1. 77
- 5.4 Curvas médias em quiescência de V4140 Sgr nas bandas BVR e seus respectivos mapas. Utiliza-se as mesmas notações e representações gráficas da Figura 5.1. 79
- 5.5 **Esquerda:** Diagrama cor-cor do disco de acréscimo de V4140 Sgr. Cada ponto representa a média das cores dos pixels dos mapas em quiescência em intervalos de $0.05R_{L_1}$ em raio, estendendo-se até um raio de $\simeq 0.4R_{L_1}$. São apresentadas as relações da SP (linha cheia), corpo negro (linha pontilhada) e emissão opticamente fina de H (linha tracejada). O ponto indicado por C representa a região interna do disco. **Direita:** Diagrama cor-magnitude do disco de acréscimo de V4140 Sgr. Cada ponto representa o mesmo intervalo em raio do diagrama cor-cor. O ponto indicado por C representa a região interna do disco. A linha pontilhada é a relação de Barnes-Evans de melhor ajuste (detalhes no texto). Os vetores em ambos painéis representam um avermelhamento de $E(B - V) = 0.4 \text{ mag kpc}^{-1}$ que foram corrigidos para os dados. 81

5.6	Perfis radiais de temperatura dos mapas BV de V4140 Sgr. Os perfis foram calculados assumindo uma distância de 600 pc ao sistema. Os pontos (quadrados abertos) representam os pixels individuais dos mapas. As linhas pontilhadas correspondem ao modelo de disco fino opaco em estado estacionário para taxas de transferência de massa de 10^{-9} (curva superior) e $10^{-10}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (curva inferior). A linha traço-ponto representa a temperatura crítica abaixo da qual ocorrem erupções, de acordo com o modelo de ID.	86
5.7	Perfis radiais de temperatura dos mapas R de V4140 Sgr. A notação é a mesma da Figura 5.6. As linhas verticais representam os pontos de mesma intensidade utilizados para estimar uma velocidade de $\simeq 0.4 \text{ km/s}$ para a onda de resfriamento que se propaga em direção às regiões centrais do disco num intervalo aproximado de 1 dia.	87
5.8	Perfis radiais de temperatura de V4140 Sgr em B e R. Foram sobrepostos os perfis médios em quiescência e erupção de cada banda; cada ponto é a média de bins de $0.05R_{L1}$ e a incerteza é o desvio padrão. Painel superior: Os quadrados vazios são os dados na banda B em quiescência (Bquies) e os quadrados cheios são os dados em erupção. Painel inferior: Os quadrados vazios, cheios e semi-cheios são os dados na banda R em quiescência (Rquies), em declínio tardio (Rerup2) e em declínio inicial (Rerup1), respectivamente.	90
5.9	Perfis radiais médios de temperatura de V4140 Sgr em quiescência para $d = 600 \text{ pc}$ (linha cheia) e aplicando uma variação de $\pm 20\%$ em d (linhas tracejadas). Seguindo os casos anteriores, as médias foram calculadas em bins de $0.05R_{L1}$	91
5.10	Perfis radiais de temperatura de V4140 Sgr em quiescência (quadrados abertos) onde foram sobrepostos os perfis médios dos quais foram subtraídos a contribuição de uma anã branca a 20 000 K de raio R_1 (linha tracejada) (Tabela 3.2) vista por inteiro.	93

-
- 5.11 Taxa de transferência de massa \dot{M} para $0.1 R_{L_1}$ (cruzes) e $0.3 R_{L_1}$ (círculos abertos) em função de P_{orb} . Os objetos indicados com (nl) são novas-like, e os indicados com (na) são novas-anãs. O gap é o intervalo entre as duas linhas pontilhadas. Adaptado de Baptista (2001). 94
- 5.12 Perfis radiais de temperatura de HT Cas nas banda UBVR. Modelos de disco opticamente espesso em estado estacionário para 10^{-10} e $10^{-11} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ são apresentados em linhas cheias. Extraído de Wood et al. (1992). 96
- 5.13 Perfil radial de temperatura de Z Cha em luz integral (W). Modelos de discos opacos em estado estacionário para diferentes \dot{M} estão representados por linhas cheias. Extraído de Wood et al. (1986). 97
- 5.14 Perfil radial de temperatura de OY Car em luz integral (W). Modelos de discos opacos em estado estacionário para diferentes \dot{M} estão representados por linhas cheias. Extraído de Wood et al. (1989). 97

LISTA DE TABELAS

2.1	Jornal das observações	38
3.1	Parâmetros observacionais de V4140 Sgr	49
3.2	Parâmetros orbitais recalculados de V4140 Sgr	51
4.1	Novas observações de V4140 Sgr	57
4.2	Timings de meio-eclipse de V4140 Sgr	61
4.3	Efemérides de V4140 Sgr	61
5.1	Identificação das curvas médias de V4140 Sgr utilizadas no MME	73
5.2	Contribuição fracional da componente não eclipsada	74

Capítulo 1

Revisão Bibliográfica

No presente capítulo, apresenta-se uma revisão bibliográfica da classe de objetos a que pertence V4140 Sgr, as *estrelas variáveis cataclísmicas*. Nessa revisão são vistos os principais assuntos necessários à caracterização desses sistemas estelares binários: propriedades físicas, classificação, propriedades observacionais, teoria de discos de acréscimo, modelos de erupções e modelos evolutivos; por fim, é apresentado um pequeno histórico do sistema. Os conceitos são abordados mais profundamente naqueles temas que serão utilizados na continuidade do trabalho. Além disso, o capítulo provê os conceitos básicos do *método de mapeamento por eclipses*, aplicado aos dados de V4140 Sgr no Capítulo 5.

1.1 As eqüipotenciais de Roche

Para introdução do conceito de estrelas variáveis cataclísmicas, é necessário ter conhecimento dos efeitos de distorção gravitacional e rotacional que deformam as estrelas de sistemas binários compactos e permitem a transferência de massa entre suas componentes.

Considere um sistema binário cujas estrelas componentes possuam massas M_1 e M_2 que, numa configuração geral, descrevem uma órbita elíptica de excentricidade e em torno do seu centro de massa. Se as estrelas são próximas o suficiente, o efeito de interações de maré leva à circularização da órbita e à corrotação das estrelas componentes com o período orbital P_{orb} . Isso ocorre pois, em órbitas excêntricas e não-sincronizadas agem

forças de maré de amplitude variável, que forçam pulsações nas estrelas do sistema. Essas pulsações são dissipadas pela viscosidade do gás estelar e levam o sistema a um estado de mínima energia (para um momento angular constante) em que as estrelas têm rotação síncrona com o período orbital e descrevem uma órbita circular.

Nesse sistema binário de órbita circular, a separação orbital a está relacionada com o período orbital pela terceira lei de Kepler,

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)} \quad , \quad (1.1)$$

e define-se a razão de massa q do sistema por

$$q \equiv \frac{M_2}{M_1} \quad . \quad (1.2)$$

Tomando um sistema de coordenadas cartesianas girante com velocidade angular constante $\omega = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}}$ localizado no centro de massa da binária, o vetor-posição é então $\vec{r} = (x, y, z)$. Assumindo o eixo z na direção do eixo de rotação, tem-se $\vec{\omega} = (0, 0, \omega)$.

A aceleração $\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$ de uma partícula no sistema de coordenadas não-inercial é dada por

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \dot{\vec{v}} + \vec{\omega} \times \vec{v} \\ &= \ddot{\vec{r}} + 2\vec{\omega} \times \dot{\vec{r}} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) \quad , \end{aligned} \quad (1.3)$$

onde $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ é a velocidade da partícula. O segundo termo do lado direito da Equação 1.3 é a força de Coriolis, e o termo final é a força centrífuga. Pode-se reescrever o último termo como

$$\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) = \nabla\phi_\omega \quad , \quad (1.4)$$

onde

$$\phi_\omega = -\frac{1}{2}\omega^2(x^2 + y^2) \quad (1.5)$$

é o potencial resultante da representação da força centrífuga como um campo de força conservativo que age no sentido radial do eixo de rotação.

Tratando agora a dinâmica do fluido estelar, a aceleração de um elemento do fluido num sistema de coordenada inercial é governada pela equação de Euler (Cattani 1990)

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\phi_G \quad , \quad (1.6)$$

onde p é a pressão, ρ a densidade, ϕ_G é o potencial gravitacional das duas estrelas que satisfaz a equação de Poisson

$$\nabla^2\phi_G = 4\pi G\rho \quad . \quad (1.7)$$

A variação temporal do campo de velocidades do fluido (Cattani 1990) é

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} \quad . \quad (1.8)$$

Pode-se fazer a relação da expressão acima com o primeiro termo do lado direito da Equação 1.3 do sistema não-inercial, ou seja,

$$\ddot{\vec{r}} + 2\vec{\omega} \times \dot{\vec{r}} + \nabla\phi_\omega = \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} + 2\vec{\omega} \times \vec{v} + \nabla\phi_\omega \quad . \quad (1.9)$$

Agrupando as Equações 1.3, 1.6 e 1.9 obtém-se uma expressão final

$$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} + 2\vec{\omega} \times \vec{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\Phi \quad , \quad (1.10)$$

onde $\Phi = \phi_G + \phi_\omega$ é o potencial total.

Como foi assumido que as estrelas do sistema estão sincronizadas com o período orbital, pode-se afirmar que $\vec{v} = 0$. Além disso, o interesse aqui está na superfície estelar, onde a pressão e a densidade tendem ao valor constante de zero. Portanto $\nabla\Phi = 0$, ou seja, a forma das estrelas da binária é determinada pelas superfícies de potencial total Φ constante.

A aproximação sugerida por Roche simplifica o extenso trabalho numérico de resolver a equação de Poisson para determinar ϕ_G . Ela sugere que estrelas num sistema binário podem ser tratadas como massas puntuais, o que – como pode ser visto na Figura 1.1 – é razoavelmente satisfeito.

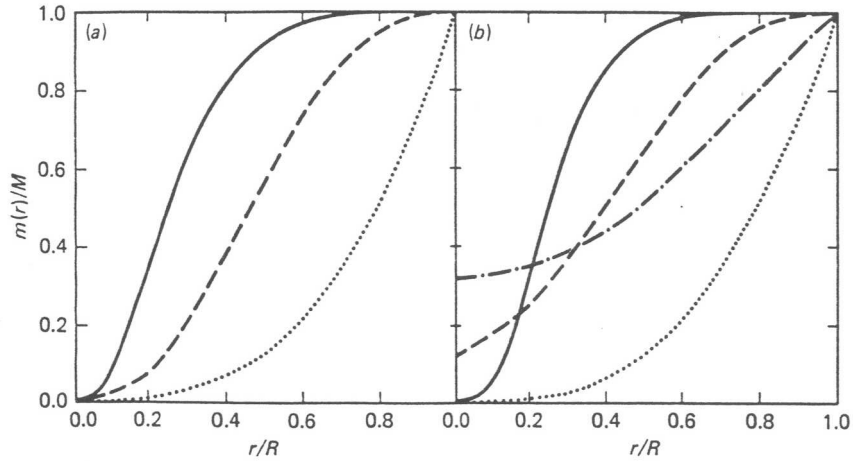


Fig. 1.1: A distribuição de massa $m(r)$ em função do raio r em unidades adimensionais. Nos dois gráficos a linha pontilhada representa uma estrela incompreensível de densidade uniforme. Em (a) a linha tracejada representa uma anã branca de $0.9M_{\odot}$ e a linha cheia é o modelo do Sol. Representa-se em (b), uma estrela de $4M_{\odot}$ na Sequência Principal (SP) (linha cheia), na fase de gigante vermelha (tracejada) e de super-gigante (traço-ponto). Extraído de Pringle (1985).

Antes de escrever o potencial Φ de uma maneira explícita, a origem do sistema de coordenadas girante será movida para o centro da estrela de massa M_1 , o eixo z se mantém na direção do eixo de rotação e x é tomado na direção da linha que une os centros das estrelas. Portanto o centro da estrela de massa M_2 está localizado em $(a, 0, 0)$ e o centro de massa em $(\mu a, 0, 0)$, onde $\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2} = \frac{q}{1+q}$ é a massa reduzida.

Nessas coordenadas, o potencial total na simplificação de Roche é

$$\Phi = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{GM_2}{[(x - a)^2 + y^2 + z^2]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2}\omega^2[(x - \mu a)^2 + y^2] \quad (1.11)$$

e a equipotenciais de Roche, dadas por Φ constante, são apresentadas na Figura 1.2. A

distorção causada pela rotação e pelas forças de maré fazem com que as estrelas tenham uma dimensão maior na direção x e dimensão menor na direção do eixo de rotação.

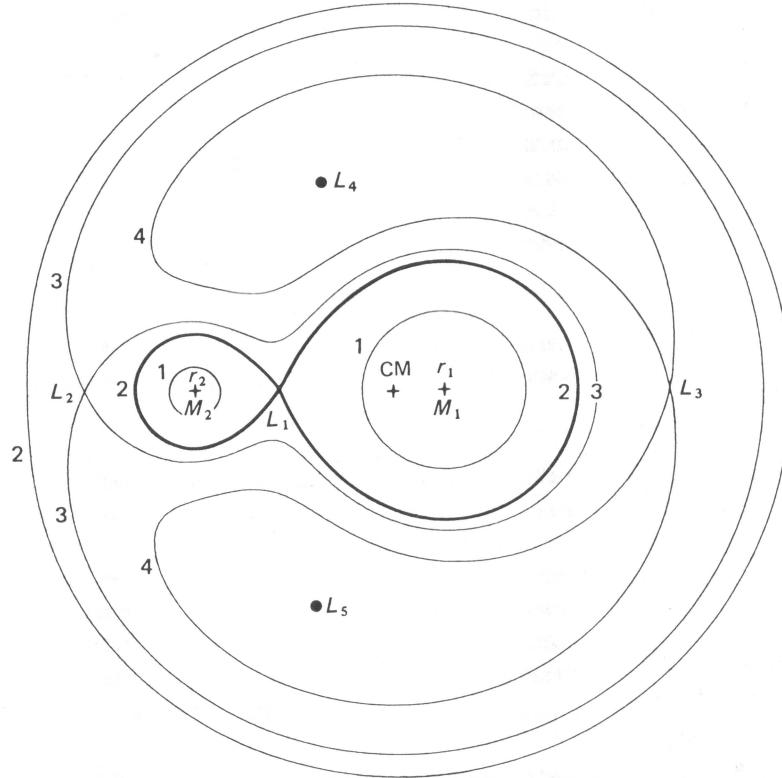


Fig. 1.2: Equipotenciais de Roche para um sistema binário de $q = 0.25$. Estão representados os pontos Lagrangeanos ($L_1 - L_5$) e o centro de massa do sistema (CM). As equipotenciais estão indicadas de 1 a 4 no sentido de Φ crescente. L_1 é um ponto de sela de Φ e é chamado de ponto Lagrangeano interno. L_4 e L_5 são pontos de máximo local de Φ (também conhecidos como pontos dos asteróides Troianos). Extraído de Iben & Livio (1993).

Utilizando as Equações 1.1, 1.2 e 1.11 pode-se escrever

$$\Phi = \frac{GM_1}{a} f\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}, \frac{z}{a}, q\right) \quad , \quad (1.12)$$

onde pode ser visto que a forma das equipotenciais é função somente de q e sua escala é determinada por a .

Percebe-se na Figura 1.2 que as superfícies equipotenciais tornam-se cada vez mais distorcidas à medida que se afastam dos centros estelares, até alcançarem um ponto

crítico chamado de *ponto Lagrangeano interno* L_1 . O ponto L_1 é um ponto de sela do potencial Φ e a superfície definida pelo potencial deste ponto é chamada *lobo de Roche*, a maior equipotencial fechada que pode conter uma das estrelas.

A Figura 1.3 apresenta o potencial de Roche em função da separação entre os centros estelares, ou seja, $\Phi(x, 0, 0)$ por x . Os três máximos ocorrem nos pontos Lagrangeanos L_1 , L_2 e L_3 , que podem ser calculados pela equação

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{y=z=0} = 0 \quad (1.13)$$

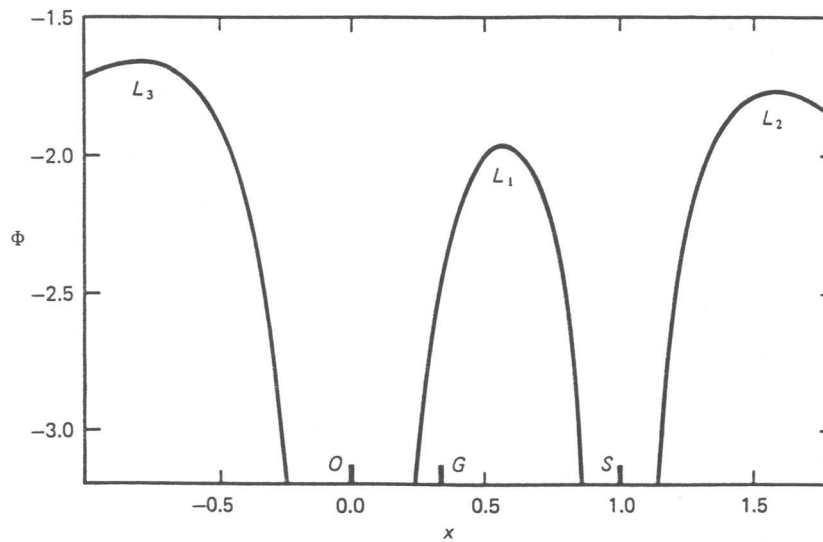


Fig. 1.3: Valor do potencial de Roche Φ em função da distância na linha que une os centros das duas estrelas. Os centros das estrelas estão representados pelas letras O e S , também estão indicados os pontos de máximo (ou pontos Lagrangeanos) L_1 , L_2 e L_3 . Extraído de Pringle (1985).

e a distância R_{L_1} do centro da primária ao ponto L_1 pode ser estimada pela expressões analíticas de Plavec & Kratochvil (1964)

$$\frac{R_{L_1}}{a} = 0.5 - 0.227 \log q \quad , \quad 0 \leq q \leq 10 \quad , \quad (1.14)$$

ou de Silber (1992)

$$\frac{R_{L_1}}{a} = (1.0015 + q^{0.4056})^{-1} \quad , \quad 0.04 \leq q \leq 1 \quad . \quad (1.15)$$

Quando as duas estrelas do sistemas são suficientemente pequenas de modo a estarem perfeitamente contidas pelos seus lobos de Roche, o sistema é chamado de *destacado*. Se uma das estrelas preenche seu lobo de Roche, começa a haver transferência de massa para a estrela companheira pelo ponto L_1 e o sistema torna-se *semi-destacado* (ou *semi-ligado*). Se ambas estrelas extravasam seus lobos de Roche, o sistema torna-se uma *binária de contato*. A Figura 1.4 sumariza esses três possíveis cenários.

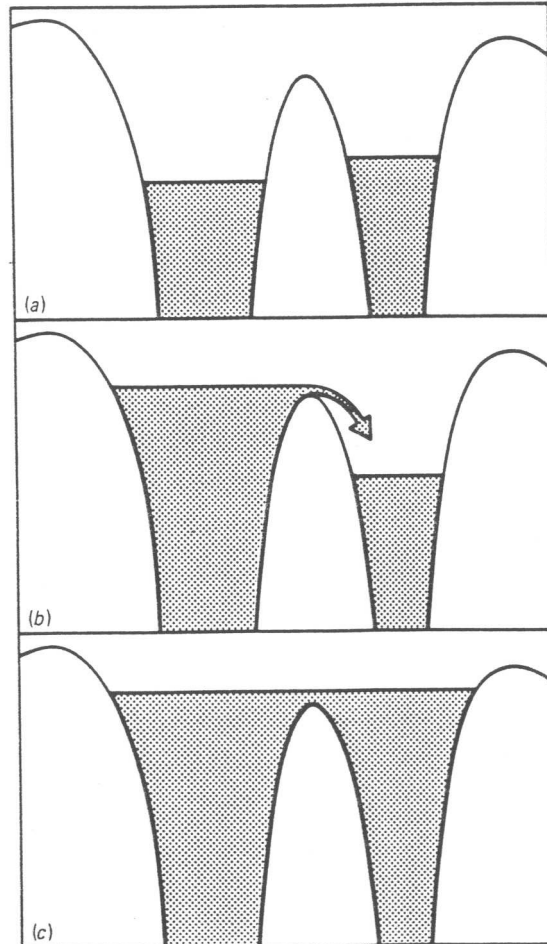


Fig. 1.4: Três possíveis cenários para sistemas binários mostrados num gráfico do potencial como o da Figura 1.3. Em (a) um sistema destacado, (b) um sistema semi-ligado e (c) uma binária de contato. Extraído de Pringle (1985).

1.2 Estrelas variáveis cataclísmicas

Estrelas variáveis cataclísmicas (VCs) são sistemas binários semi-ligados onde uma estrela do tipo tardio da Sequência Principal (SP) (chamada *secundária*, de massa M_2), que compreende os tipos espectrais F, K e M; preenche seu lobo de Roche e transfere matéria para uma anã branca (chamada *primária*, de massa M_1) pelo ponto Lagrangeano interno L_1 .

Quando a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G), o jato de gás que sai de L_1 é defletido pela força de Coriolis e não colide diretamente com a anã branca, chocando-se com ele próprio após contornar o objeto central. Nesse choque, energia cinética é irradiada e, pela conservação do momento angular, o gás se mantém em torno de anã branca numa órbita circular formando um anel.

O anel formado possui extensão finita e apresenta rotação diferencial, pois cada raio r do anel possui velocidade Kepleriana dada por

$$v_K(r) = \left(\frac{GM_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (1.16)$$

Qualquer processo viscoso existente no gás produzirá calor devido a essa rotação diferencial. O calor é então irradiado e a energia perdida faz com que algumas partículas se movam em órbitas decrescentes em raio, indo no sentido da primária. Ao mesmo tempo algumas partículas movem-se no sentido de r crescente para conservar o momento angular. A continuidade desse processo de espalhamento do anel inicial, faz com que as partes internas do anel alcancem a anã branca, depositando gás em sua superfície. É formado o *disco de acrecimento*.

Como a transferência de matéria da secundária se mantém constante no intervalo de tempo de formação do disco, o jato de gás proveniente do ponto L_1 choca-se com a borda do disco formando uma mancha brilhante (o *bright spot*) na área do impacto. O bright spot é localizado na intersecção da trajetória do gás com a borda externa do disco. Uma representação esquemática de uma VC é mostrada na Figura 1.5.

Seja o plano orbital de um desses sistemas. Se o vetor normal a este plano tiver um

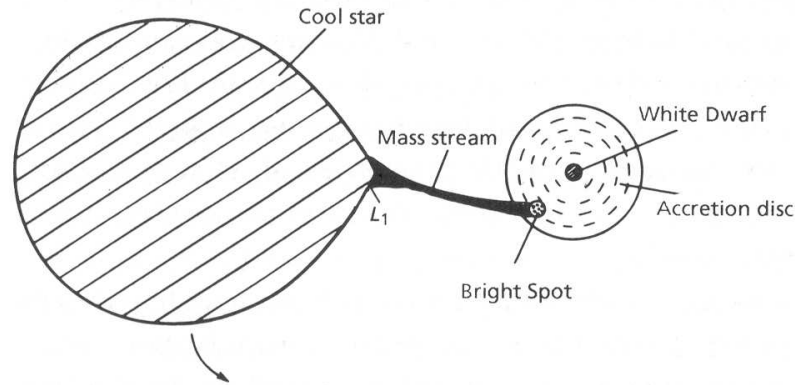


Fig. 1.5: Representação esquemática de uma VC vista de um dos pólos do sistema. Extraído de Warner (1995).

ângulo de inclinação i suficientemente grande ($i \sim 70^\circ - 90^\circ$) em relação a um observador na Terra, a secundária passa a ocultar as partes centrais do disco e o sistema torna-se *eclipsante*. A Figura 1.6 mostra o exemplo de um curva de luz típica de um sistema eclipsante, nela estão indicados os pontos de ocultação (ingresso) e reaparecimento (egresso) das principais componentes do disco que são eclipsadas. A Figura 1.7 apresenta a concepção geométrica e a simulação do eclipse do disco. Variáveis cataclísmicas eclipsantes são particularmente úteis pois a ocultação do disco de acréscimo e da primária pela secundária pode ser utilizada para estimar os parâmetros orbitais da binária, medir variações de período orbital e permite inferir a estrutura espacial do disco através de técnicas de mapeamento por eclipses (MME) que serão descritas posteriormente.

1.3 A classificação de VCs

A classificação apresentada a seguir, é inicialmente baseada na morfologia das curvas de luz de uma determinada VC. Porém com a descoberta de classes de VCs não eruptivas, fez-se necessário a inclusão de novos subtipos baseados em características espectrais do sistema e na intensidade do campo magnético apresentado pela anã branca.

Novas Clássicas são sistemas que, por definição, apresentam uma única erupção observada, de amplitude entre 6 e 19 magnitudes. Esta amplitude está correlacionada com a

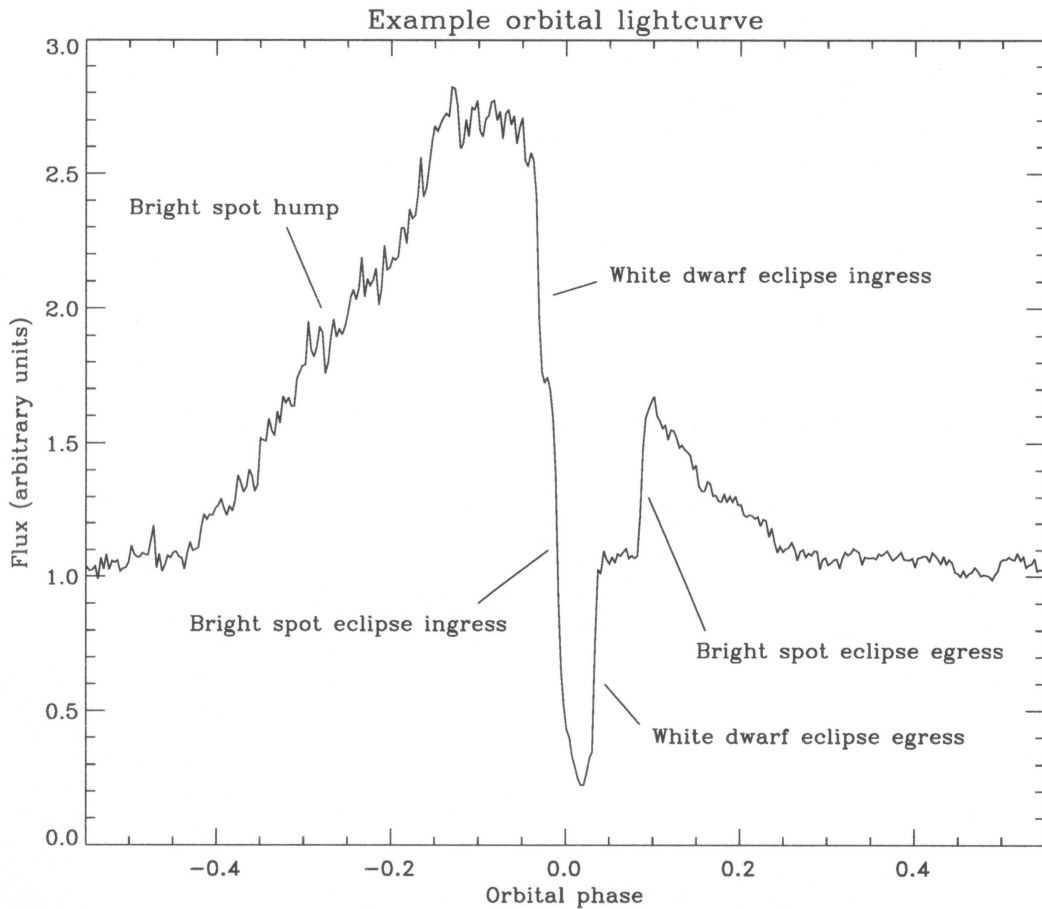


Fig. 1.6: Curva de luz de eclipse do sistema IY UMa onde estão indicados os pontos de egresso e ingresso do bright spot e da anã branca. Extraído de Rolfe, Haswell & Patterson (2001).

taxa de declínio do máximo apresentada pelo sistema. Quanto maior a amplitude da erupção, maior a taxa de declínio. Os sistemas com as maiores amplitudes (e mais rápidos) são designados como novas rápidas. Sistemas com erupções de menor amplitude, para os quais o declínio até o estado de brilho normal pode levar anos, são designados como novas lentas. As erupções de novas são bem modeladas por explosões termonucleares do material rico em hidrogênio que é depositado na superfície da anã branca através do disco de acréscimo.

Novas-anãs são sistemas que apresentam erupções com amplitudes entre 2 e 5 magnitudes, e em intervalos de cerca de 10 dias até dezenas de anos, com uma escala bem

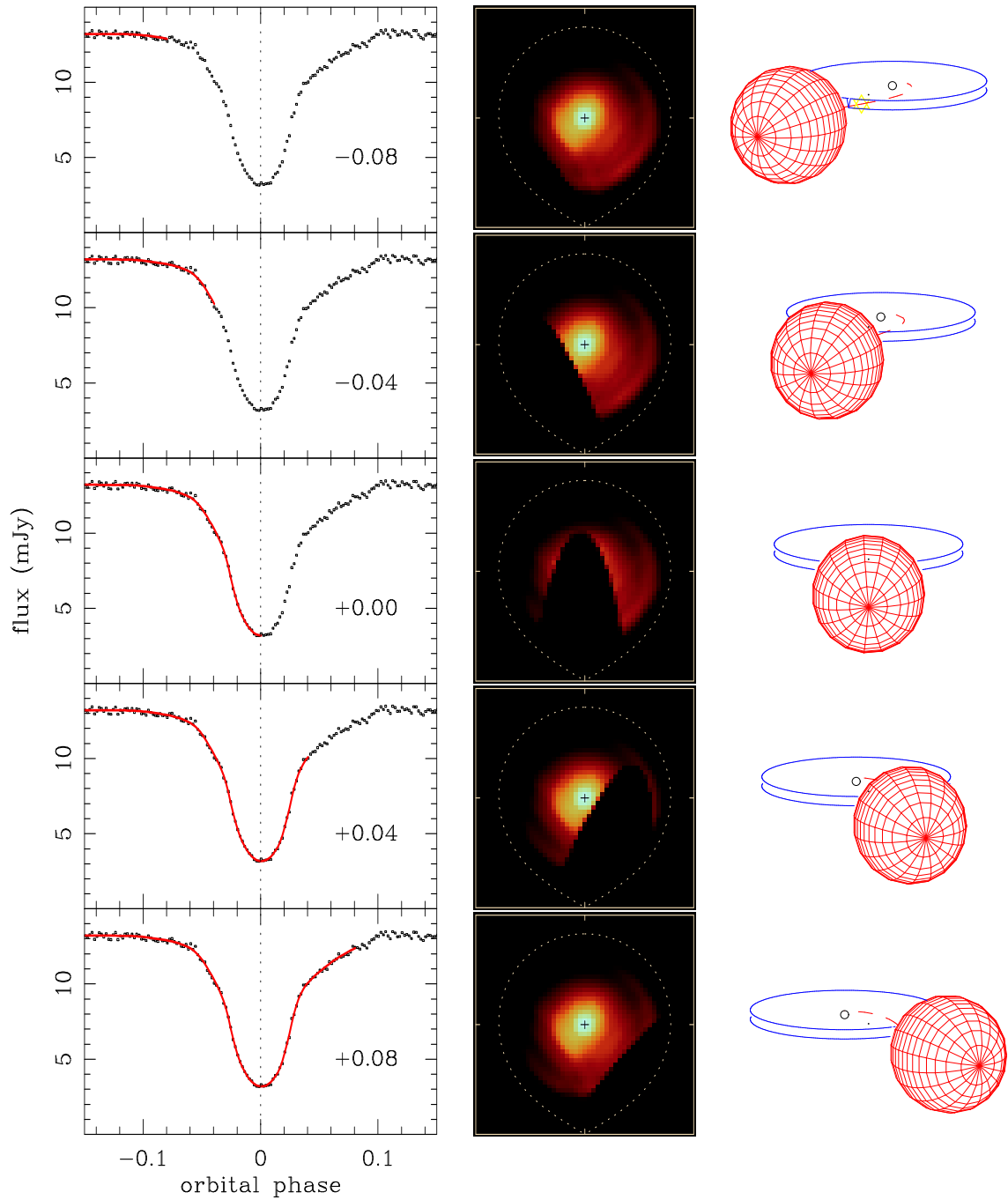


Fig. 1.7: Representação de um sistema eclipsante com $q = 0.13$ e $i = 78^\circ$. Na coluna da direita está representada a concepção geométrica do sistema. No centro temos a “sombra” da secundária representando as regiões que são ocultadas, onde o lobo de Roche está indicado pela linha pontilhada e o centro do disco pela cruz. O painel da esquerda representa a curva de luz que está sendo observada em linha cheia. Extraído de Baptista (2001).

definida para cada objeto. A duração das erupções varia de 2 a 20 dias e também está correlacionada com o intervalo entre as erupções. Existem três subtipos de novas-anãs, classificados de acordo com a morfologia das curvas de luz das erupções:

- *Z Cam* são sistemas que apresentam patamares de brilho constante (*standstills*) em cerca de 0.7 magnitudes abaixo do máximo. A duração desses patamares vão de 10 dias até anos e são caracterizados pela pausa na ocorrência de erupções. A curva de luz do objeto que deu nome ao subtipo está na Figura 1.8.

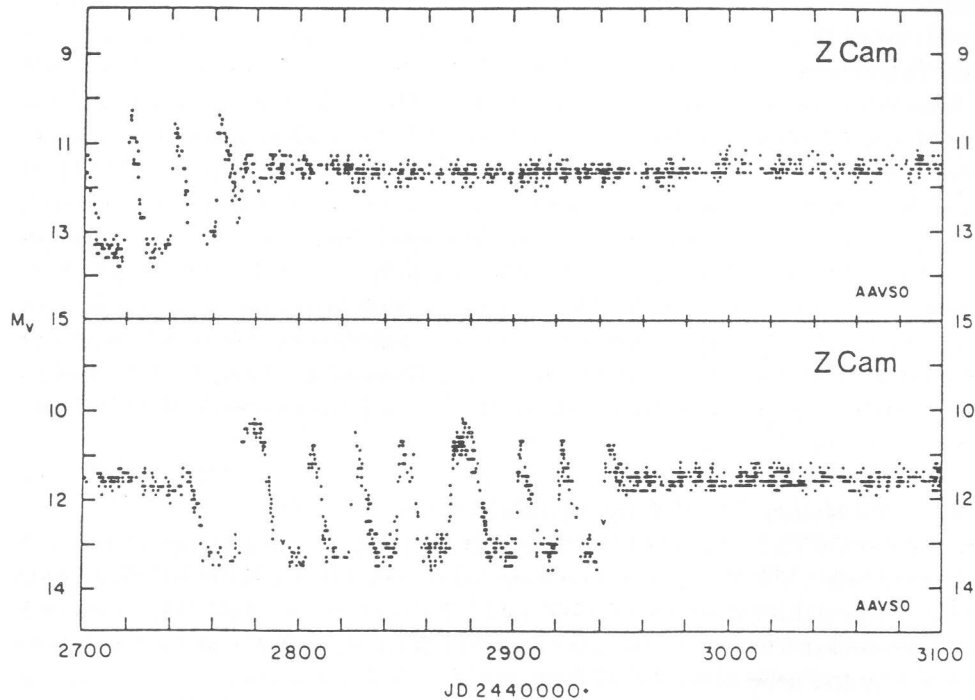


Fig. 1.8: Curva de luz de Z Cam mostrando os standstills característicos (observações da AAVSO). Extraído de Warner (1995).

- *SU UMa* possuem, além de erupções normais, super-erupções ocasionais onde a estrela se mantém num estado de brilho de aproximadamente 0.7 magnitudes mais brilhante do que em erupções normais. Essas super-erupções duram cerca de 5 vezes mais que as erupções normais. A Figura 1.9 apresenta observações dessas super-erupções características no sistema VW Hyi.

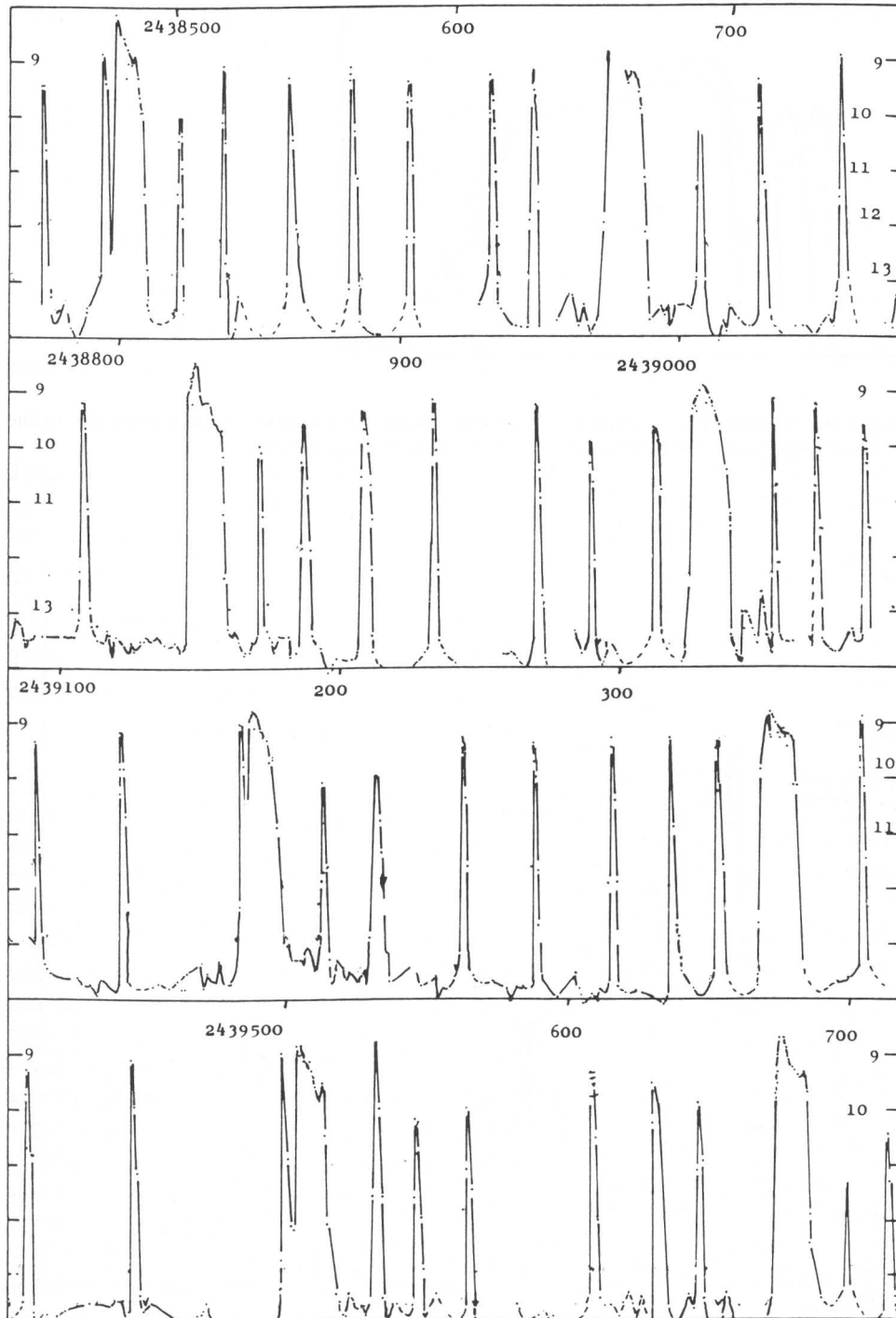


Fig. 1.9: Curva de luz de VW Hya indicando a presença de super-erupções. O eixo das ordenadas indica a magnitude aparente em V e o das abscissas mostra o tempo em data juliana. Extraído de Bateson (1977).

- *U Gem* são novas-anãs que não foram classificadas como Z Cam ou SU UMa.

Erupções de novas-anãs são resultado de um aumento súbito da taxa de acréscimo de matéria pelo disco de acréscimo. Atualmente, como será descrito na Seção 1.8, existem dois modelos concorrentes para explicar esse fenômeno: o de instabilidade na transferência de massa da secundária (ITM) e o de instabilidade no disco de acréscimo (ID).

Novas Recorrentes são novas clássicas já reconhecidas em que foram observadas repetições das erupções. A distinção entre novas recorrentes e novas-anãs é feita espectroscopicamente: a primeira categoria apresenta ejeção de matéria em altas velocidades enquanto que nenhuma perda de matéria é identificada em novas-anãs (somente um aumento do vento estelar na erupção).

Sistemas do tipo *novóide* (ou *nova-like*) são as VCs não-eruptivas. Existem três subtipos que podem ser classificados espectroscopicamente: estrelas *RW Tri* apresentam linhas de emissão; igualmente ao subtipo anterior, estrelas *SW Sex* apresentam linhas de emissão porém com características espectroscópicas bem peculiares; sistemas *UX UMa* apresentam algumas linhas de absorção largas. Por fim, sistemas *VY Scl* apresentam estados de baixo brilho detectados fotometricamente. Nesse estado o sistema apresenta variações de brilho em escalas mais longas que uma erupção típica de nova-anã. No estado de brilho máximo, sistemas do tipo *VY Scl* podem ser classificados como *RW Tri*, *SW Sex* ou *UX UMa*.

Acredita-se que as novóides compreendam sistemas pré e pós-novas clássicas, ou estrelas Z Cam cujas bases de dados observacionais – tomadas nos patamares de brilho constante – não revelam seu caráter variável.

Sistemas magnéticos são usualmente classificados como novóides, exceto aqueles sistemas em que foram identificadas explosões de nova ou outro subtipo bem definido. O forte campo magnético da primária pode destruir parcial ou totalmente o disco de acréscimo, fazendo com que a transferência de matéria ocorra ao longo das linhas do campo magnético. Quando as intensidades dos campos magnéticos são conhecidas, estes sistemas são classificados em dois subtipos: *Polares* e *Polares Intermediários*. Sistemas polares

possuem forte campo magnético ($B \sim 10^7$ G) e a transferência de massa é guiada somente pelas linhas do campo; polares intermediários apresentam campos mais fracos que ($B \sim 10^6$ G) permitem a formação de disco até certo raio; para raios menores o gás segue as linhas do campo.

1.4 A distribuição de períodos orbitais

A Figura 1.10 apresenta um histograma dos períodos orbitais estabelecidos para mais de uma centena de VCs. Os histogramas estão divididos de acordo com a classe de VCs e a atenção deste trabalho está voltada para os dois painéis superiores.

No painel superior, juntamente com as legendas de sistemas do tipo nova-anã, está indicado o total de sistemas não-magnéticos observados. Um fato marcante deste histograma é a deficiência de VCs não-magnéticas com P_{orb} no intervalo de 2 a 3 horas. Essa característica observacional, denominada de *period gap* (ou lacuna de período), tem atualmente sua significância estatística bem determinada (Warner 1995). Outra característica marcante é a inexistência de VCs não-magnéticas com período orbital menor do que ~ 80 minutos.

Ao se analisar separadamente os histogramas de acordo com as classes de VCs, pode-se perceber pelo histograma superior que novas-anãs tem preferencialmente $P_{\text{orb}} < 2$ horas. O gap ainda é visto em novas-anãs, apesar de uma maior deficiência de sistemas acima do gap em relação a todos os sistemas não-magnéticos. Todas novas-anãs do subtipo SU UMa estão abaixo do gap, a única exceção conhecida é TU Men com $P_{\text{orb}} = 2.8$ h. De modo contrário, todas Z Cam e U Gem estão acima do gap (mais precisamente, todas conhecidas – com exceção de AB Dra – possuem $P_{\text{orb}} > 3.8$ h).

A grande maioria das novóides estão acima do period gap. Verbunt (1997) afirmou que o início do period gap não é significativo como fim da distribuição de períodos orbitais de novóides. Num estudo posterior, Hellier & Naylor (1998) reavaliaram a questão e concluíram a significância de um término na distribuição de novóides em $P_{\text{orb}} \sim 3$ h.

É importante ressaltar que alguns efeitos de seleção estão presentes na construção do

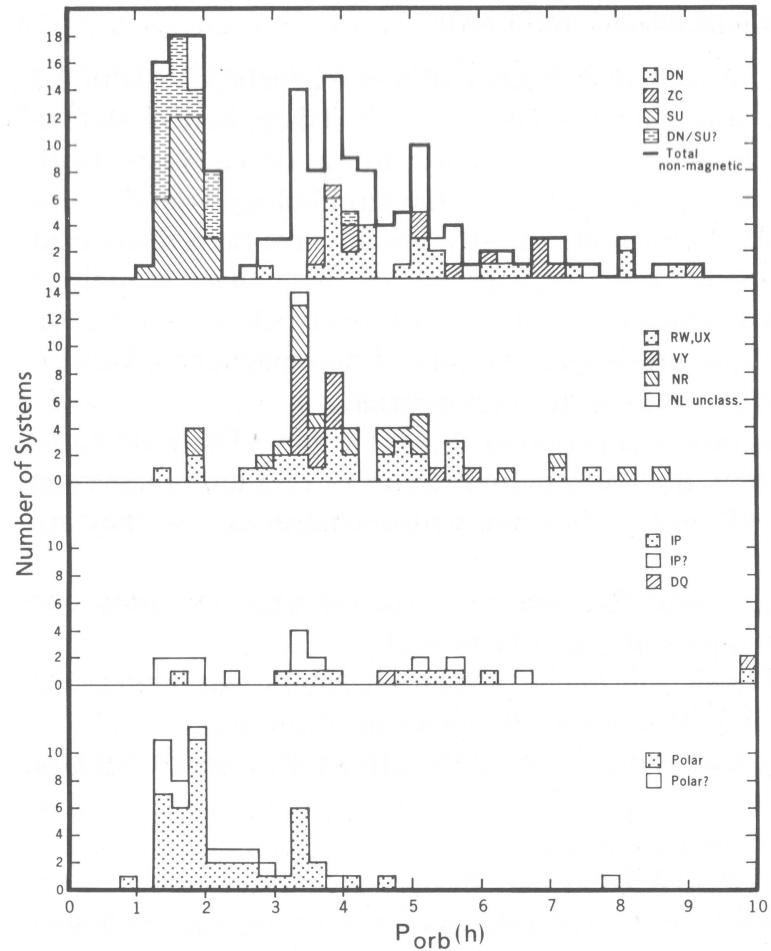


Fig. 1.10: Histograma da distribuição de períodos orbitais de VCs de acordo com as classes. Extraído de Warner (1995).

histograma da Figura 1.10 (Robinson 1983). Períodos orbitais menores do que 6 horas são mais facilmente identificáveis devido, obviamente, à escala de tempo em que ocorrem as variações ser mais facilmente observável. Por outro lado, novas e novas-anãs são mais facilmente detectáveis devido ao seu atrativo caráter eruptivo.

Como será visto na próxima seção, o modelo evolutivo de VCs tenta explicar esses padrões observacionais evidentes, criando um cenário comum entre diferentes classes de VCs como correspondendo a diferentes estágios na evolução desses sistemas.

1.5 Cenário evolucionário padrão de VCs

Como primeiro passo na apresentação do modelo evolutivo usualmente aceito para VCs, será discutida a transferência de massa e momento angular nesses sistemas. O momento angular total de uma VC pode ser expresso por

$$J = \frac{G^{\frac{1}{2}} M_1 M_2}{[M_1 + M_2]^{\frac{1}{2}}} a^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

$$= \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} a^2 \omega \quad , \quad (1.18)$$

onde $\omega = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}}$. Os momentos angulares individuais de cada estrela, resultantes da rotação em torno do seu próprio eixo, foram desprezados pois as estrelas são objetos centralmente condensados e os momentos de inércia I_1 e I_2 são suficientemente pequenos para serem ignorados na expressão acima. Combinando as equações acima e a terceira lei de Kepler (Eq. 1.1), obtém-se

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 3 \frac{\dot{J}}{J} - \frac{2 + 3q}{1 + q} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - \frac{3 + 2q}{1 + q} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (1.19)$$

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{J}}{J} - \frac{1 + 2q}{1 + q} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - \frac{2 + q}{1 + q} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (1.20)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} + \frac{1}{3(1 + q)} \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{1}{3(1 + q)} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad , \quad (1.21)$$

onde $\dot{M}_2 < 0$, e os termos \dot{P}_{orb} , \dot{a} , \dot{M}_1 e \dot{M}_2 correspondem a derivadas temporais das respectivas grandezas.

Para um caso conservativo, tem-se $\dot{M}_1 = -\dot{M}_2$ (ou $M_1 + M_2 = \text{constante}$) e $\dot{J} = 0$. Portanto as equações acima, após algumas simplificações, ficam

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 3(q - 1) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (1.22)$$

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2(q - 1) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad . \quad (1.23)$$

Nos casos em que ocorre uma transferência de massa estável, espera-se que a separação orbital e o período orbital diminuam de modo que a conseqüente redução do lobo de Roche permita a transferência contínua de matéria. As equações acima mostram que, no caso conservativo, a e P_{orb} decrescem somente para $q > 1$.

Partindo da Eq. 1.23 do caso conservativo e da aproximação analítica de Paczynski (1971)

$$\frac{R_{LR}}{a} = 0.462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{\frac{1}{3}} \quad , \quad 0.01 < q < 1 \quad , \quad (1.24)$$

onde R_{LR} é o raio de uma esfera de mesmo volume do lobo de Roche, pode-se rever o limite em q do caso conservativo de transferência de massa considerando-se a variação do lobo de Roche,

$$\frac{\dot{R}_{LR}}{R_{LR}} = \left(2q - \frac{5}{3} \right) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad . \quad (1.25)$$

A expressão acima reduz a razão de massa mínima para que ocorra a transferência estável de matéria para $q = \frac{5}{6}$. Razões de massa entre $\frac{5}{6}$ e 1, apesar do aumento de a e P_{orb} , continuam levando à redução do tamanho do lobo de Roche.

Porém, um fato observacional é que todas as VCs conhecidas possuem $q < \frac{5}{6}$ (Warner 1995). Por outro lado, a existência de VCs implica que exista transferência estável de matéria. Isso implica na existência de falhas em assumir um cenário conservativo. As perdas de massa por ventos estelares observadas (Warner 1995) são insuficientes para sustentar uma solução do tipo $\dot{M}_1 \neq \dot{M}_2$. A única saída para manter a estrela secundária em contato constante com seu lobo de Roche é assumir um mecanismo de perda de momento angular em VCs. A essência do modelo padrão de evolução de VCs está em

considerar diferentes mecanismos de perda de momento angular dominantes em diferentes fases da evolução de VCs.

No cenário padrão para evolução de VCs, espera-se que as fases iniciais sejam dominadas por perdas de momento angular pelo mecanismo de freamento magnético via vento estelar vinculado às linhas de campo magnético da secundária (Rappaport, Verbunt & Joss 1983). Nessa fase, as taxas de transferência de massa vão de $\sim 10^{-9}$ a $10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, e os períodos orbitais evoluem de 8 a 3 horas, no limite superior do period gap. A transferência forçada e contínua de matéria impede a estrela de alcançar o equilíbrio térmico, fazendo com que as secundárias sejam maiores que estrelas isoladas de mesma massa (Rappaport, Joss & Webbink 1982). O efeito é mais pronunciado quanto menor for P_{orb} .

Ao alcançar $P_{\text{orb}} \sim 3$ h, a secundária torna-se totalmente convectiva (de massa $\sim 0.23M_{\odot}$) e, na concepção atualmente aceita, o freamento magnético é drasticamente reduzido. A cessação do freamento magnético reduz \dot{M} e permite que a secundária encolha no sentido de alcançar seu raio de equilíbrio térmico. Isso causa o desligamento temporário do sistema, durante o qual \dot{M} cai praticamente a zero, até que – por perda de momento angular via radiação gravitacional – o lobo de Roche encolha e entre novamente em contato com a secundária. A retomada de contato do lobo de Roche ocorre para períodos de ~ 2 horas. Essa é a explicação aceita para a formação do “period gap” visto na seção anterior (Spruit & Ritter 1983). Howell, Nelson & Rappaport (2001) fazem uma análise crítica do paradigma do gap de P_{orb} em VCs.

Quando \dot{M} recomeça em $P_{\text{orb}} \sim 2$ h, a evolução é movida exclusivamente pelas perdas por radiação gravitacional à taxa de $\sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. À medida que a órbita encolhe e M_2 decresce, a escala temporal de perda de massa aumenta, mas a escala temporal térmica τ_{KH} aumenta mais rapidamente devido a sua dependência aproximada de M^{-2} (Kippenhahn & Weigert 1994). Então, em um certo instante a escala térmica torna-se maior do que a escala de transferência de massa. Quando isso ocorre, a secundária torna-se incapaz de ajustar-se devido à transferência de massa em sua escala τ_{KH} e começa a expandir-se, em acordo com sua resposta adiabática. Tipicamente, neste ponto o período

orbital é de ~ 80 minutos e a secundária torna-se completamente degenerada com massa $M_2 \sim 0.06M_\odot$. Deste ponto em diante, a massa da secundária continua a decrescer (com escalas temporais de \dot{M} cada vez maiores) e o período orbital volta a crescer até aproximadamente 2 horas. Esse mecanismo é utilizado pelo modelo evolutivo para explicar a existência do período mínimo observado no histograma da Figura 1.10. A Figura 1.11 mostra a evolução de uma VC nas proximidades do período mínimo. Howell, Rappaport & Politano (1997) discutem os estágios finais da evolução de VCs. A Figura 1.12 apresenta a implementação de um modelo evolutivo de VCs sob influência de freamento magnético e radiação gravitacional (Howell, Nelson & Rappaport 2001) para diferentes condições iniciais de M_1 e M_2 .

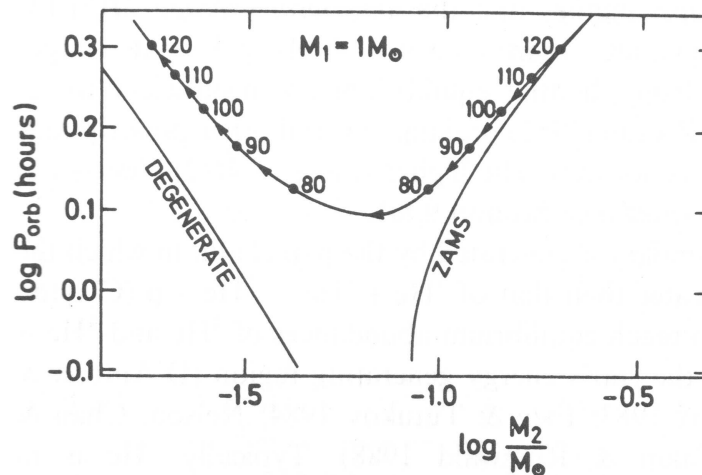


Fig. 1.11: Evolução de uma VC nas proximidades do período orbital mínimo. A massa da primária é $1M_\odot$. As linhas cheias representam o equilíbrio de uma estrela da SP e de uma anã branca. Os períodos orbitais em minutos estão indicados sobre a trajetória evolutiva. Extraído de Ritter (1986).

O modelo evolutivo identifica sistemas de alta ou baixa taxa de transferência de massa como aqueles abaixo ou acima do gap, respectivamente. Uma tentativa de explicação para a coexistência de diferentes classes de VCs não magnéticas acima do gap (novas-anãs e novóides) é o modelo de hibernação de Shara et al. (1986). Neste modelo acredita-se que a irradiação da secundária durante uma erupção de nova leva essa estrela a um estado de alta transferência de matéria (Kovetz, Prialnik & Shara 1988). Após o resfriamento

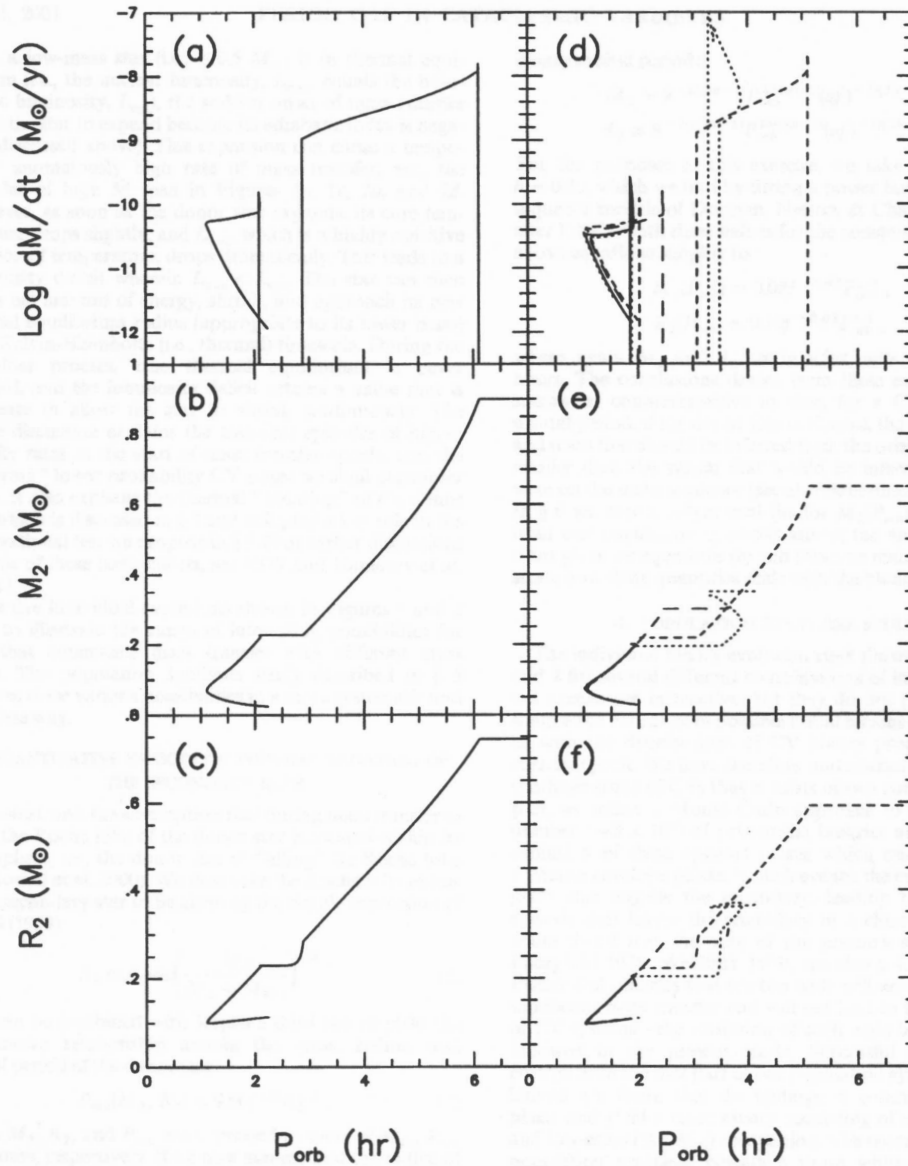


Fig. 1.12: Evolução com o período orbital da taxa de transferência de massa \dot{M} , massa da secundária M_2 e raio da secundária R_2 para vários modelos de VCs sob influência de freamento magnético e radiação gravitacional. **Esquerda:** Evolução de um sistema de massas iniciais $M_1 = 1.1M_\odot$ e $M_2 = 0.9M_\odot$. **Direita:** Evolução de sistemas de massas iniciais $M_1; M_2 = 0.4; 0.2$ (linha cheia), $0.35; 0.35$ (linha pontilhada), $0.6; 0.3$ (linha tracejada), $0.7; 0.65$ (linha tracejada, traço longo). Extraído de Howell, Nelson & Rappaport (2001).

(em ~ 100 anos), a secundária relaxa termicamente e se descola do seu lobo de Roche, entrando num estado de \dot{M}_2 muito baixo ou nulo que dura centenas ou milhares de anos (hibernação). O mecanismo de freamento magnético reduz a gradualmente, até o contato com o lobo de Roche. Após isso, esse mesmo mecanismo aumenta \dot{M}_2 , levando o sistema pelo estágio de nova-anã até tornar-se uma novóide. Então, acredita-se que o ciclo é fechado com o sistema novóide evoluindo até uma nova.

O modelo evolutivo padrão de VCs tem sofrido muitas críticas apesar da inexistência de um modelo que poderia substituí-lo. A falha central do modelo reside na aceitação da diminuição significativa da atividade magnética da secundária quando ela se torna totalmente convectiva, o que atualmente, como será visto no Capítulo 4, parece ser falso. O estudo observacional de Smith & Dhillon (1998) não concluiu nada contra nem a favor do modelo, e várias alternativas (Kolb, King & Ritter 1998) e reestruturações do modelo (Lanza, Rodonò & Rosner 2000) têm surgido.

1.6 A estrela secundária em VCs

Combinando as Equações 1.1 (terceira lei de Kepler) e 1.24, pode-se estimar a densidade média $\bar{\rho}$ da estrela secundária por

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_{\odot}} = \left(\frac{M_2}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{R_2}{R_{\odot}}\right)^{-3} = 75.5 P_{\text{orb}}^{-2}(h) \quad , \quad (1.26)$$

onde $P_{\text{orb}}(h)$ é o período orbital expresso em horas. A expressão indica que, dentro do intervalo de período orbital de VCs ($1.3 \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 9$ horas), os tipos espectrais da secundária deve ser M, K ou G da SP (Allen 1976) no sentido de períodos orbitais crescentes.

Apesar da equação acima indicar que secundárias em VCs têm densidades similares a estrelas da SP, o ambiente extremo dessas estrelas pode fazer com que elas não estejam na SP (Smith & Dhillon 1998). Isso porque:

- * estão situadas a $\sim R_{\odot}$ de uma forte fonte irradiante (Seção 1.7);
- * estão à alta rotação ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$);

- * possuem forma distorcida (do lobo de Roche);
- * perdem massa a uma taxa $\sim 10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$;
- * são sobreviventes de uma fase inicial de binária de contato (Warner 1995); e
- * são expostas a explosões de novas a cada $\sim 10^4$ anos.

A questão se secundárias de VCs pertencem à SP iniciou-se com uma resposta negativa no trabalho de Echevarría (1983). Esta foi refutada por Ritter (1983) e os resultados deste último foram confirmados por vários outros trabalhos (Patterson 1984; Warner 1995b). Num trabalho mais recente e com uma base de dados maior, Smith & Dhillon (1998) concluíram que secundárias em VCs são idênticas a estrelas da SP em sistemas desligados em termos de tipo espectral, massa e raio.

Uma consequência do modelo evolutivo de VCs citada por Smith & Dhillon (1998), é o fato do diagrama massa-raio da secundária ter que apresentar uma descontinuidade em torno de massa $0.25M_{\odot}$. Como já citado, a estrela que está fora do seu equilíbrio térmico e conseqüentemente possui um raio maior em $P_{\text{orb}} \sim 3$ h, deve reaparecer termicamente relaxada no limite inferior do gap ($P_{\text{orb}} \sim 2$ h). Se as secundárias atravessam o gap sem uma perda significativa de massa, a descontinuidade em raio no diagrama massa-raio através da Equação 1.26 deve ser

$$\frac{R_2(2\text{h})}{R_2(3\text{h})} = \left(\frac{P_{\text{orb}}(2\text{h})}{P_{\text{orb}}(3\text{h})} \right)^{\frac{2}{3}} = 0.763 \quad , \quad (1.27)$$

ou seja, uma redução de 25% no raio. Devido a baixa amostragem na região próxima a $M_2 \sim 0.25M_{\odot}$ (só existe um objeto neste ponto, AM Her), Smith & Dhillon (1998) não obtiveram êxito em verificar esta redução e não conseguiram comprovar ou refutar o modelo de freamento magnético observacionalmente.

1.7 Discos de acréscimo

Discos de acréscimo em VCs compreendem distintas taxas de transferência de matéria \dot{M} e regimes de viscosidade. Novas-anãs apresentam \dot{M} variando de 10^{-11} em quiescência até $10^{-9}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ em erupção; passando de um disco opticamente fino, frio e de baixa viscosidade para um disco quente, opticamente espesso e de alta viscosidade. Novóides apresentam discos em constante estado de alta viscosidade e alto \dot{M} . As temperaturas podem variar de 50 000 K nas partes internas (próxima à anã branca) em alguns sistemas, até 5,000 K nas proximidades da borda externa de outros objetos. Nesta seção serão desenvolvidos os princípios básicos da física de discos de acréscimo.

A referência mais completa para a física do acréscimo é o livro de Frank, King & Raine (1992). Considere um disco de acréscimo muito fino descrito em coordenadas cilíndricas (r, θ, z) no plano $z = 0$. O disco está próximo o suficiente da primária de modo que a influência gravitacional da secundária pode ser desprezada e a pequena estrutura vertical do disco é governada pelas equações de equilíbrio hidrostático. Considera-se também, que a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G) de forma que não exerce influência sobre o gás. Assume-se que esse gás possui velocidade angular Kepleriana Ω em torno da primária,

$$\Omega(r) = \left(\frac{GM_1}{r^3} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (1.28)$$

Portanto a velocidade tangencial é dada por $v_{\theta} = r\Omega$. Define-se v_r como a velocidade no sentido radial e $\Sigma = 2 \int_0^{\infty} \rho dz$ é a densidade superficial, onde ρ é a densidade volumétrica. Partindo da conservação de massa dentro de um anel de raio entre r e $r + dr$ obtém-se

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) , \quad (1.29)$$

e a conservação de momento angular pode ser expressa por

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Sigma r^2 \Omega) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\Sigma v_r r^3 \Omega) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \nu \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \right) , \quad (1.30)$$

onde ν é o coeficiente de viscosidade cinemática do gás. Agrupando as duas equações de conservação acima e substituindo a Equação 1.28 obtém-se

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^{\frac{1}{2}} \right) \right] . \quad (1.31)$$

A equação acima é uma *equação de difusão não-linear* que rege o comportamento de discos de acreção Keplerianos. Um caso trivial de solução da equação acima quando $\nu = \text{constante}$, é mostrado na Figura 1.13. Percebe-se que as partes externas dos gás movem-se para fora do disco levando consigo o momento angular das partes internas, que espiralam em direção ao objeto compacto.

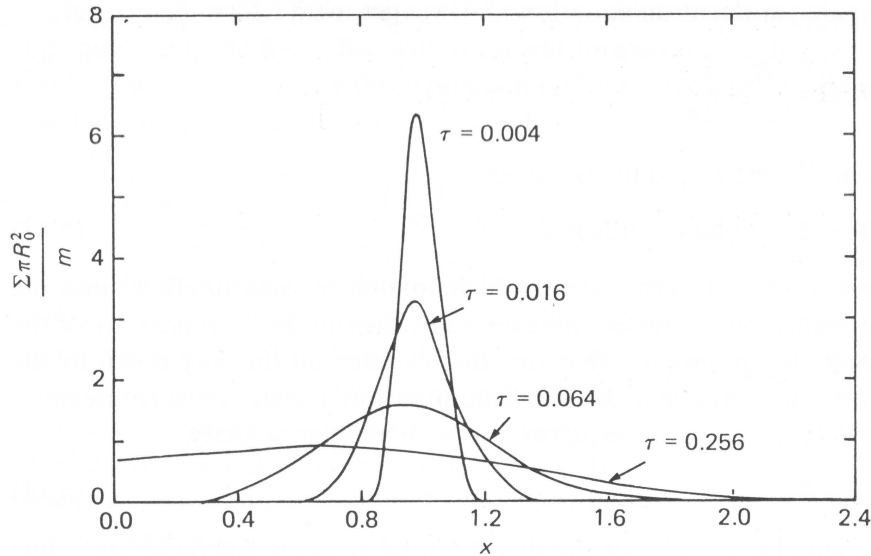


Fig. 1.13: Um anel de matéria de massa m é colocado em órbita Kepleriana em $r = R_0$ sob a ação da viscosidade (ou seja, com $\Sigma(t=0) = \frac{m}{2\pi R_0} \delta(r - R_0)$). A densidade superficial Σ é mostrada em função de $x = \frac{r}{R_0}$ e da variável adimensional $\tau = 12\nu t R_0^{-2}$. Extraído de Pringle (1981).

Se igualarmos as variações temporais das equações de conservação de massa (Eq. 1.29) e momento (Eq. 1.30) a zero ($\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow 0$), obtém-se as equações de um *disco fino em estado*

estacionário. A integração completa dessas duas equações pode ser feita considerando-se condições de contorno nas bordas externas e internas do disco. Espera-se que o disco estenda-se em sua parte interna até o raio da primária $r = R_1$ e que, em algum raio próximo dessa superfície, o gás é desacelerado de sua velocidade Kepleriana local igualando-se à velocidade de rotação da anã branca Ω_1 (que geralmente, segue a desigualdade $\Omega_1 < \Omega(r \sim R_1)$). Essas são as condições da *camada de contorno* e a aplicação delas na integração das equações de conservação leva às expressões

$$r\Sigma v_r = \text{constante} \quad \Rightarrow \quad \dot{M} = 2\pi r(-v_r)\Sigma \quad (1.32)$$

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] , \quad (1.33)$$

onde $v_r < 0$.

A taxa de dissipação de energia por unidade da área de um disco Kepleriano é dada por (Frank, King & Raine 1992)

$$D(r) = \nu\Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \quad (1.34)$$

$$= \frac{3GM_1\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{R_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] . \quad (1.35)$$

A luminosidade produzida pelo disco entre os raios r_a e r_b pode ser calculada por

$$L = 2 \int_{r_a}^{r_b} D(r)(2\pi r)dr \quad . \quad (1.36)$$

Para o disco inteiro, integra-se a expressão nos limites $r_a \rightarrow R_1$ e $r_b \rightarrow \infty$, e obtém-se então

$$L = \frac{GM_1\dot{M}}{2R_1} \equiv \frac{1}{2}L_{\text{acc}} \quad , \quad (1.37)$$

onde $L_{\text{acc}} = \frac{d}{dt}E_{\text{acc}}$ é a taxa de emissão de energia de acréscimo, ou seja, a taxa de emissão da energia potencial gravitacional liberada pelo acréscimo na primária de uma massa dM vinda de uma distância infinita.

Assumindo que o disco possui uma emissão opticamente espessa na direção z , isto é, a face emite como um corpo negro a temperatura $T(r)$, pode-se escrever

$$\sigma T^4(r) = D(r) \quad , \quad (1.38)$$

$$T(r) = T_* \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-\frac{3}{4}} \left[1 - \left(\frac{R_1}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad , \quad (1.39)$$

onde

$$T_* = \left(\frac{3GM_1\dot{M}}{8\pi\sigma R_1^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad , \quad (1.40)$$

e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

A expressão acima pode ser simplificada para $r \gg R_1$, tornando-se

$$T(r) \simeq T_* \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad . \quad (1.41)$$

A equação acima é a famosa *distribuição radial de temperatura de um disco opticamente espesso em estado estacionário*. Para valores típicos de $\dot{M} \sim 10^{-10} - 10^{-8}M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Seção 1.5), discos de acréscimo em torno de anãs brancas são fortes emissores em UV e ótico nas partes centrais, geralmente dominando a emissão nestes comprimentos de onda em VCs.

Pode-se verificar a partir da expressão acima, que o fluxo de um disco em estado estacionário é independente da viscosidade ν . A consequência desse fato é que a observação de discos estacionários não pode ser usada para investigar a natureza dos processos viscosos que ocorrem no disco.

Um caso interessante é o modelo de discos- α , que utiliza a parametrização de ν de Shakura & Sunyaev (1973),

$$\nu = \alpha c_s H \quad , \quad (1.42)$$

onde α é uma constante, c_s é a velocidade do som no gás e H é a espessura vertical do disco. Uma das formas de interpretar a expressão acima é assumir que a viscosidade é gerada por redemoinhos de diâmetro H e velocidade de rotação αc_s . Para turbulência subsônica $\alpha < 1$.

Uma consequência direta da prescrição α é a obtenção de uma expressão da forma $H \propto r^{\frac{9}{8}}$ para $r \gg R_1$ (assumindo uma opacidade de Kramers), indicando que o disco de acrecimento é côncavo e pode ser irradiado pela anã branca e pela camada de contorno.

1.8 Modelos de erupções de novas-anãs

Os modelos iniciais para erupções de novas-anãs associavam erupções de novas-anãs, novas clássicas e novas recorrentes à mesma causa. Vários modelos, notadamente os de explosões termonucleares na anã branca (Kraft 1963), surgiram na tentativa de explicar as erupções. No entanto, observações de que a secundária aumentava de brilho durante as erupções (Warner 1995), levaram à criação de modelos que procuravam associar os aumentos de brilho à instabilidades na secundária ou na transferência de massa.

Apesar de serem considerados como modelos concorrentes, os modelos de instabilidade de transferência de massa (ITM) e de instabilidade do disco (ID) seguem uma ordem cronológica de aparecimento. O modelo de ITM, por uma década ou mais após os modelos iniciais citados acima, teve seu apogeu. Simultaneamente à sua queda (na realidade, a causa dela), houve a criação dos modelos de ID cuja aceitação atual é ampla e suas bases teóricas mais desenvolvidas. Porém, trabalhos recentes em objetos com EX Hya (Hellier et al. 2000) ou EX Dra (Baptista & Catalán 2001), ainda associam certas observações a fenômenos de instabilidade de transferência de massa.

1.8.1 O modelo de instabilidade de transferência de massa (ITM)

Os modelos iniciais consideravam que as erupções eram originárias no aumento da luminosidade da secundária causados por instabilidades intrínsecas dessa estrela. Esses modelos descreviam até mesmo erupções de novas clássicas por meio dessas instabilidades (Warner 1995, e referências ali contidas).

A partir da concepção de que as erupções podiam ser originárias no disco, os modelos passaram a considerar instabilidades da secundária nas vizinhanças do ponto L_1 (Papaloizou & Bath 1975), causando variações da taxa de transferência de massa para o disco e o conseqüente aumento de brilho. Diversas simulações foram feitas no intuito de refinar o modelo, resultando em alguns casos a ausência de instabilidades ou a necessidade de simulações tridimensionais (Warner 1995).

Algumas evidências observacionais inexplicadas pelo modelo ITM, responsáveis pela maior crítica e criação do modelo de ID, são listadas a seguir:

- ◇ Sistemas de alta transferência de massa não apresentam erupções;
- ◇ Não existe evidências de aumento do brilho do bright spot durante ou após as erupções;
- ◇ Polares não possuem discos de acréscimo e não apresentam erupções. Ao menos que o forte campo magnético modifique a transferência de massa, o modelo não comporta esse fato;
- ◇ Binárias-X de baixa massa, sistemas binários cujo objeto compacto é uma estrela de nêutrons, não apresentam erupções. O modelo ITM é capaz de explicação somente se a irradiação da secundária influenciar na instabilidade; e
- ◇ Por fim, certo tipos de erupções em novas-anãs que se propagam das partes internas para a borda (*inside out*), não são compatíveis com o modelo ITM. Parece impossível descrever essas erupções num modelo cujas matéria é depositada nas partes externas do disco.

1.8.2 O modelo de instabilidade do disco (ID)

Das Equações 1.33 e 1.41 pode mostrar que a condição de estabilidade para um anel do disco é $\frac{\partial \dot{M}}{\partial \Sigma} > 0$ e $\frac{\partial T(r)}{\partial \Sigma} > 0$. Em regiões de $\frac{\partial T(r)}{\partial \Sigma} > 0$, por exemplo, qualquer aumento ou redução na densidade superficial leva a um aumento ou decréscimo na temperatura, fazendo com que o anel retorne à condição de equilíbrio.

A idéia básica do modelo de ID, primeiramente proposto por Hoshi (1979), consiste em considerar uma forma possível da função $T(\Sigma)$ em um raio r particular do disco. Considere que $T(\Sigma)$ apresenta a forma da Figura 1.14 (chamada de *curva-S*), com solução de equilíbrio para uma taxa de transferência de massa \dot{M}_0 controlada externamente (a transferência de massa da secundária \dot{M}_2 , por exemplo) em T_0 e Σ_0 . Se essa configuração, como visto no plano $\Sigma - T$ da figura, apresenta sua solução num ramo instável (i.e. com $\frac{\partial T(r)}{\partial \Sigma} < 0$), o anel nunca alcançará sua configuração de equilíbrio.

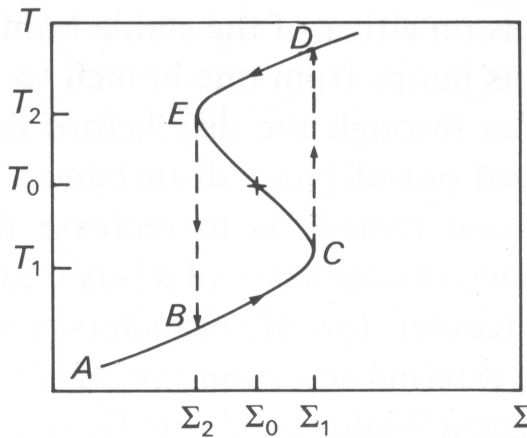


Fig. 1.14: Plano $\Sigma - T$ onde o comportamento cíclico ocorre, a solução estacionária (T_0, Σ_0) está na região da curva com $\frac{\partial T(r)}{\partial \Sigma} < 0$. Extraído de Frank, King & Raine (1992).

Se, por exemplo, o anel se encontra inicialmente na parte inferior da curva (trecho A-C), a baixa temperatura fará com que o anel vá no sentido de Σ crescente, tentando aumentar \dot{M} até alcançar \dot{M}_0 . Nesse trecho, o anel é incapaz de transferir massa para um anel mais interno na mesma taxa que a recebe, já que $\dot{M} < \dot{M}_0$. Isso continua até ele alcançar Σ_1 , a partir daí a única configuração estável é o estado D; qualquer perturbação

em C fará o anel passar para esse estado. Ali, no entanto, o valor de \dot{M} é maior do que o \dot{M}_0 fixo externamente, então o anel evolui no sentido de T e Σ decrescentes até alcançar o ponto E (com Σ_2). Novamente, T e Σ ajustam-se até o ramo inferior (ponto B) e o ciclo B-C-D-E repete-se. A anel então apresenta ciclos alternados de um estágio longo de baixo \dot{M} (e baixa viscosidade) e um estágio rápido de alto \dot{M} (e alta viscosidade), com transições rápidas (em escalas de tempo térmica) entre eles. Nisso consiste o fundamento do modelo de erupções de novas-anãs por ID: o aumento de brilho é causado pelo evento de aumento súbito de \dot{M} (e de viscosidade) do disco. Na realidade, o cenário descrito acima é puramente aplicado para uma instabilidade local. Para tornar isso em uma instabilidade global capaz de reproduzir erupções de novas-anãs, o modelo requer condições que a instabilidade em um anel dispare a instabilidade de anéis adjacentes, como um efeito dominó. Erupções de duração e brilho observadas são obtidos pelo modelo manipulando o valor efetivo do parâmetro α (Eq. 1.42) (Lasota 2001).

Se \dot{M}_0 é menor do que a taxa de transferência associada à temperatura T_1 em C, \dot{M}_C , então o anel encontra o equilíbrio no ramo inferior A-C da curva-S. Similarmente, se $\dot{M}_0 > \dot{M}_E$ o anel encontra o equilíbrio no ramo superior da curva-S. A partir do valor de Σ_2 (Cannizzo, Shafter & Wheeler 1988), pode-se obter o valor de

$$T_2 \equiv T_{\text{crit}} = 7476 \left(\frac{R}{R_{L_1}} \right)^{-0.105} \left(\frac{M_1}{0.75M_{\odot}} \right)^{-0.15} \quad (1.43)$$

abaixo do qual, pelo modelo de ID, deve estar constantemente o disco de novas-anãs em quiescência (Warner 1995). O valor de T_{crit} , ou equivalentemente de \dot{M}_E , é dependente do detalhes do modelo assumido; como exemplo, a comparação entre as expressões de Ludwig, Meyer-Hofmeister & Ritter (1994) e Cannizzo et al. (1988).

De acordo com o modelo de ID, novas-anãs são aqueles sistemas que apresentam taxa de transferência de massa do disco abaixo de \dot{M}_E . Sistema da classe Z Cam estariam nas vizinhanças desse valor, onde pequenas variações na taxa de transferência de massa da secundária devem fazer com que o sistema entre e saia da zona de instabilidade, dando origem aos episódios de *standstills*. Novóides mantêm-se com taxas de transferência de

massa abaixo de \dot{M}_E . O acordo entre teoria e observações (Warner 1987) reforça o modelo de instabilidade do disco.

Soluções para a estrutura vertical do disco com leis de opacidades do H adequadas produzem curvas-S no plano $\Sigma - T$ com o comportamento necessário para que ocorram instabilidades do tipo descrito nessa seção (Warner 1995; Lasota 2001) (Fig. 1.15).

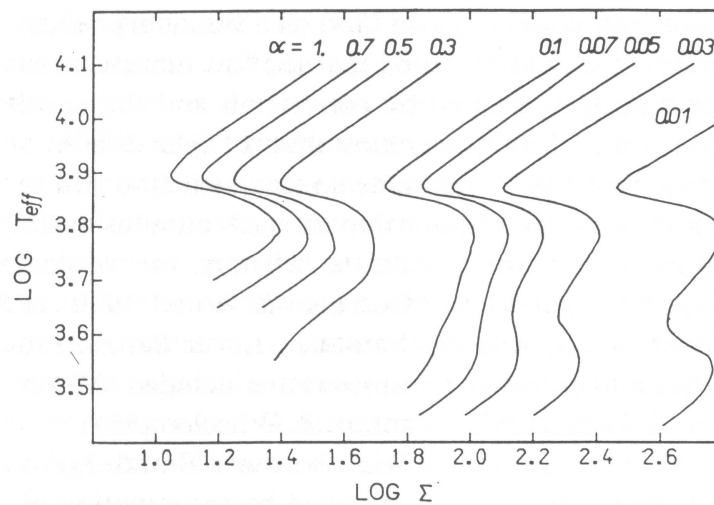


Fig. 1.15: Curvas-S no plano $\Sigma - T$ para diferentes valores do parâmetro α de Shakura & Sunyaev (1973). Extraído de Pojmanski (1986).

1.9 A variável cataclísmica V4140 Sgr

V4140 Sgr ($\alpha = 19:55:31$, $\delta = -39^{\circ} 4' 6''$, época 1950) é uma VC eclipsante de curto período orbital ($P_{orb} \simeq 90$ min) e relativamente fraca ($\langle V \rangle \simeq 18$). Identificada sob número 12615 no *New General Catalogue of Suspected Variable Stars* (Kukarkin et al. 1982), foi descoberta por Hoffmeister (1963) que a catalogou como S7273. Aquele autor sugeriu sua classificação como uma VC do subtipo U Gem diante da observação de variações de brilho de ~ 2 mag num intervalo de aproximadamente 3 meses.

Jablonski & Steiner (1987) verificaram, por fotometria em luz integral, que tratava-se de um objeto eclipsante de período muito curto e com eclipses profundos ($\Delta \text{mag} \sim 1.2$). Propuseram então se tratar de um sistema SU UMa.

Mukai, Corbet & Smale (1988) fizeram um estudo espectroscópico com a linha de H α para detecção do movimento orbital e confirmaram sua classificação como uma VC. Os autores obtiveram da curva de velocidade radial, os seguintes valores

$$K_1 = 56 \pm 7 \text{ km/s}$$

$$\gamma = -58 \pm 5 \text{ km/s}$$

onde K_1 é a semi-amplitude da curva de velocidade radial da primária e γ a velocidade sistemática (velocidade do centro de massa do sistema em relação à Terra).

Os parâmetros orbitais do objeto foram determinados por Baptista, Jablonski & Steiner (1989) com dados de fotometria de 25 eclipses. A primeira aplicação do método de mapeamento por eclipse no objeto foi feita por Baptista & Steiner (1991). O estudo de variações de período orbital, anterior ao presente trabalho, foi feito em 1992 (Baptista, Jablonski & Steiner 1992).

Diferentemente da grande maioria das VCs de curto período orbital, V4140 Sgr não tem classificação conclusiva como nova-anã ou polar, constituindo talvez um objeto peculiar. Não foram feitas buscas sistemáticas por erupções devido ao fato do objeto ser muito fraco para observação de astrônomos amadores.

1.10 O método de mapeamento por eclipses (MME)

O método de mapeamento por eclipses (MME) (Horne 1985) processa a informação contida na curva de luz de um eclipse para construir um mapa da distribuição de brilho superficial do disco de acrecimento. Juntamente com a Tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988), é um método de imageamento indireto que permite estudos espacialmente resolvidos na escala de microsegundo de arco. A presente revisão do MME segue o trabalho de Baptista (2001).

Três conceitos são assumidos pelo MME:

- (a) A superfície da secundária é dada pelo lobo de Roche;

- (b) A distribuição de brilho está restrita ao plano orbital; e
- (c) O fluxo emitido independe da fase orbital.

A geometria do eclipse é definida pela inclinação i , pela razão de massa q e pela fase de conjunção inferior ϕ_0 . A partir de uma curva de eclipse (referida a partir de agora como curva de dados) pode-se obter um *mapa de eclipse*. O mapa de eclipse é definido no plano orbital como uma matriz de $N \times N$ pixels centrada na anã branca, de lado igual a λR_{L1} , que representa a distribuição superficial de intensidades do disco. Cada pixel possui área igual a $\frac{(\lambda R_{L1})^2}{N^2}$ e intensidade I_j . O valor de λ define a área do mapa e N define a resolução espacial.

A partir de um mapa de eclipse, calcula-se uma curva modelo que representa a distribuição de intensidades para a geometria dada através de

$$m(\phi) = \theta \sum_{j=1}^{N^2} I_j V_j(\phi) \quad , \quad (1.44)$$

onde $\theta = \left[\frac{(\lambda R_{L1})^2}{N^2 d^2} \right] \cos i$ é o ângulo sólido compreendido por cada pixel conforme visto da Terra a uma distância d e ϕ é a fase orbital. $V_j(\phi)$ é a função ocultação, que especifica a visibilidade fracional de cada pixel em função da fase orbital.

A partir dessa curva modelo, pode-se checar a qualidade do mapa em relação à curva de dados usando as estatísticas χ^2 e R (Baptista & Steiner 1993),

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \left(\frac{m(\phi) - d(\phi)}{\sigma(\phi)} \right)^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M r(\phi)^2 \quad , \quad (1.45)$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \sum_{\phi=1}^{M-1} r(\phi)r(\phi+1) \quad , \quad (1.46)$$

onde $d(\phi)$ são os dados da curva real, $\sigma(\phi)$ as correspondentes incertezas e M é o número de pontos da curva de luz. $r(\phi)$ é o resíduo em fase orbital ϕ .

Diante disso, pode-se implementar um algoritmo computacional que ajuste as intensidades do mapa de modo a reproduzir uma curva modelo que satisfaça a curva de dados

dentro dos vínculos das Equações 1.45 e 1.46, como esperado para produto final do MME. No entanto, nesse processo de encontrar uma distribuição bi-dimensional de brilho a partir de uma curva de dados (unidimensional) sobra um grau de liberdade que impede uma única solução. Um procedimento otimização é utilizado para escolher, dentre todas as soluções possíveis, aquela que maximiza uma grandeza chamada entropia (Skilling & Bryan 1984; Bryan 1987). Matematicamente, a solução do MME consiste em maximizar a entropia (S) sujeita aos vínculos de χ^2 e R , que checam a qualidade do mapa.

A entropia de um mapa de eclipse pode ser definida em relação a um mapa padrão por

$$S = - \sum_{j=1}^{N^2} p_j \ln \left(\frac{p_j}{q_j} \right) \quad , \quad (1.47)$$

onde p_j e q_j são dados por

$$p_j = \frac{I_j}{\sum_k I_k} \quad (1.48)$$

$$q_j = \frac{D_j}{\sum_k D_k} \quad . \quad (1.49)$$

e D_j são as intensidades dos pixels do mapa padrão. Normalmente D_j é definido como a intensidade média ponderada do mapa de eclipse,

$$D_j = \frac{\sum_k \omega_{jk} I_k}{\sum_k \omega_{jk}} \quad , \quad (1.50)$$

onde a função peso ω_{jk} é um parâmetro de entrada escolhido de acordo com as informações já conhecidas a respeito do disco, por exemplo, existência de simetria axial ou de estruturas assimétricas. A escolha correta de ω_{jk} permite que a solução do método seja guiada na direção de um tipo de mapa. Uma lista de diferentes expressões para ω_{jk} pode ser encontrada em Baptista (2001).

Nste trabalho utiliza-se o Programa de Reconstruções de Imagens de Discos de Acréscimo (PRIDA) desenvolvido por Baptista & Steiner (1991, 1993) para a obtenção dos

mapas. Para resolução do problema de maximização não-linear, o PRIDA utiliza o método da função-pênalti (ou da penalização) que converte a maximização vinculada em uma seqüência de maximizações não-vinculadas. Essa seqüência é então resolvida com um algoritmo clássico de gradientes conjugados (Friedlander 1994).

Um subproduto direto da aplicação do MME, é a obtenção da fração da luz total que não vem do disco de acréscimo através da função entropia (Rutten, van Paradijs & Tinbergen 1992).

Capítulo 2

Observações e Redução dos Dados

Neste capítulo são descritas as observações e os procedimentos de redução dos dados de V4140 Sgr utilizados neste trabalho. Todos os dados são provenientes de fotometria CCD nas bandas BVR, com exceção de um eclipse observado em 1996 com o fotômetro rápido FOTRAP (Jablonski et al. 1994) em luz integral (W). É também discutida a classificação do objeto como uma nova-anã do subtipo SU UMa diante da observação do objeto em claro declínio de uma erupção em 1992.

2.1 Observações e reduções dos dados

Todos os dados utilizados neste trabalho foram obtidos com o telescópio de 1.6 m Perkin-Elmer do Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA/CNPq) entre os anos de 1991 e 2001, constituindo um total de 40 eclipses. A grande maioria dos dados foi observada com a câmera direta #1 e um detector CCD nas banda BVR; destes foram construídas séries temporais por fotometria diferencial. As observações feitas até o ano de 1996, utilizaram o CCD #48 de 770×1152 pixels de tamanho $22,5 \times 22,5 \mu\text{m}$. A partir desse ano, utilizou-se o CCD #301 de 385×578 pixels de $22 \times 22 \mu\text{m}$. As escalas de placa são de $\sim 0.3''/\text{pixel}$ para os dois detectores.

Somente um eclipse foi observado com o fotômetro rápido FOTRAP em luz integral (W) no ano de 1996. O FOTRAP é um fotômetro de um único canal com uma roda

de filtros girante a alta rotação que permite a observação quase simultânea em seis bandas (UBVRIW). Descrições detalhadas da operação, da consistência e confiabilidade do sistema fotométrico do FOTRAP podem ser encontradas em Barroso et al. (1986) e Jablonski et al. (1994). O procedimento utilizado para redução dos dados provenientes do FOTRAP é similar àquele descrito em Baptista, Steiner & Cieslinski (1994).

A Tabela 2.1 apresenta um sumário das observações. Δt é o tempo de integração e N o número de pontos de cada monitoria. As três últimas colunas listam a cobertura em fase do eclipse observado, a qualidade do céu das noites e o intervalo de variação do seeing, respectivamente.

A redução dos dados obtidos com a câmera CCD foi feita com rotinas do IRAF^a. Em todas as imagens foram feitas as correções usuais de *bias* e *flat-field*. A identificação e remoção automática de raios cósmicos foi executada para todas as exposições. A fotometria foi realizada com as rotinas de fotometria de abertura do pacote APPHOT do IRAF. Os fluxos foram extraídos para a variável e para mais 5 estrelas do campo usando um diafragma de 6 pixels de raio. A contribuição do céu foi calculada como o centróide (ou média ponderada) do histograma das intensidades dos pixels contidos em um anel de 7 pixels de raio, e 10 pixels de espessura, centrado em cada estrela. A Figura 2.1 mostra uma imagem do campo de V4140 Sgr com as estrelas de referência e comparações utilizadas para a fotometria diferencial. As séries temporais foram construídas computando a diferença de magnitude entre a variável (V) e demais estrelas de comparação (C2-5), e a estrela de referência (C1). A incerteza na fotometria de V4140 Sgr foi estimada pela dispersão das diferenças de magnitude de uma estrela de brilho similar (C5); obteve-se os valores de 0.06 mag (banda B), 0.12 mag (banda V) e 0.065 mag (banda R). Os dados foram transformados de magnitudes para uma escala relativa de fluxo assumindo um fluxo unitário para a estrela de referência.

^a *Image Reduction and Analysis Facility*, um conjunto de programas de redução e análise de dados astronômicos. O IRAF foi desenvolvido e é mantido pelo National Optical Astronomy Observatories (NOAO) em Tucson, Arizona, EUA. O NOAO é operado pela Association of Universities for Research in Astronomy Inc. (AURA) sob contrato cooperativo com a National Science Foundation. Informações na internet em iraf.noao.edu

Tab. 2.1: Jornal das observações

Data (UT)	Começo (HJD) (2400000+)	Ciclo	Filtro	Δt (s)	N	Cobert. Fase	Qual. Noite [†]	Seeing (")
91 jul 08	48446.71492	35 570	V	15,40	106	-0.15,+0.5	B	1.5 – 2.5
"	48446.75568	35 571	V	15,40	133	-0.5,+0.45	B	
"	48446.81840	35 572	V	15,40	115	-0.47,+0.26	B	
91 jul 09	48447.57448	35 584	V	15	127	-0.16,+0.5	B	1.5 – 2.5
"	48447.61545	35 585	V	15	162	-0.5,-0.44	B	
"	48447.70001	35 586	V	15	118	-0.12,+0.5	B	
"	48447.73816	35 587	V	15	122	-0.5,+0.35	B	
"	48447.81620	35 588	V	15	64	-0.22,+0.14	B	
91 jul 10	48448.55692	35 600	R	15	99	-0.17,+0.38	B	1.5 – 2.0
92 jul 27	48831.47956	41 834	R	15,50	143	-0.34,+0.5	C	1.3 – 1.8
"	48831.55100	41 835	R	30,50	71	-0.5,+0.5	C	
"	48831.61239	41 836	R	15,50	115	-0.5,+0.5	C	
"	48831.67381	41 837	R	15,50	111	-0.5,+0.5	B	
"	48831.73532	41 838	R	15,50	119	-0.5,+0.43	A	
92 jul 28	48832.55223	41 851	R	20,50	93	-0.2,+0.5	B	1.5 – 2.0
"	48832.59537	41 852	R	15,50	124	-0.5,+0.5	B	
"	48832.65663	41 853	R	15,50	163	-0.5,+0.6	B	
92 jul 29	48833.53336	41 867	V	20,50	67	-0.22,+0.28	B	1.3 – 2.3
"	48833.60199	41 868	V	20	68	-0.1,+0.33	B	
"	48833.65432	41 869	V	20,50	103	-0.25,+0.5	B	
"	48833.70111	41 870	V	20,50	114	-0.5,+0.49	B	
"	48833.76214	41 871	V	20,25,50	54	-0.5,+0.18	B	
92 jul 30*	48834.44980	-	R	50	1	-0.3	B	1.3 – 1.5
"	48834.45659	41 882	V	25	61	-0.2,+0.26	B	
"	48834.52074	41 883	V	20,50	87	-0.15,+0.5	B	
"	48834.56075	41 884	V	20,50	90	-0.5,+0.25	B	
"	48834.64339	41 885	V	20,50	80	-0.16,+0.5	B	
"	48834.68395	41 886	V	20,50	110	-0.5,+0.5	B	
"	48834.74569	41 887	V	20	90	-0.49,+0.39	B	
96 jun 16	50251.83513	64 955	W	15	214	-0.19,+0.4	A	-
98 jul 26	51021.71684	77 488	B	20	203	-0.27,+0.5	A	
"	51021.76387	77 489	B	20	295	-0.5,+0.34	A	
99 jul 12	51372.60399	83 200	B	20	108	-0.25,+0.16	A	1.2
"	51372.77520	83 202	B	20	164	-0.47,+0.16	A	
99 jul 14	51374.79735	83 236	B	20	386	-0.55,+0.57	A	1.2 – 1.5
00 jul 29	51755.67684	89 436	B	20	165	-0.29,+0.33	A	1.2 – 1.5
00 jul 30	51756.47832	89 449	B	20	103	-0.25,+0.14	A	1.3 – 1.5
"	51756.60539	89 451	B	20	92	-0.18,+0.17	A	
01 jun 25	52086.72728	94 825	B	20	113	-0.20,+0.23	A	1.5 – 2.0
01 jun 28	52089.67373	94 873	B	20	124	-0.23,+0.24	B	1.3 – 1.8
"	52089.80202	94 875	B	20	69	-0.14,+0.22	B	

[†]Qualidade da noite: A - fotométrica; B - boa; C - nuvens.

*Ver a Seção 2.2

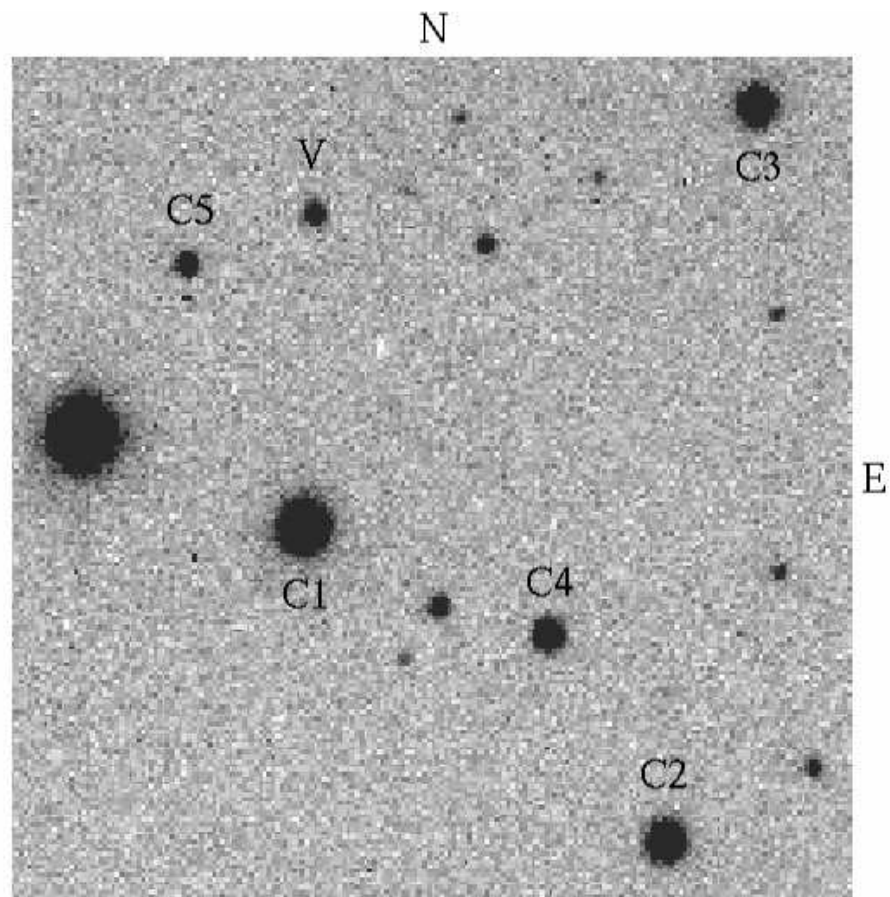


Fig. 2.1: Imagem de V4140 Sgr (indicada por V) obtida com a câmera CCD na banda V em 1992. Estão indicadas as estrelas de referência (C1) e as comparações (C2-5) utilizadas na fotometria diferencial. A orientação do campo está indicada nas laterais e o tamanho da imagem é de $\simeq 2' \times 2'$.

O fluxo da estrela de referência (C1) foi calibrado através de observações de estrelas-padrão das regiões E7, E8 e E9 do catálogo de Graham (1982) e padrões espectrofotométricas azuis de Stone & Baldwin (1983). Para essa calibração, utilizou-se o programa MAGS, que adota o método descrito por Harris, Fitzgerald & Reeds (1981) para resolução simultânea de todos os coeficientes fotométricos (extinção, transformação e ponto zero), incluindo coeficientes de extinção de primeira e segunda ordem. Uma vez obtidos os fluxos calibrados para a estrela de referência nas três bandas (BVR), calculou-se os fluxos correspondentes da variável.

2.2 V4140 Sgr como uma Nova-Anã

A Figura 2.3 mostra as observações de V4140 Sgr em 1992, feitas na banda R, no declínio de uma erupção. Os eclipses foram arbitrariamente colocados em fases orbitais consecutivas para efeito de visualização (ou seja, somou-se um ciclo às fases orbitais de cada eclipse em relação ao eclipse anterior), portanto o espaçamento em tempo entre os eclipses é maior do que indicado no gráfico. O eclipse da noite de 10 de julho de 1991, também em R, é tomado como representativo do estado de quiescência. O ponto da noite de 30 de julho de 1992, refere-se a uma única exposição em R obtida fora do eclipse (fase orbital -0.3) e confirma a continuação do declínio de brilho do objeto.

A observação de V4140 Sgr no declínio de uma erupção confirma sua classificação como uma *nova-anã*. As erupções da maioria das novas-anãs têm uma taxa de decaimento de brilho bem definida e aparentemente constante, independente da duração do máximo. Esse comportamento pode ser visto nas erupções de SS Cyg (Figura 2.2).

Bailey (1975) verificou que o tempo de decaimento τ_d , expresso em $d \text{ mag}^{-1}$, é correlacionado com o período orbital P_{orb} . Para a determinação do τ_d de V4140 Sgr, foi feito um ajuste da forma $\Delta \text{mag} = a + b \exp\left(-\frac{d}{\tau_d}\right)$ às observações de 1992 em R, descartadas as imagens em que o objeto encontrava-se em eclipse. Δmag é a diferença de magnitude em relação à estrela de referência (C1) descrita na seção anterior, a e b são constantes

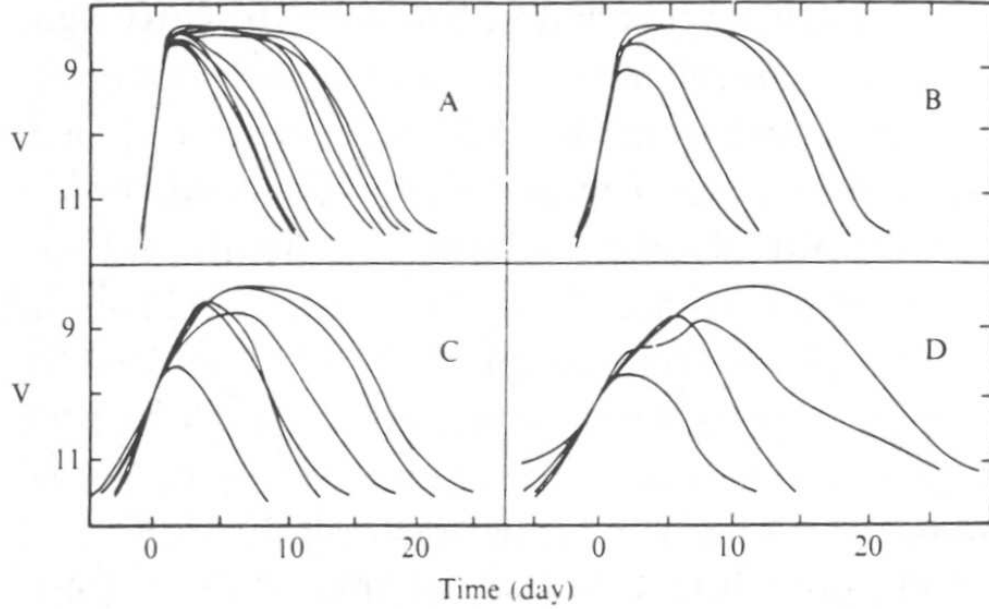


Fig. 2.2: Erupções de SS Cyg classificadas em quatro tipos por Campbell (1934).

determinadas pelo ajuste, e d é o tempo em fração de dia juliano por magnitude. O ajuste está mostrado na Figura 2.4 e o valor obtido é de $\tau_d \simeq 1.2 \text{ d mag}^{-1}$.

Foram feitas várias determinações de τ_d para VCs em declínio de erupções (van Paradijs 1983; Szkody & Mattei 1984; Warner 1995). A correlação obtida por Warner (1995) é,

$$\tau_d = 0.53 P(h)^{0.84} \quad \text{d mag}^{-1} \quad , \quad (2.1)$$

onde $P(h)$ é o período orbital expresso em horas. A Figura 2.5 apresenta a correlação acima juntamente com valores de τ_d obtidos para vários objetos. Os sistemas foram indicados separadamente como pertencentes aos subtipos SU UMa ou U Gem.

A comparação do τ_d para V4140 Sgr com os valores obtidos para outros sistemas permite classificar o objeto como uma nova-anã do subtipo SU UMa. Para confirmação do caráter eruptivo característicos de novas-anãs, o objeto foi também observado em erupção no ano de 2001 na monitoria feita na banda B. A Figura 2.6 mostra o aumento

de brilho do sistema em relação às observações de outros anos em quiescência. Nas duas erupções observadas o objeto apresenta variações de brilho por um fator $\simeq 2.5$ (i.e., $\Delta\text{mag} = 1 \text{ mag}$), indicando que as erupções são de baixa amplitude.

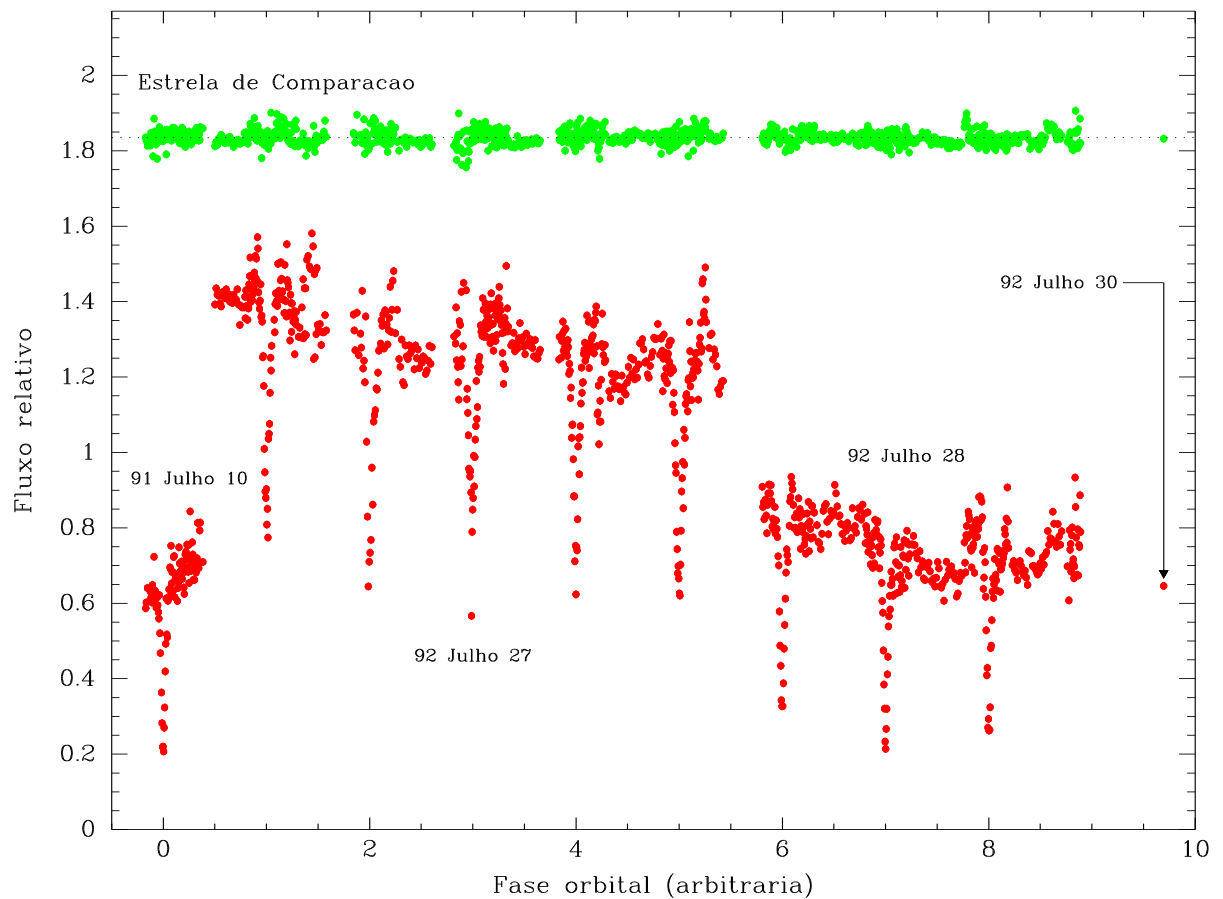


Fig. 2.3: Observações em R de V4140 Sgr no declínio de uma erupção, em 1992. Estão indicados sobre os dados, as datas em que foram feitas as observações. O único ponto do dia 30 de julho de 1992 refere-se a uma única imagem em R para calibração naquela data. Logo acima, como indicado, foi colocada uma estrela de comparação do campo.

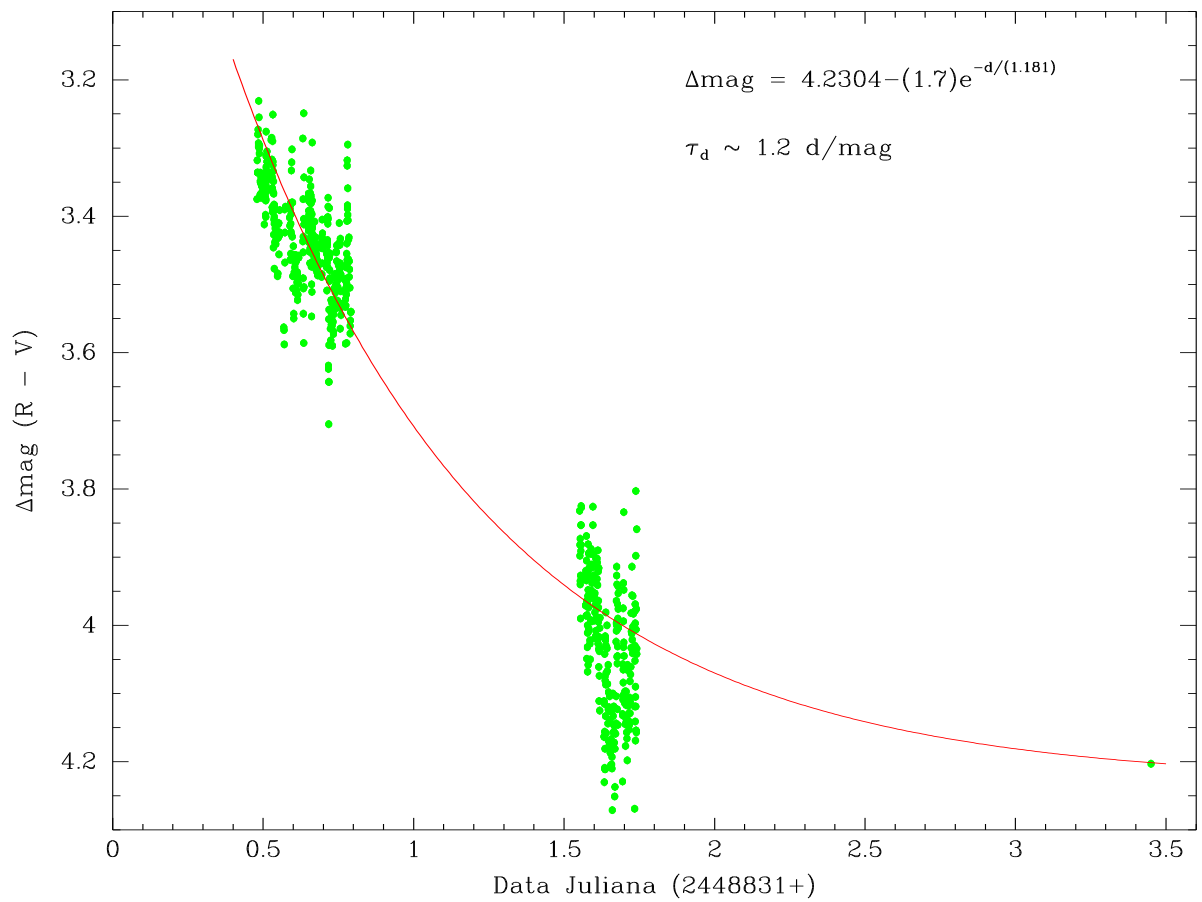


Fig. 2.4: Ajuste exponencial para determinação de τ_d da erupção de 1992. Foram excluídos os pontos em que o objeto encontrava-se em eclipse.

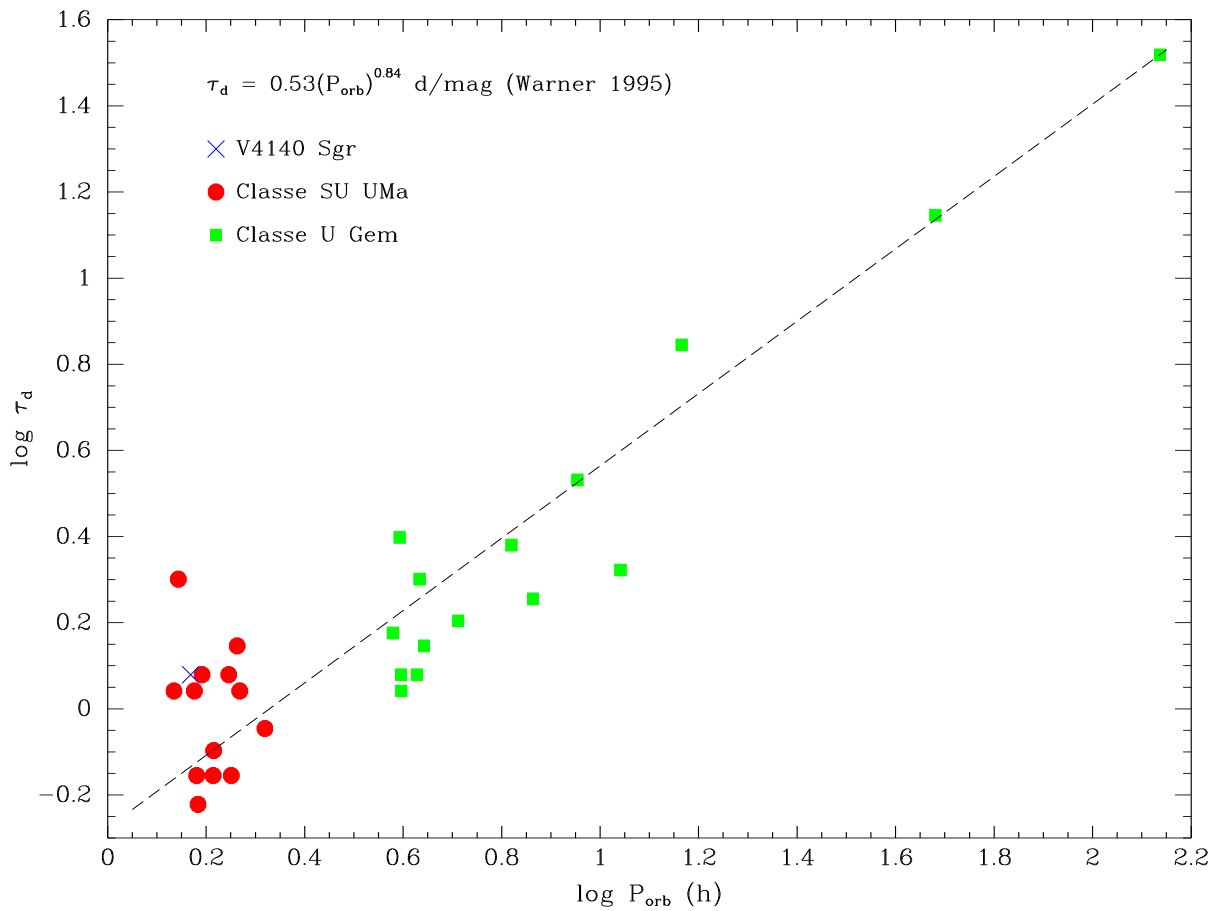


Fig. 2.5: Diagrama $\log \tau_d \times \log P$ onde é representada a correlação de Warner (1995) em linha tracejada. Percebe-se a posição de V4140 Sgr juntamente com outros sistemas do subtipo SU UMa.

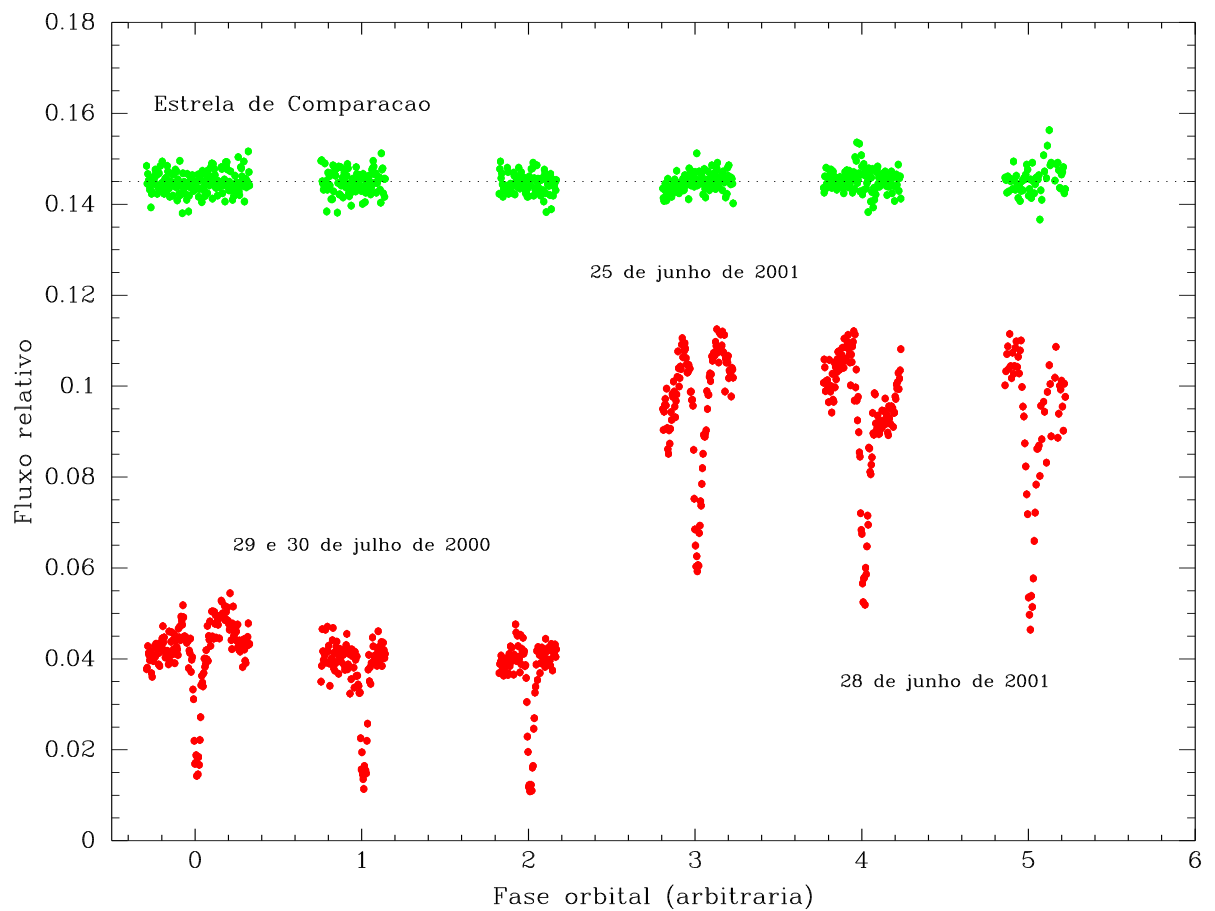


Fig. 2.6: Observações em B de V4140 Sgr em erupção no ano de 2001, comparando-as com dados do objeto em quiescência de 2000. Estão indicados sobre os dados, as datas em que foram feitas as observações. Logo acima, como indicado, foi colocada uma estrela de comparação do campo.

Capítulo 3

Revisão dos Parâmetros Orbitais

Neste capítulo é feita a revisão no cálculo dos parâmetros orbitais de V4140 Sgr devido a um erro detectado no cálculo anterior feito por Baptista, Jablonski & Steiner (1989). A maior necessidade de recalculá-los reside na utilização dos mesmos para o Método de Mapeamento por Eclipse, já introduzido na Seção 1.10 e cujos resultados de sua aplicação a V4140 Sgr serão apresentados no Capítulo 5.

Apesar de dispor de uma base de dados muito maior do que aquela do trabalho de Baptista et al. (1989), optou-se por utilizar do referido trabalho os mesmos parâmetros observacionais necessários ao cálculo. A determinação de um desses parâmetros ($\Delta\phi$, a ser introduzido a seguir) utilizando o conjunto de dados atuais mostrou-se equivalente àquela de Baptista et al. (1989) e, portanto, julgou-se desnecessário uma nova determinação dos demais. A seguir será feita uma breve revisão do método utilizado para determinação dos parâmetros orbitais de VCs eclipsantes utilizando dados de fotometria dos eclipses.

3.1 Revisão do método

As principais referências e exemplos práticos para o método de determinação de parâmetros orbitais de VCs eclipsantes, descrito nesta seção, são Baptista, Jablonski & Steiner (1989); Baptista, Steiner & Cieslinski (1994) e Baptista et al. (1998).

A base do método consiste na medição das *fases de contato* da anã branca e do bright

spot nas curvas de eclipse de VCs obtidas por fotometria. A Figura 3.1 mostra detalhes de uma curva de luz de uma VC eclipsante onde estão indicadas as fases de contato. Define-se ϕ_{w1} e ϕ_{w2} como as fases de início e final, respectivamente, do ingresso do eclipse da anã branca; ϕ_{w3} e ϕ_{w4} são as fases de início e fim do egresso do eclipse da anã branca. Da mesma forma define-se as fases de contato do bright spot como ϕ_{b1} , ϕ_{b2} , ϕ_{b3} e ϕ_{b4} . Como já justificado em Baptista et al. (1989), devido a variabilidade e dificuldade de identificação, as medições das fases do bright spot foram descartadas.

Os tratamentos dados às curvas de luz variam de acordo com os artigos, sendo as medições feitas em curvas individuais ou em curvas médias, ambas suavizadas com filtro de mediana ou não. As fases de contato podem ser medidas diretamente com o cursor de um ambiente gráfico. Complementarmente, pode-se empregar também a técnica descrita por Wood, Irwin & Pringle (1985) para medir as fases de contato e estimar as fases de meio-ingresso (ϕ_{wi}) e meio-egresso (ϕ_{we}) da anã branca, definidas como os pontos de mínima e máxima derivada numérica da curva de luz, respectivamente. A meia-largura dos picos de derivada extrema é uma estimativa da duração do ingresso (Δ_{wi}) e egresso (Δ_{we}) da anã branca. É ajustada uma função do tipo spline nas regiões remanescentes da curva de derivada para remover contribuições do eclipse do disco. A curva de derivada final, resultante da subtração da spline ajustada, é então analisada para identificar os pontos de extremo (mínimo e máximo) e os pontos onde a derivada começa a afastar-se significativamente do zero (fases de contato).

Uma vez obtidas as fases de contato, calcula-se a largura do eclipse $\Delta\phi$ por

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} [(\phi_{w3} + \phi_{w4}) - (\phi_{w1} + \phi_{w2})] = \phi_{we} - \phi_{wi} \quad (3.1)$$

A duração média do ingresso/egresso da anã branca é definida por

$$\Delta_{wd} = \frac{1}{2} [(\phi_{w2} - \phi_{w1}) + (\phi_{w4} - \phi_{w3})] = \frac{1}{2} (\Delta_{wi} + \Delta_{we}) \quad (3.2)$$

No caso de V4140 Sgr, onde o perfil dos eclipses geralmente apresenta simetria em relação à fase de centro (ou seja, é pouco distorcido pela presença do bright spot), a

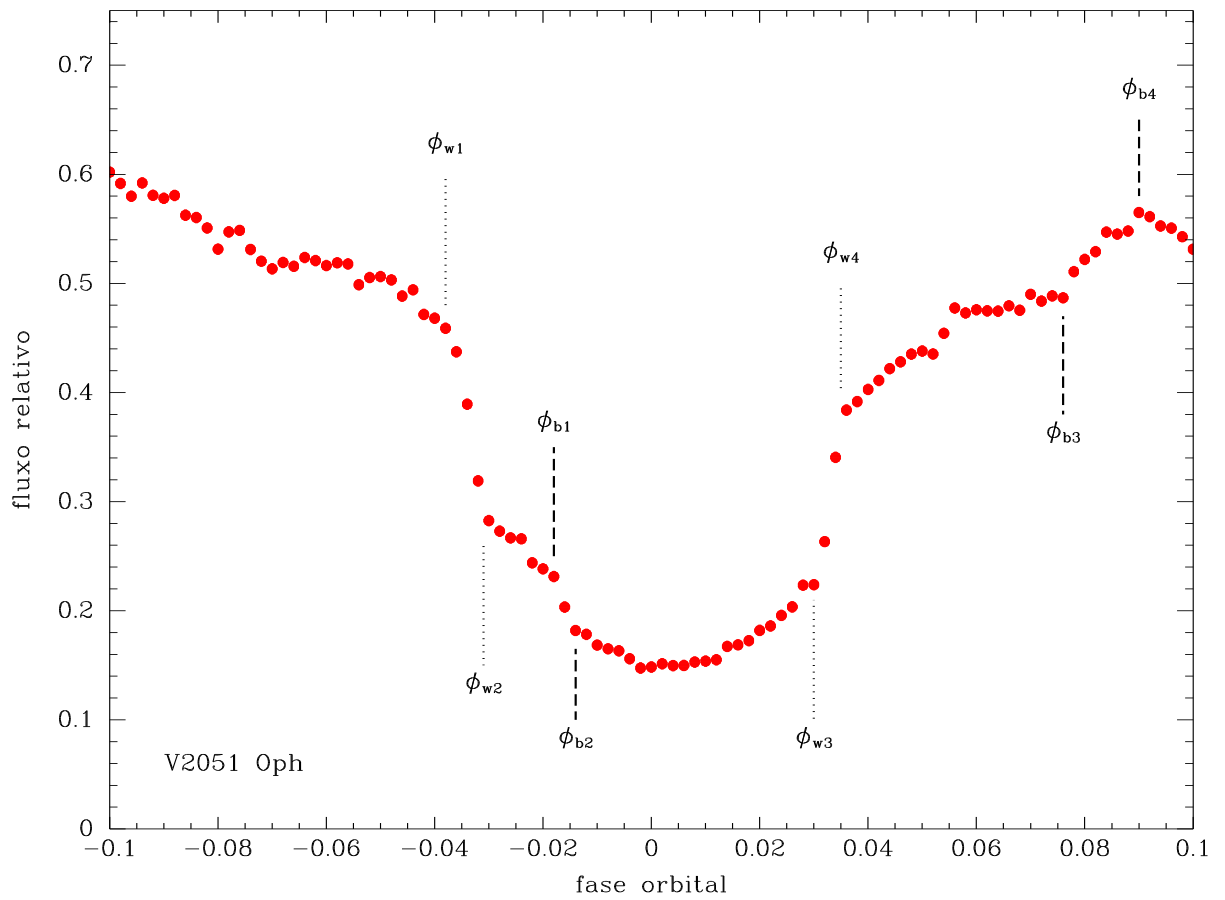


Fig. 3.1: Curva de luz de um eclipse de V2051 Oph onde estão indicadas as fases de contato da anã branca (ϕ_{w1-4}) e do bright spot (ϕ_{b1-4}).

duração do eclipse do disco é a duração total do eclipse $\Delta\phi_E$. O valor de $\Delta\phi_E$ representa, em unidades de ciclo orbital, a medida do intervalo existente entre o primeiro contato do disco até o seu completo egresso e é, geralmente, bem maior que $\Delta\phi$. A Tabela 3.1 apresenta os parâmetros observacionais de V4140 Sgr compilados de Baptista et al. (1989).

Tab. 3.1: Parâmetros observacionais de V4140 Sgr
(Baptista et al. 1989)⁺

Δ_{wd}	0.009 ± 0.001
$\Delta\phi$	0.0378 ± 0.0005
$\Delta\phi_E$	0.1213 ± 0.0005

⁺Valores em ciclos orbitais.

Assumindo que a estrela secundária preenche seu lobo de Roche e utilizando o valor obtido para $\Delta\phi$, existe uma relação unívoca entre a razão de massa q e a inclinação i (Chanan, Middleditch & Nelson 1976; Bailey 1979; Horne 1985). Utilizando o procedimento descrito por Chanan et al. (1976) através de um algoritmo de Newton-Raphson (Press et al. 1992), calcula-se a relação numérica $i = i(q, \Delta\phi)$.

Utilizando as relações aproximadas de Ritter (1980),

$$2\pi\Delta_{\text{wd}} \simeq \frac{2R_{\text{wd}}}{z(q) a \sin \theta} \quad (3.3)$$

$$\cos \theta = \frac{a \cos i}{R_2} \quad (3.4)$$

onde R_{wd} é o raio da anã branca, R_2 é o raio da secundária, a é a separação orbital e z é a distância, em unidades de a , do centro da primária ao ponto tangente à superfície da secundária que marca o início/fim do eclipse da anã branca. O valor $z = z(q, \Delta\phi)$ é um produto da rotina de obtenção da inclinação e é muito próximo da unidade. No caso de V4140 Sgr, para $q = 0.125$ tem-se $z = 0.968$. O erro introduzido pelas expressões acima é da ordem de $\left(\frac{R_{\text{wd}}}{R_2}\right)^2 \simeq 6 \times 10^{-3}$.

Combinando a Equação 3.3 com a terceira lei de Kepler (Equação 1.1) pode-se escrever

a relação,

$$\frac{R_{\text{wd}}}{R_{\odot}} = 1.791 P_{\text{orb}}(h)^{\frac{2}{3}} \Delta_{\text{wd}} \left(\frac{M_1}{M_{\text{Ch}}} \right)^{\frac{1}{3}} (1+q)^{\frac{1}{3}} z \sin \theta \quad (3.5)$$

onde M_1 é a massa da anã branca, $P_{\text{orb}}(h)$ é o período orbital do sistema expresso em horas e $M_{\text{Ch}} = 1.44M_{\odot}$ é a massa limite de Chandrasekhar. Outra relação entre R_{wd} e M_1 pode ser obtida pela aproximação analítica de Nauenberg (1972) para a relação massa-raio para anãs brancas frias de Hamada & Salpeter (1961),

$$\frac{R_{\text{wd}}}{R_{\odot}} = 0.0112 \left[\left(\frac{M_1}{M_{\text{Ch}}} \right)^{-\frac{2}{3}} - \left(\frac{M_1}{M_{\text{Ch}}} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Pela combinação das Equações 3.5 e 3.6, obtém-se uma relação $M_1 = M_1(q)$ já que a inclinação i , dado $\Delta\phi$, também é função de q . Outra relação pode ser obtida a partir da função de massa, quando a semi-amplitude da velocidade radial da primária K_1 (em km/s) é conhecida (Hilditch 2001),

$$f(m) \equiv \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = 1.0361 \times 10^{-7} K_1^3 P_{\text{orb}}(h) M_{\odot} \quad (3.7)$$

onde M_2 é a massa da estrela secundária. Rearranjando a equação acima, obtém-se

$$\frac{M_1}{M_{\odot}} = 4.3171 \times 10^{-9} K_1^3 P_{\text{orb}}(h) \frac{(1+q)^2}{(q \sin i)^3} \quad (3.8)$$

O ponto definido pela intersecção da Equação 3.5 mais 3.6 com a Equação 3.8 permite determinar os valores de q , i , M_1 e M_2 . O raio do disco pode ser estimado pela expressão de Sulkanen, Brasure & Patterson (1981),

$$\frac{R_{\text{d}}}{a} = \pi f \Delta\phi_{\text{E}} \sin i - \left[\left(\frac{R_2}{a} \right)^2 - \cos^2 i \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

onde f é um fator de velocidade média ($f < 1$) já que a velocidade transversal não é constante durante o eclipse, e $\frac{R_2}{a}$ é o raio, em unidades de a , de uma esfera de mesmo volume da secundária (Eggleton 1983)

$$\frac{R_2}{a} = \frac{0.49 q^{\frac{2}{3}}}{0.6 q^{\frac{2}{3}} + \ln(1 + q^{\frac{1}{3}})} \quad 0 < q < \infty \quad (3.10)$$

No caso de V4140 Sgr, devido à alta inclinação do sistema e do baixo valor determinado para $\Delta\phi_E$, tomou-se o valor de $f = 1$ (Baptista et al. 1989) que implica em erros menores do que aqueles causados pela aproximação esférica da Equação 3.9 e da própria determinação de $\Delta\phi_E$.

3.2 Cálculo dos parâmetros orbitais de V4140 Sgr

Para a determinação dos erros nos parâmetros calculados, foi utilizado um procedimento de Monte Carlo, onde os valores de entrada (Tabela 3.1) foram variados de acordo com uma distribuição Gaussiana com desvio padrão igual às suas respectivas incertezas e substituídos nas equações listadas na seção anterior.

Os parâmetros orbitais, juntamente com suas incertezas a $1 - \sigma$, estão listados na Tabela 3.2. Nesta tabela, K_1 e K_2 são os valores esperados das semi-amplitudes das velocidades radiais da primária e secundária, respectivamente, de acordo com o modelo fotométrico desenvolvido.

Tab. 3.2: Parâmetros orbitais recalculados de V4140 Sgr

q	0.125 ± 0.015	i	$80.2^\circ \pm 0.5^\circ$
$\frac{M_1}{M_\odot}$	0.73 ± 0.08	$\frac{R_1}{R_\odot}$	0.0108 ± 0.0008
$\frac{M_2}{M_\odot}$	0.092 ± 0.016	$\frac{R_2}{R_\odot}$	0.136 ± 0.008
$\frac{R_d}{a}$	0.230 ± 0.008	$\frac{a}{R_\odot}$	0.61 ± 0.05
K_1 (km/s)	55 ± 7	K_2 (km/s)	442 ± 15

O diagrama de massas primária-secundária é apresentado na Figura 3.2. A nuvem de pontos na figura é resultado de 10^4 simulações de Monte Carlo. A maior concentração de pontos indica a região de solução mais provável. A linha tracejada (indicada por MS) no diagrama é a relação empírica massa-raio de Caillault & Patterson (1990),

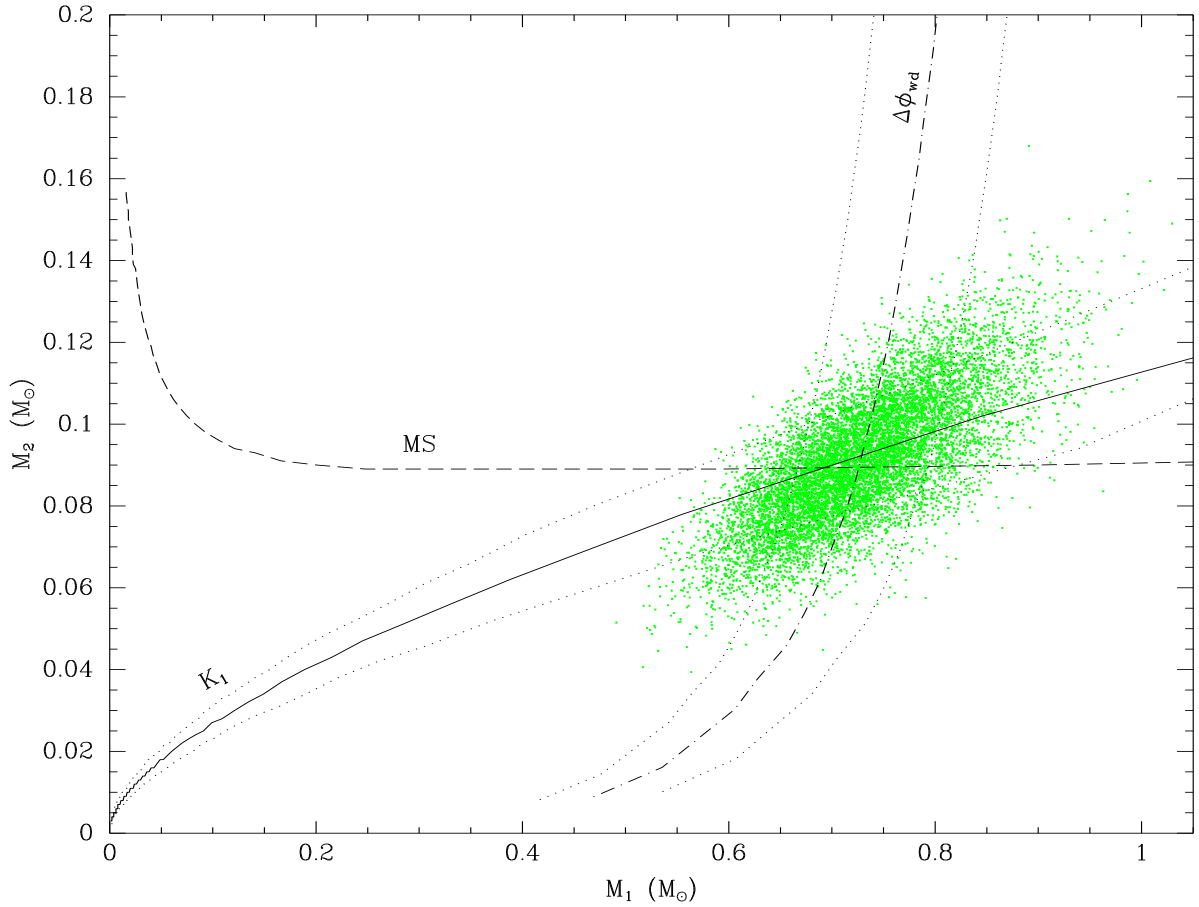


Fig. 3.2: Diagrama massa da primária-secundária para V4140 Sgr. A nuvem de pontos é resultado da simulação de Monte Carlo para o sistema e a linha tracejada indicada por MS é relação empírica de Caillault & Patterson (1990) para estrelas na SP. A linha cheia é a relação obtida pela semi-amplitude da velocidade radial da primária K_1 obtida por Mukai, Corbet & Smale (1988) (Equação 3.8) e a linha traço-ponto é a relação $M_1(q)$ obtida na medição de $\Delta\phi_{wd}$ (Equações 3.5 e 3.6). As linhas pontilhadas correspondem às incertezas ao nível de $1 - \sigma$.

$$\log\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) = 0.796 \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) - 0.037 \quad (3.11)$$

para estrela de tipo tardio M da Sequência Principal. O valor obtido para $M_2 = 0.092M_{\odot}$ é consistente com a relação empírica de Caillault-Patterson ao nível de $1 - \sigma$. Este resultado é consistente com o obtido por Smith & Dhillon (1998), que afirmam a indistinguibilidade de secundárias de VCs em relação a estrelas da SP. Anteriormente (Baptista et al. 1989), obteve-se $R_2 = 0.12R_{\odot}$, 10% maior que o raio previsto pela relação de Caillault-Patterson, sugerindo uma secundária inchada com relação a uma estrela de mesma massa na SP.

Nota-se que os valores atuais contrariam a previsão teórica de modelos evolucionários (Seção 1.5) de que secundárias de VCs estariam fora de equilíbrio térmico, fazendo com que essas estrelas tenham raios maiores que estrelas de mesma massa da SP (Rappaport et al. 1982).

O novo valor de q difere do anterior por menos de 20%, enquanto i apresenta uma diferença menor que 1%. A principal diferença diz respeito à massa da primária. Anteriormente, obteve-se um valor de $M_1 = 0.44M_{\odot}$, bem abaixo do valor médio de anãs brancas de VCs abaixo do gap ($\overline{M}_1 = 0.66M_{\odot}$; Webbink 1990). Agora tem-se $M_1 = 0.73M_{\odot}$, consistente com a massa média. Os valores da separação orbital a e de K_2 previsto tiveram um aumento de 18%.

Uma discussão detalhada sobre as fontes de incertezas do modelo fotométrico desenvolvido neste trabalho pode ser encontrada em Baptista et al. (1989).

Capítulo 4

Variações Cíclicas de Período Orbital

Este quarto capítulo descreve a investigação de variações de período orbital em V4140 Sgr. Num trabalho anterior feito sobre o mesmo objeto, Baptista et al. (1992) não conseguiram resolver a ambiguidade entre um período orbital crescente (variações parabólicas) ou variações cíclicas no período. Neste trabalho, com uma base de dados duplicada em relação ao anterior, o diagrama observado-menos-calculado ($O - C$) do objeto apresenta, sem ambiguidades, variações cíclicas muito similares às observadas em outras VCs eclipsantes.

Além daqueles descritos no Capítulo 2, foram utilizados dados de observações feitas entre 1985 e 1991 com o telescópio de 1.6 m do LNA. Descrições detalhadas desses conjuntos de dados antigos e dos correspondentes procedimentos de redução podem ser encontradas em Baptista et al. (1989, 1992).

Os dados compreendem 57 curvas de luz de eclipses num período de 16 anos de observações. Somente os ciclos em que o objetos encontrava-se em quiescência foram incluídos na análise. Os eclipses correspondentes aos ciclos 18 782 – 18 783, 18 798 – 18 801 e 30 228 – 30 229 do trabalho anterior (Baptista et al. 1992), e aos ciclos 41 834 – 41 838, 41 851 – 41 853, 94 825, 94 873 e 94 875 dos novos dados (Tabela 2.1) foram excluídos pois V4140 Sgr encontrava-se em erupção nestas épocas.

Como será visto a seguir, a determinação dos instantes de eclipse depende da combinação de várias curvas de uma mesma missão observacional. Portanto os ciclos 35 600 e 36 527 observados em 1991 na banda R e em luz integral (W), respectivamente, foram

retirados da análise. O instante de eclipse deste ano foi calculado somente com os dados da banda V, que compreendem observações de 8 eclipses (Baptista et al. 1992). Por último, devido à má qualidade das curvas de luz e à impossibilidade de combiná-las com as demais, os ciclos 4 805, 23 167, 23 214 e 41 871 também foram excluídos.

Resumidamente, a Tabela 4.1 apresenta o jornal das novas observações. Esses dados foram adicionados aos da literatura e utilizados na determinação de variações cíclicas de P_{orb} . Os resultados do trabalho descrito neste capítulo estão publicados em Baptista et al. (2003).

4.1 Medição dos instantes de eclipse

Nos trabalhos anteriores (Baptista et al. 1989, 1992) assumiu-se como instantes de eclipse, os instantes de mínima luz para curvas de eclipses individuais. Para tanto foram utilizados os seguintes métodos:

- (a) Ajusta-se uma parábola aos pontos do eclipse e determina-se seu ponto de mínimo, similarmente obtém-se o instante de mínimo pelo ajuste de uma função cúbica;
- (b) O método das cordas, que consiste em traçar linhas retas de ordenadas constantes (linhas horizontais) e determinar suas intersecções com a curva de eclipse. Isso define dois instantes t_1 e t_2 para cada corda; o valor médio t_m é uma estimativa do instante de mínimo. O mínimo efetivo é determinado de duas maneiras: tomando-se a média dos t_m para o conjunto de cordas; e ajustando-se uma reta aos t_m e determinado a intersecção com o fundo do eclipse.

O valor final do instante de mínimo é tomado como o valor médio dos quatro valores; a incerteza associada é o desvio padrão da média.

No presente trabalho os instantes de eclipse foram medidos a partir dos instantes de meio-ingresso e meio-egresso da anã branca (instante de meio-eclipse) usando a técnica da derivada descrita por Wood et al. (1985), já introduzida no Capítulo 3. Para uma dada

missão observacional, todas as curvas de luz foram colocadas em fase orbital através de uma efeméride-teste (uma efeméride linear qualquer),

$$T'(E) = T'_0 + P'_{\text{orb}} E \quad (4.1)$$

onde E é o ciclo (valores da expressão acima em HJD). As curvas são então agrupadas em ordem crescente em fase de modo a obter uma curva de luz combinada de alta resolução em fase.

A curva de luz combinada é então suavizada com um filtro de mediana e sua derivada numérica é calculada. Aplica-se novamente o filtro de mediana à curva de derivada e identifica-se os pontos extremos – mínimo e máximo da anã branca respectivamente. A fase de meio-eclipse ϕ_0 (ou conjunção inferior da anã branca) é calculada por

$$\phi_0 = \frac{1}{2}(\phi_{\text{max}} - \phi_{\text{min}}) \quad (4.2)$$

onde ϕ_{max} e ϕ_{min} são as fases de máxima e mínima derivada respectivamente. Ou, utilizando a notação do Capítulo anterior (Equação 3.1),

$$\phi_0 = \frac{1}{2}(\phi_{\text{we}} - \phi_{\text{wi}}) \quad (4.3)$$

Adota-se um ciclo representativo E_{rep} do conjunto de curvas utilizado e calcula-se o afastamento $\delta\phi$ em relação ao centro previsto pela efeméride-teste através do valor de ϕ_0 obtido. Por fim, calcula-se o instante de eclipse do ciclo representativo E_{rep} ,

$$T_{E_{\text{rep}}} = T'(E_{\text{rep}}) + \delta\phi P'_{\text{orb}} \quad (4.4)$$

onde $T'(E_{\text{rep}})$ é dado pela Equação 4.1. O valor da expressão acima está em HJD. A Figura 4.1 apresenta um exemplo de medição dos instantes de meio-eclipse da anã branca pelo método da derivada para a curva concatenada dos dados de 1985.

Por que utilizar o método da derivada para medição dos *timings*? Esse método, em contraste aos utilizados anteriormente, evita qualquer medição errônea causada por assi-

Tab. 4.1: Novas observações de V4140 Sgr

Data (UT)	Banda	Δt (s)	Ciclo
1992 Jul 29	V	15	41 867–41870
1992 Jul 30	V	15	41 882–41887
1996 Jun 16	W	15	64 955
1998 Jul 26	B	20	77 488, 77 489
1999 Jul 12	B	20	83 200, 83 202
1999 Jul 14	B	20	83 236
2000 Jul 29	B	20	89 436
2000 Jul 30	B	20	89 449, 89 451

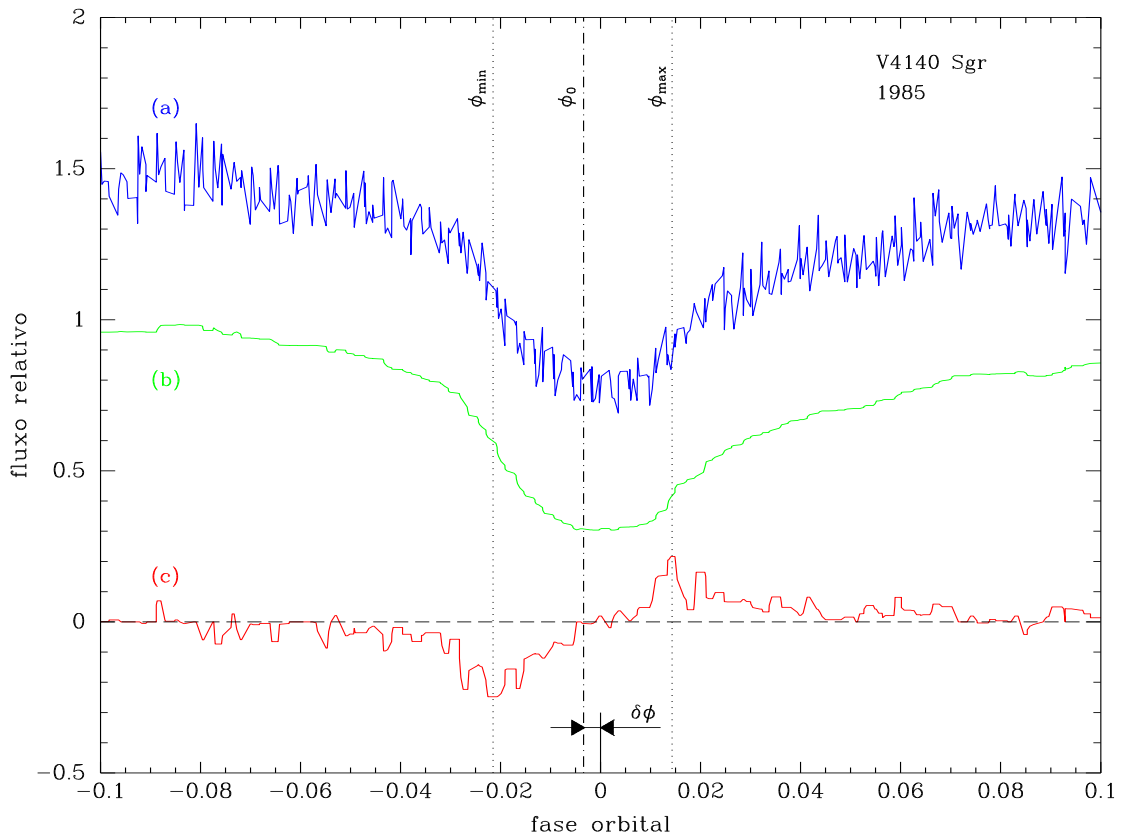


Fig. 4.1: Método da mínima/máxima derivada aplicado para V4140 Sgr em 1985. Os dados foram observados em luz integral (W). (a) curva de luz combinada de 8 eclipses; (b) a curva anterior após o filtro de mediana (com um offset negativo para melhor visualização) e (c) a curva de derivada já aplicado o filtro de mediana. ϕ_{\max} e ϕ_{\min} são as fases máxima e mínima derivada, ϕ_0 é o centro do eclipses da anã branca e $\delta\phi$ o deslocamento em fase em relação à efeméride-teste.

metrias na curva de luz. Eclipses em VCs são usualmente assimétricos devido à presença do bright spot. Em consequência, os instantes de mínimo são afetados pelo brilho relativo e pela posição do bright spot em relação à linha que une os centros das duas estrelas. Instantes de mínimo tendem a ser mais atrasados que os instantes de meio eclipse da anã branca, com o valor do atraso dependente do brilho relativo do spot.

O padrão de ingresso e egresso da anã branca não é facilmente visível nas curvas individuais devido ao flickering. Isso justifica o procedimento de combinar curvas de luz de um mesmo ano em detrimento às medições individuais dos instantes de eclipse: para redução da influência do flickering na determinação dos *timings*. Agora também se justifica a exclusão dos ciclos em que o objeto encontrava-se em erupção, pela dificuldade de identificação do eclipse de anã branca em contraste com um disco em estado de brilho muito alto.

A precisão das medições dos instantes de V4140 Sgr é melhor do que 12 s. A Figura 4.2 mostra medições dos instantes de meio-eclipse em três ocasiões distintas, onde percebe-se os progressivos atrasos e avanços dos instantes de eclipse. As mudanças bruscas na inclinação da curva indicam as fases de ingresso e egresso da anã branca. Isso permite a determinação precisa da fase de meio-eclipse ϕ_0 .

Para V4140, a diferença entre a hora universal (UT) e a escala de tempo dinâmica (TDT) chega até 6 s nos 16 anos de observações, e a amplitude da diferença entre as correções baricêntricas e heliocêntricas é de 4 s. Diante disso, os instantes de meio-eclipse foram calculados em BJDD de acordo com o procedimento computacional descrito por Stumpff (1980) e estão listados na Tabela 4.2.

Foram feitos ajustes de efemérides linear, quadrática e linear mais senoidal aos dados da Tabela 4.2. Os pontos foram ponderados pelo inverso do quadrado das incertezas dos instantes de meio-eclipse da anã branca. A Tabela 4.3 apresenta os parâmetros das efemérides de melhor ajustes, bem como lista os desvios padrão com relação a cada ajuste, σ , e o valor do χ^2 -reduzido χ_ν^2 . A Figura 4.3 mostra o diagrama O-C calculado em relação à efeméride linear de melhor ajuste (Tabela 4.3). Os novos *timings* (círculos fechados) foram corrigidos para BJDD. Como discutido acima, percebe-se a tendência esperada

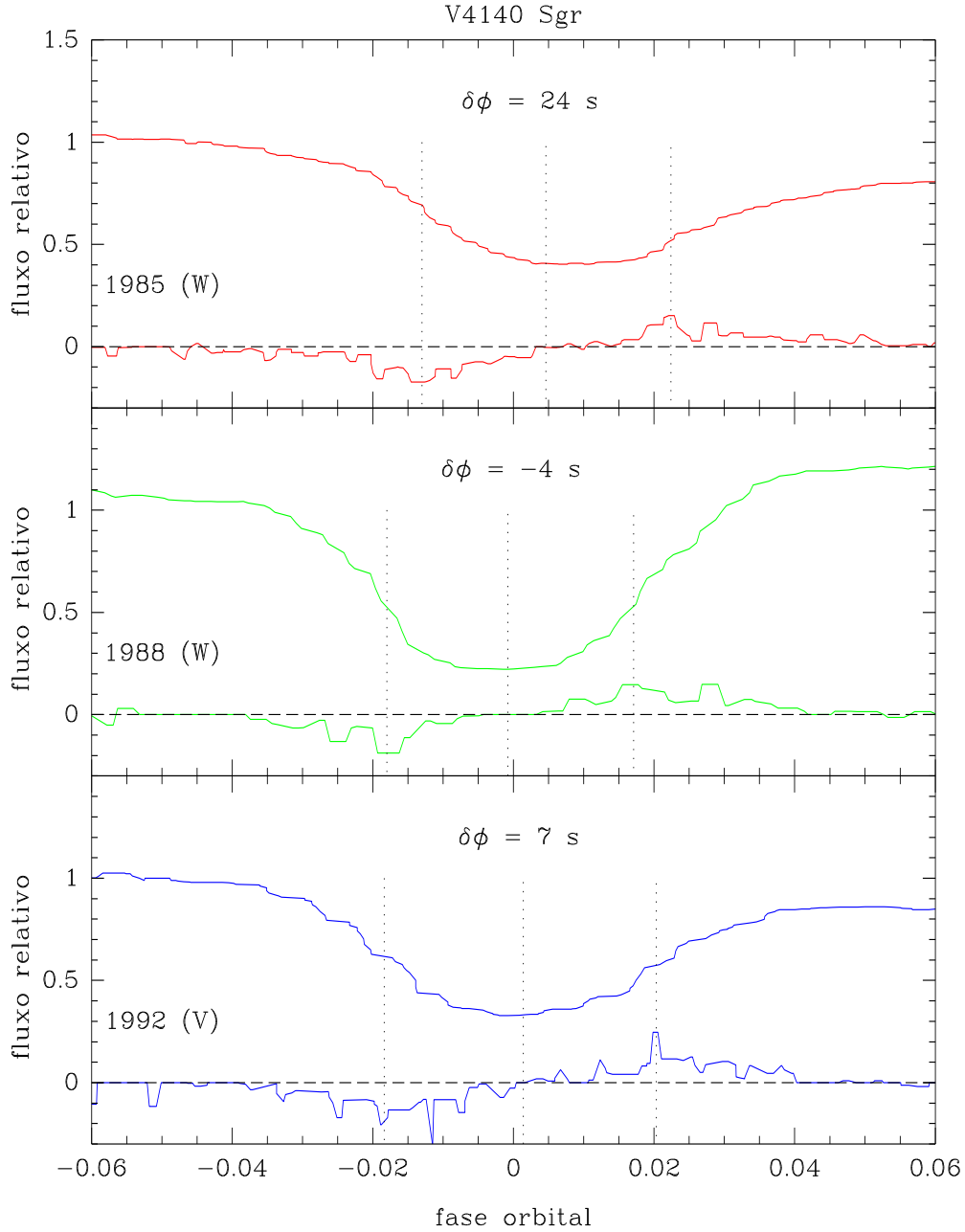


Fig. 4.2: Método da mínima/máxima derivada aplicado às curvas de luz médias de V4140 Sgr em três ocasiões. Os anos estão indicados no gráfico juntamente com a banda de observação entre parênteses. Cada gráfico apresenta uma curva de luz combinada e suavizada com o filtro de mediana, e sua respectiva derivada também suavizada pelo filtro de mediana. As linhas pontilhadas representam as fases de mínima e máxima derivada, e o instante de meio-eclipse. Acima deste último estão indicados os atrasos ou avanços ($\delta\phi$) dos instantes de eclipse em relação à efeméride linear da Tabela 4.3.

desses novos *timings* estarem adiantados em relação às medidas feitas a partir de curvas de eclipse individuais com os métodos descritos anteriormente e utilizados no trabalho anterior (quadrados abertos no painel superior da Figura 4.3, compreendendo dados da literatura e alguns dados entre 1992 e 1999; Borges & Baptista 2000).

4.2 Teste-F de significância estatística (Pringle 1975)

Uma vez ajustadas as efemérides listadas na Tabela 4.3 aos instantes de eclipse, seria natural perguntar quão bem elas descrevem o conjunto de dados da Tabela 4.2. Para tanto seguiu-se o teste-F prescrito por Pringle (1975), que procura verificar a significância estatística na adição de um termo ao ajuste linear. No caso específico deste trabalho, procura-se saber qual é a significância estatística da adição de um termo quadrático ou senoidal à efeméride linear.

Considere que se deseja ajustar uma função a um conjunto de dados. A essa função pode-se associar um χ^2 com $\nu_1 = N - n$ graus de liberdade (representado a partir de agora por χ_1^2), onde N é o número de pontos a serem ajustados e n é o número de parâmetros da função ajustada. Da mesma forma, ao ajustar ao conjunto de dados uma outra função com j termos adicionais em relação a função anterior, pode-se associar à essa função ajustada uma estatística χ_2^2 com $\nu_2 = N - n - j$ graus de liberdade.

Devido a natureza aditiva da estatística χ^2 , obtém-se uma nova estatística χ^2 tomando a diferença de duas outras estatísticas distribuídas como χ^2 (Bevington 1969). Em particular, se tomarmos $\chi_1^2 - \chi_2^2$ devemos ter uma distribuição de χ^2 com j graus de liberdade.

Define-se a distribuição-F de graus de liberdade ν_1 e ν_2 por

$$F(\nu_1, \nu_2) = \frac{\chi_{\nu_1}^2}{\chi_{\nu_2}^2} = \frac{\frac{\chi_1^2}{\nu_1}}{\frac{\chi_2^2}{\nu_2}} \quad (4.5)$$

Portanto,

$$\frac{\frac{\chi_1^2 - \chi_2^2}{j}}{\frac{\chi_2^2}{\nu_2}} = F(j, \nu_2) \quad (4.6)$$

Tab. 4.2: Timings de meio-eclipse de V4140 Sgr

Ciclo	HJD (2 400 000+)	BJDD (2 400 000+)	(O-C) [†] (ciclos)
12	46262.40830	46262.40889 (7)	+0.0046
5 179	46579.81529	46579.81589 (9)	+0.0023
13 080	47065.17109	47065.17172 (10)	+0.0013
17 826	47356.71619	47356.71683 (7)	-0.0008
23 162	47684.50477	47684.50543 (6)	-0.0036
30 065	48108.55396	48108.55463 (11)	-0.0013
35 580	48447.33864	48447.33931 (13)	-0.0013
41 878	48834.22291	48834.22358 (13)	+0.0014
64 955	50251.83520	50251.83585 (13)	-0.0053
77 488	51021.73363	51021.73431 (6)	-0.0004
83 213	51373.41854	51373.41923 (6)	-0.0000
89 445	51756.24831	51756.24903 (4)	+0.0006

[†](O-C) em relação a efeméride linear da Tabela 4.3

Tab. 4.3: Efemérides de V4140 Sgr

Efeméride linear:	
BJDD = $T_0 + P_0 \cdot E$	
$T_0 = 2\,446\,261.671\,45 (\pm 6)$ d	$P_0 = 0.061\,429\,6779 (\pm 9)$ d
$\chi^2_{\nu_1} = 4.2, \quad \nu_1 = 10$	$\sigma_1 = 2.62 \times 10^{-3}$ ciclos
Efeméride quadrática:	
BJDD = $T_0 + P_0 \cdot E + c \cdot E^2$	
$T_0 = 2\,446\,261.671\,68 (\pm 7)$ d	$P_0 = 0.061\,429\,660 (\pm 5)$ d
$c = (+1.8 \pm 0.5) \times 10^{-13}$ d	$\sigma_2 = 1.88 \times 10^{-3}$ ciclos
$\chi^2_{\nu_2} = 1.74, \quad \nu_2 = 9$	
Efeméride senoidal:	
BJDD = $T_0 + P_0 \cdot E + A \cdot \cos [2\pi(E - B)/C]$	
$T_0 = 2\,446\,261.671\,50 (\pm 4)$ d	$B = (3 \pm 2) \times 10^3$ ciclos
$P_0 = 0.061\,429\,6757 (\pm 7)$ d	$C = (41 \pm 2) \times 10^3$ ciclos
$A = (19 \pm 6) \times 10^{-5}$ d	$\sigma_S = 0.92 \times 10^{-3}$ ciclos
$\chi^2_{\nu_S} = 0.71, \quad \nu_S = 7$	

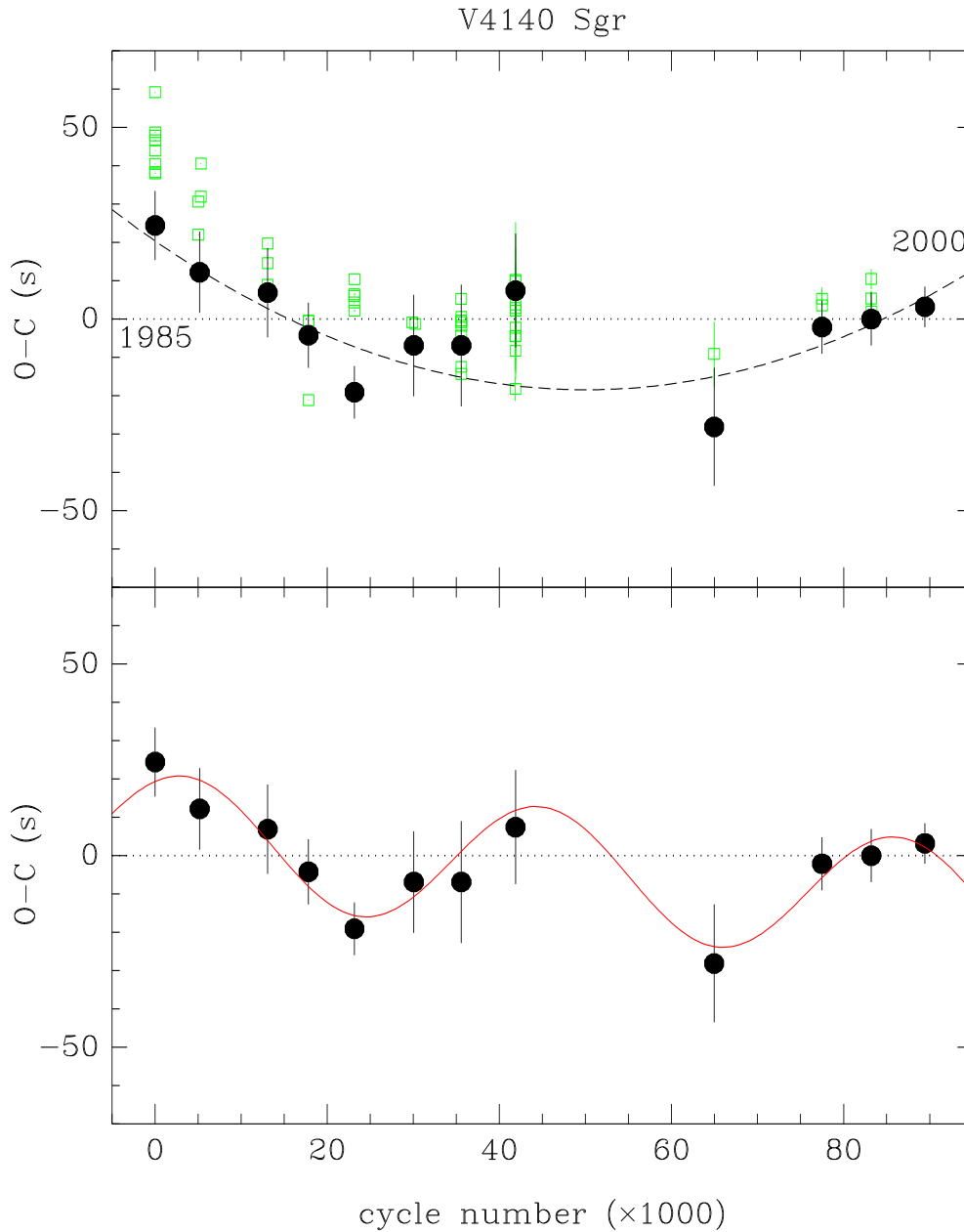


Fig. 4.3: O diagrama O-C de V4140 Sgr em relação à efeméride linear da Tabela 4.3. Os timings da literatura e medidos pelos métodos de mínima luz descritos na Seção 4.1 estão representados como quadrados abertos no painel superior, os novos *timings* estão representados por círculos fechados. A linha tracejada no painel superior é a efeméride quadrática de melhor ajuste, e a linha sólida do painel inferior é a efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste (Tabela 4.3).

onde a razão acima é uma medida de quanto os j termos adicionais irão incrementar a χ^2 -reduzida, e pode ser igualada à distribuição- F com graus de liberdade j e $\nu_2 = N - n - j$. $F(j, \nu_2)$ deve ser pequeno quando os novos j termos não contribuem significativamente no ajuste, e num caso limite pode-se afirmar de $F(j, \nu_2) = 0$ significa que os novos termos não contribuem em nada.

Pretende-se calcular a probabilidade $Q(F(j, \nu_2)) \equiv Q(F)$, associada à distribuição- F , que indica o grau de significância no qual a hipótese “o ajuste com χ_1^2 possui variância menor que o ajuste com χ_2^2 ” pode ser rejeitada. Ela possui os valores limites,

$$Q(F \rightarrow 0) = 1 \quad Q(F \rightarrow \infty) = 1 \quad (4.7)$$

Um valor numérico baixo para $Q(F)$ indica um alto grau de rejeição na hipótese acima. Como pretende-se obter a significância estatística na adição dos j termos ao ajuste, então calcula-se

$$P(F) = 1 - Q(F) \quad (4.8)$$

Partindo da definição de χ^2 -reduzido

$$\chi_{\nu_1}^2 = \frac{\chi_1^2}{\nu_1} = \frac{\sigma_1^2}{s_1^2 \nu_1} \quad (4.9)$$

onde σ_1^2 é a variância associada ao ajuste (do modo como definido por Pringle 1975) e $\overline{s_1^2}$ é a média ponderada das variâncias individuais dos pontos a serem ajustados, de forma semelhante tem-se a definição de $\chi_{\nu_2}^2$. Como o conjunto de dados é o mesmo, $\overline{s_1^2} = \overline{s_2^2} \equiv \overline{s^2}$.

Substituindo as definições de $\chi_{\nu_1}^2$ e $\chi_{\nu_2}^2$ da Equação 4.9 na Equação 4.6,

$$\frac{\frac{\chi_1^2 - \chi_2^2}{j}}{\frac{\chi_2^2}{\nu_2}} = \frac{\sigma_1^2 - \sigma_2^2}{\sigma_2^2} \left(\frac{\nu_2}{j} \right) \equiv \lambda \quad (4.10)$$

então, $F(j, \nu_2) = \lambda$. Calcula-se F pela Equação 4.10 e o valor de $Q(F)$ associado pode ser calculado numericamente (Press et al 1992), por fim, calcula-se a significância $P(F)$

pela Equação 4.8.

Dos valores de σ_1 e σ_2 da Tabela 4.3 obtém-se $F(1, 9) = 8.5$ que corresponde a um grau de confiança de 98.3% para a inclusão do termo quadrático à efeméride linear. É menor do que os 99.7% obtidos anteriormente por Baptista et al. (1992), e o termo quadrático é um fator 2.4 menor do que o obtido no referido trabalho. A efeméride quadrática está mostrada em linha tracejada no painel superior da Figura 4.3.

A efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste é significativa a um nível de 99.97% para $F(3, 7) = 49.8$. A dispersão dos dados em relação ao ajuste é cerca de 2 vezes menor do que o ajuste quadrático. O período da modulação obtido é de 6.9 ± 0.3 anos e a busca por períodos variáveis ou por harmônicos desse período (pelo ajuste em separado de partes do conjunto de dados) não é conclusiva para V4140 Sgr devido ao reduzido número de *timings*. O ajuste linear somado de um termo senoidal está mostrado como um linha sólida no painel inferior da Figura 4.3.

4.3 Variações cíclicas em P_{orb}

Como reportado acima, V4140 Sgr apresenta variações cíclicas de período orbital de amplitude em torno de 17 s numa escala de tempo de 6.9 anos. Variações cíclicas de P_{orb} são vistas em muitas VCs (Warner 1995, e referências ali contidas), e também em sistemas binários do tipo Algol (Hall 1989), RS CVn (Hall & Kreiner 1980), W UMa (Glownia 1986) e outros. Em VCs, o período dos ciclos varia de 4 anos para EX Dra (Baptista et al. 2000) até cerca de 30 anos em UX UMa (Rubenstein, Patterson & Africano 1991), com amplitudes no intervalo de $10 - 10^2$ s.

Vários modelos foram propostos para tentar explicar essas modulações de período orbital. Um dos modelos mais simples e conservadores, atribui essas variações ao movimento apsidal ou a um terceiro corpo distante de pequena massa. Ambos os casos falham num ponto crucial: o movimento apsidal ou de um terceiro corpo causariam modulações estritamente periódicas, o que é contrariado por observações de vários sistemas (Richman et al. 1994, e referência ali contidas) e torna essas explicações um tanto implausíveis.

Além disso, movimento apsidal requer órbitas excêntricas e são esperadas órbitas circulares em VCs, pois como citado na Seção 1.1, esses sistemas são próximos o bastante para as interações de maré dissiparem qualquer excentricidade num tempo curto comparado ao tempo de vida da binária.

Outro modelo que pode ser descartado, envolve a troca cíclica de momento angular orbital do sistema e momento angular armazenado no disco via interações de maré (Smak 1972). Esse modelo prevê discos com massas entre $10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$, um fator de 10^4 maior do que as massas observadas (Warner 1995).

A escala de tempo de décadas e ausência de periodicidade nas modulações de P_{orb} sugerem que elas podem ser resultado de atividade magnética na estrela secundária em VCs. O histórico de atividades magnéticas no Sol mostra períodos de ciclos de manchas de 11 anos em média, mas intervalos entre períodos de máxima atividade variam de 8 a 15 anos. Registros de manchas indicam que existem períodos de duração muito mais longa (Baliunas & Vaughan 1985). Por analogia, atividade magnética na estrela secundária devem levar à mudanças regulares porém aperiódicas, ciclos de diferentes durações devem existir. Isso dá indícios de uma explicação qualitativa do que é visto nos diagramas O-C.

Vários modelos utilizando torques diretos à órbitas causados por atividade magnética foram propostos. Matese & Whitmire (1983) e Applegate & Patterson (1987) concluíram que o torque não era necessário. Propuseram que o período orbital deve variar, a um momento angular orbital constante, se a parte radial da aceleração gravitacional também variar. O mecanismo é simples: o período orbital da estrela magneticamente ativa é

$$P_{orb} = \frac{2\pi a}{v} \quad (4.11)$$

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

$$J = \mu va \quad (4.12)$$

onde μ é a massa reduzida (Seção 1.1). Pode-se relacionar a velocidade circular com a

aceleração gravitacional g e com a separação orbital através de

$$v^2 = ag \quad (4.13)$$

que é uma expressão do balanço entre a aceleração centrífuga e gravitacional de uma órbita circular. Combinando as três equações acima temos

$$P_{\text{orb}} = 2\pi \left(\frac{J}{\mu g^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.14)$$

que nada mais é do que a terceira lei de Kepler numa forma não muito familiar. Portanto, a variação fracional de período orbital $\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}}$ é dada por

$$\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = -\frac{2}{3} \left(\frac{\Delta g}{g} \right) \quad (4.15)$$

a um momento angular orbital J constante (a curta escala de tempo dos ciclos permite assumir isso). A Equação 4.15 relaciona a variação de período orbital à variação da aceleração gravitacional da estrela. A aceleração g variará se a forma da estrela variar. A variação de forma é medida pela mudança no momento quadrupolar da estrela. Uma pergunta é natural: como produzir mudanças na forma da estrela? O campo magnético pode causar mudanças na estrela ativa de duas maneiras: deformando a estrela para fora do equilíbrio hidrostático (modelo da distorção) ou causando transições entre diferentes estados de equilíbrio hidrostático do fluido (modelo da transição).

Applegate & Patterson (1987) e Warner (1988) propuseram um modelo em que o campo magnético afasta a estrela do equilíbrio hidrostático. Uma distorção dessa classe causaria a expansão e contração radial da estrela à medida que a pressão variasse. O mecanismo requer contribuições não triviais do campo ao equilíbrio e implica em campos magnéticos muito fortes. Esse modelo foi seriamente atacado por Marsh & Pringle (1990) que mostraram que a energia necessária para a deformação é maior do que a luminosidade que a estrela pode dispor.

Applegate (1992) resolveu o problema propondo um modelo que invoca mudanças entre

estados de equilíbrio hidrostático do fluido causadas pelo campo magnético. A parte rotacional do momento quadrupolar da estrela ativa indica a distribuição do momento angular no interior estelar. Em particular, o momento quadrupolar é mais sensível à taxa de rotação das partes externas da estrela. Nesse modelo, a distribuição do momento angular varia durante o ciclo de atividade magnética, em consequência da ação de um torque magnético. Portanto a forma oblata da estrela devido à rotação também variará. Essa variação é comunicada à órbita pela gravidade mudando o período orbital.

Pelo modelo de Applegate (1992), a variação fracional $\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}}$ é relacionada com a amplitude $\Delta(\text{O}-\text{C})$ e com o período da modulação P_{mod} por

$$\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 2\pi \frac{\Delta(\text{O}-\text{C})}{P_{\text{mod}}} = 2\pi \frac{A}{C} \quad (4.16)$$

Usando os valores de A e C da Tabela 4.3, encontra-se $\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 4.7 \times 10^{-7}$ para V4140 Sgr. A mudança prevista no raio do lobo de Roche e na transferência de massa é relacionada com a variação de período por (Richman et al. 1994)

$$\frac{\Delta R_{LR}}{R_{LR}} = 39 \left(\frac{1+q}{q} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Delta\Omega}{10^{-3}\Omega} \right)^{-1} \frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} \quad (4.17)$$

e por

$$\frac{\Delta \dot{M}_2}{\dot{M}_2} = 1.22 \times 10^5 \left(\frac{1+q}{q} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Delta\Omega}{10^{-3}\Omega} \right)^{-1} \frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} \quad (4.18)$$

onde $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$ é a variação fracional da taxa de rotação do envelope externo da estrela ativa e q é a conhecida razão de massa. Utilizando $q = 0.125$ (Capítulo 3) e assumindo $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = 3 \times 10^{-3}$, obtém-se $\frac{\Delta R_{LR}}{R_{LR}} \simeq 2.6 \times 10^{-6}$ e $\frac{\Delta \dot{M}_2}{\dot{M}_2} = 8.3 \times 10^{-2}$ para V4140 Sgr.

Adotando a expressão obtida por Baptista et al. (2002) que relaciona a variação de magnitude do objeto durante o ciclo de atividade magnética à variação de transferência de massa $\Delta m = 0.3 \left(\frac{\Delta \dot{M}_2}{\dot{M}_2} \right)$, para um sistema com um bright spot que contribui com 30 % da luz no óptico. Essa expressão pode ser utilizada para obtenção de um limite superior à variação de magnitude quiescente, já que em V4140 Sgr o spot é mais fraco.

O valor obtido de $\Delta m \simeq 0.02$ mag enfatiza a dificuldade de identificação de variações cíclicas através das variações de brilho decorrentes do ciclo magnético em V4140 Sgr. A modulação facilmente desaparecerá no flickering.

4.3.1 Implicações

Num trabalho sobre variações cíclicas de período orbital em estrelas do tipo Algol, Hall (1989) verificou que de uma amostra de 101 objetos 31 apresentavam modulações e pelo menos uma das estrelas dessas binárias possuíam envelopes convectivos. Espera-se que modulações de período orbital ocorram em sistemas em que se encontrem todos os ingredientes do mecanismo de dínamo, ocorrendo na interface entre o envelope convectivo e o núcleo radiativo.

Espera-se que a estrela secundária de V4140 Sgr seja totalmente convectiva já que ela é um sistema abaixo do gap. Portanto o mecanismo de atividade magnética causando modulações de período orbital contradiz o modelo usualmente aceito para evolução de sistema abaixo do gap. Nesse modelo, apresentado na Seção 1.5, a secundária não apresentaria atividade magnética e a perda de momento angular do sistema seria majoritariamente por radiação gravitacional.

Além de V4140 Sgr, a existência de outras VCs abaixo do gap que apresentam variações cíclicas de período orbital, como será visto na próxima seção, reforça a idéia de revisão do modelo atual no sentido de abrir espaço para secundárias totalmente convectivas que possuam ciclos de atividade magnética.

A detecção de atividade magnéticas em estrelas de baixa massa não é exclusividade de sistemas binários. Hawley (1993) relata não haver evidências de redução da atividade cromosférica (indício de magnetismo) em estrelas do tipo tardio com o tipo espectral. Se atividades magnéticas fossem drasticamente reduzidas em estrelas totalmente convectivas, não seria observado magnetismo em estrelas de tipo espectral mais tardio que M4-M5. As observações de estrelas isoladas ou em aglomerados (Hawley 1993) já contradizem as previsões teóricas.

4.4 O diagrama amplitude versus P_{mod}

A Figura 4.4 mostra o diagrama amplitude versus período da modulação para 11 CVs eclipsantes, compreendendo 7 sistemas de período longo ($P_{\text{orb}} > 3$ h) e 4 de curto período ($P_{\text{orb}} < 3$ h). Devido a efeitos de seleção – p. ex. base de dados insuficientes ou instantes de eclipses mal amostrados – em muito poucas VCs eclipsantes bem conhecidas detecta-se variações cíclicas. Além disso, essas modulações podem estar imersas no espalhamento dos *timings* de eclipses individuais medidos com diferentes técnicas (como as descritas na Seção 4.1).

Numa primeira análise à Figura 4.4, percebe-se que, utilizando o modelo de atividades magnéticas, esse fenômeno é geral para secundárias de VCs, sem distinção de sistemas de curto ou longo período orbital. Isso parece indicar que a atividade magnética não é interrompida quando as secundárias tornam-se completamente convectivas (curto período orbital). Os períodos de modulação variam entre 4 a 30 anos, e não tem relação com o período orbital da binária.

Esses resultados são consistentes com aqueles obtidos por Ak et al. (2001) que determinaram variações cíclicas na magnitude de quiescência e no intervalo de erupções de uma amostra de VC, atribuindo ciclos de atividade magnética na secundária como explicação para essas modulações. Estes autores igualmente não encontraram correlação entre o período da modulação e o regime rotacional da secundária (i. e., o período orbital para uma secundária que corrotaciona com o sistema).

A variação fracional de período orbital dos sistemas de curto período orbital [$\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} \simeq (2 - 5) \times 10^{-7}$] é sistematicamente menor do que os sistemas de longo período [$\frac{\Delta P_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} \simeq (1 - 2) \times 10^{-6}$]. Assumindo que $\frac{\Delta \Omega}{\Omega}$ é constante para todos os períodos orbitais, então a variação fracional no raio do lobo de Roche é maior por um fator $\simeq 2.5$ para sistemas de longo período orbital. Por outro lado, assumindo que $\frac{\Delta R_{LR}}{R_{LR}}$ é o mesmo para sistemas de curto e longo período, então $\frac{\Delta \Omega}{\Omega}$ é também sistematicamente maior por um fator $\simeq 2.5$ para sistemas de longo período. Essa diferença pode ser causada pela diferença da estrutura interna entre secundárias de sistemas de curto e longo período orbital, ou pela menor

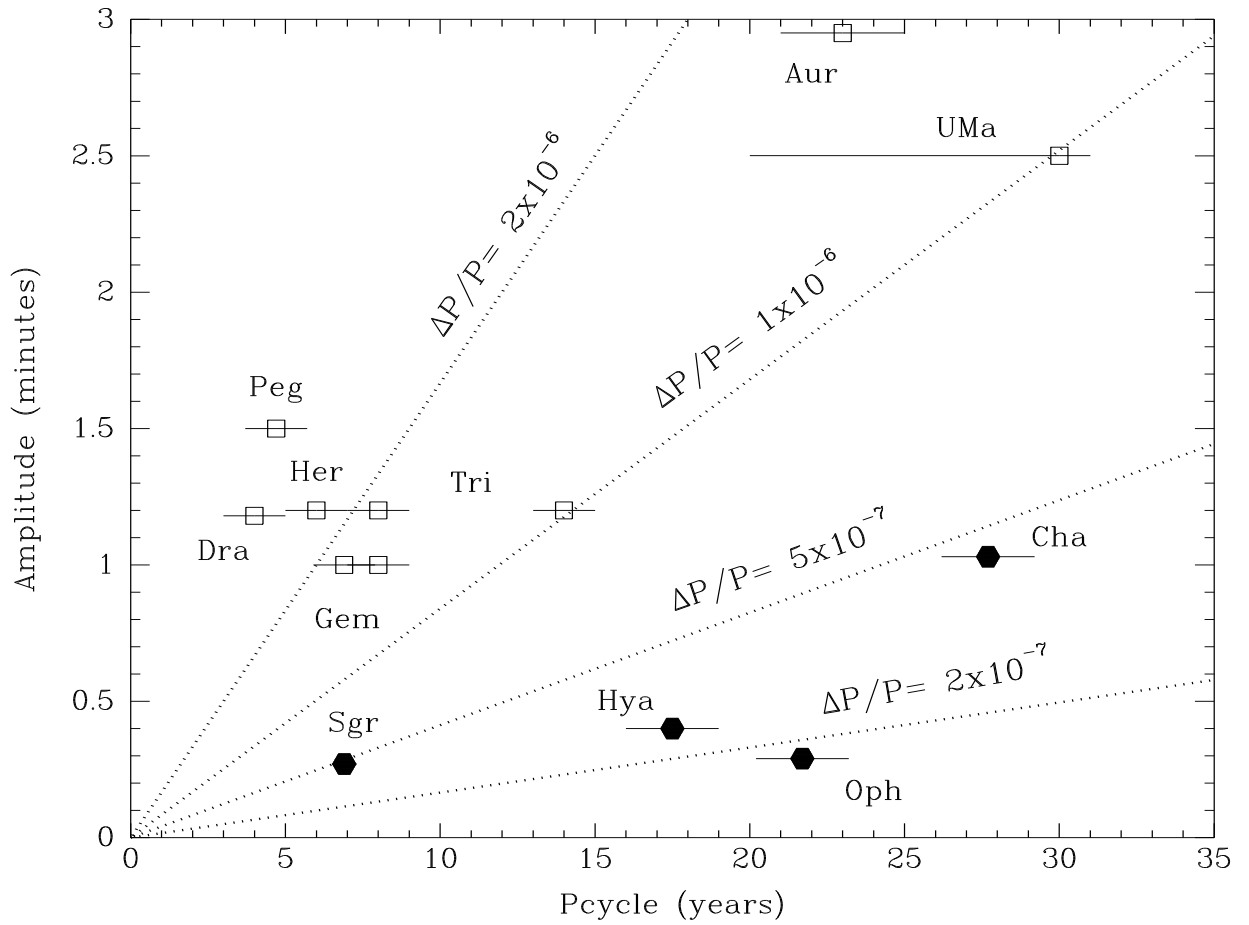


Fig. 4.4: O diagrama da amplitude versus período da modulação para VCs eclipsantes. As linhas de $\frac{\Delta P}{P}$ constantes estão representados por linhas pontilhadas. Sistemas de longo período ($P_{orb} > 3$ h) estão representados por quadrados abertos e os sistemas de curto período ($P_{orb} < 3$ h) são os círculos cheios. Os pontos do gráfico representam os seguintes sistemas: V4140 Sgr, V2051 Oph (Baptista et al. 2003), Z Cha (Baptista et al. 2002), EX Dra (Baptista et al. 2000), EX Hya, U Gem, IP Peg, DQ Her, RW Tri, T Aur e UX UMa (referências presente em Warner 1995) (extraído de Baptista et al. 2003).

intensidade do campo magnético em sistemas de curto período orbital.

Por fim, enfatiza-se que V4140 Sgr, ao adicionar mais um ponto ao gráfico da Figura 4.4, fortalece a necessidade de revisão dos modelos evolutivos atuais (Seção 1.5). A identificação de modulações de período orbital em outros sistemas pode melhor delinear as diferenças entre as propriedades de sistemas de curto e longo período com relação aos prováveis ciclos de atividade magnética de suas secundárias. Permitindo assim, a corroboração das conclusões obtidas neste capítulo.

Capítulo 5

Parâmetros Físicos do Disco de Acréscimo

A aplicação do Método de Mapeamento por Eclipses (MME) aos dados de V4140 Sgr é descrita neste capítulo. Como será detalhado a seguir, a partir dos mapas obtidos foi feito um estudo da emissão do disco e a distância ao sistema foi estimada. O perfil radial de temperatura do disco, produto direto do MME, quando comparado ao esperado pelos modelos de disco opaco em estado estacionário e de erupções de novas-anã por instabilidade do disco (ID), mostra-se bastante peculiar.

5.1 Preparação dos dados e construção dos mapas

Para a aplicação do MME, foram utilizados todos os dados de fotometria CCD descritos na Tabela 2.1 (ou seja, o único eclipse que não foi utilizado foi o ciclo 64 966 observado em 1996 com o FOTRAP). As curvas individuais foram centradas em fase zero de acordo com a efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste da Tabela 4.3. Com o objetivo de aumentar a relação sinal-ruído e reduzir a influência do flickering característico de VCs, os eclipses individuais foram combinados por banda e por estado de brilho para produzir curvas de luz de eclipses médias. Para cada curva de luz, dividiu-se os dados em bins de 0.003 ciclos e a mediana foi calculada para cada bin. O desvio padrão da mediana

de cada bin foi tomado como a incerteza correspondente àquele ponto. A Tabela 5.1 sumariza os dados utilizados para o MME, indicando as datas, banda e estado de brilho de cada curva média (os detalhes podem ser buscado na Tabela 2.1). A última coluna apresenta a identificação utilizada de agora em diante para as curvas.

Tab. 5.1: Identificação das curvas médias de V4140 Sgr utilizadas no MME

Data	Banda	Estado de brilho	Identificação
1998, 1999, 2000*	B	quiescência	Bquies
2001*	B	erupção	Berup
1991*	V	quiescência	Vquies
1992*	V	declínio de erupção	Verup
1991*	R	quiescência	Rquies
1992 jul 27	R	declínio de erupção	Rerup1
1992 jul 28	R	declínio de erupção	Rerup2

*Corresponde a todos os ciclos do(s) ano(s) na banda (Tabela 2.1).

Como citado no Capítulo 1, variações de brilho fora do eclipse não são levadas em conta pelo MME. O método assume que toda variação de brilho é devida à ocultação das partes brilhantes do disco pela secundária. As variações orbitais de brilho que não são originárias no eclipse foram removidas das curvas de luz ajustando-se uma função do tipo spline às fases fora do eclipse. Divide-se a curva de luz pela spline ajustada e escalona-se o resultado ao valor da spline em fase zero. Esse procedimento remove essas variações com um mínimo efeito sobre a forma do eclipse em si. Para facilitar a convergência do MME, foram desprezados os pontos das curvas de luz fora do intervalo $(-0.15, +0.15)$ de fase orbital. Isso não afeta a análise já que os pontos descartados estão longe do início do eclipse do disco de acréscimo.

A geometria do eclipse foi definida pelos valores de $q = 0.125$ e $i = 80.25^\circ$ obtidos no Capítulo 3, que corresponde a um eclipse de largura $\Delta\phi = 0.0378$. Como já citado, as curvas médias estão centradas em fase pela efeméride linear mais senoidal, portanto $\phi_0 = 0$. Essa combinação de parâmetros garante que a anã branca está no centro do mapa. Adotou-se, como mapa de eclipse, uma matriz de 51×51 pixels centrada na primária com lado $2R_{L1}$ ($\lambda = 2$), onde R_{L1} é a distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano

interno L_1 . Utilizando a Equação 1.15, obtém-se para V4140 Sgr, $R_{L_1} = 0.424R_\odot$.

As curvas médias foram então analisadas com o MME para construção dos mapas de distribuição de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr e para obtenção do fluxo adicional da componente não-eclipsada (utilizando o programa PRIDA). Adotou-se um mapa padrão de espalhamento azimutal com ângulo fixo (Rutten et al. 1992), que é mais apropriado para reconstruir estruturas assimétricas do que o mapa padrão original de espalhamento azimutal total (Baptista et al. 1996).

Os painéis à esquerda nas Figuras 5.1, 5.2 e 5.3 mostram as curvas de luz médias com suas barras de erros (pontos) e as curvas modelo reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A identificação das curvas segue a nomenclatura da Tabela 5.1. Nos painéis à direita estão os mapas resultantes em escala logarítmica de tons de cinza (todos na mesma escala); as partes mais escuras representam as partes mais brilhantes. As linhas pontilhadas representam a projeção do lobo de Roche no plano orbital para $q = 0.125$, a trajetória balística do gás (Flannery 1975); e o raio do disco em quiescência $R_d \simeq 0.4R_{L_1}$ obtido a partir do valor da Tabela 3.2.

As linhas tracejadas nos painéis das curvas de luz médias representam os fluxos das componentes não eclipsadas. A Tabela 5.2 sumariza a contribuição fracional dessas componentes por banda e por estado de brilho. A contribuição da componente não eclipsada aumenta significativamente em erupção, superando 20% do fluxo total na banda B. As duas hipóteses naturais para explicação do aumento da componente não-eclipsada durante a erupção são o surgimento de um vento estelar originário do disco ou a presença de um disco côncavo neste estado de brilho.

Tab. 5.2: Contribuição fracional da componente não eclipsada

Banda	Estado de brilho	
	<i>quiescência</i>	<i>erupção</i>
B	0.07	0.21
V	0.04	0.07
R	0.05	0.15, 0.07*

*Rerup2

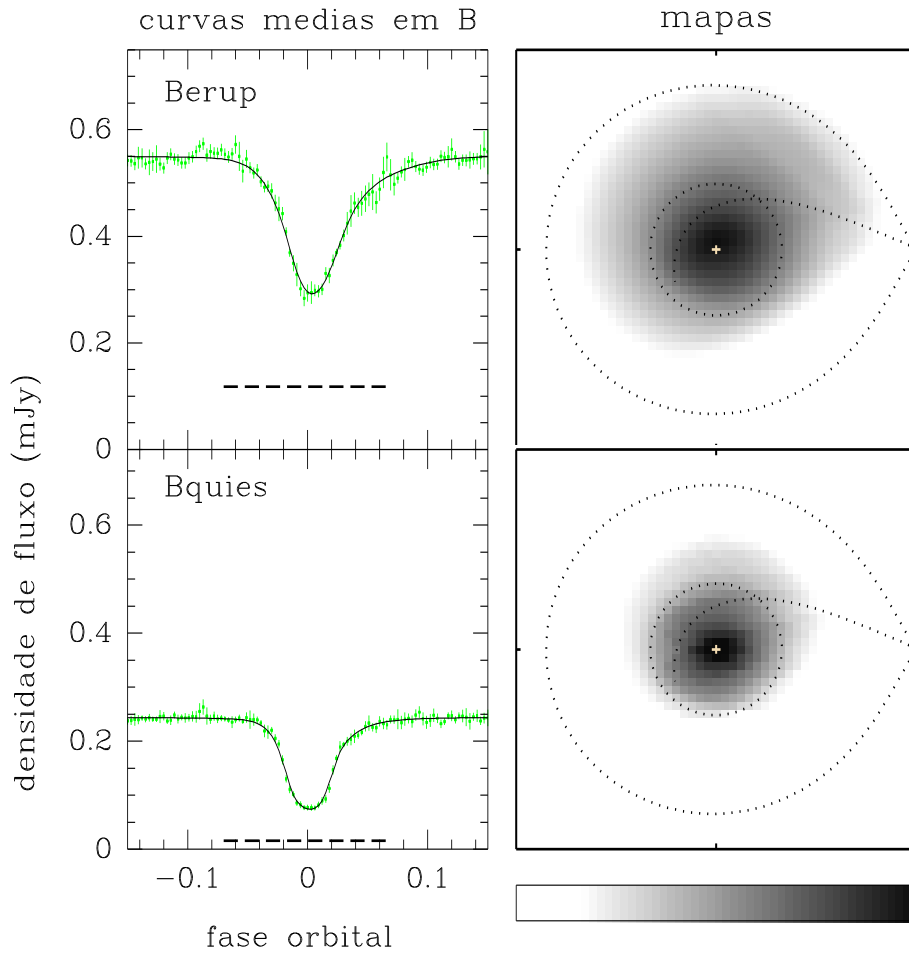


Fig. 5.1: **Esquerda:** Curvas médias de V4140 Sgr na banda B com suas respectivas barras de erros (pontos) e as curvas reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A linha tracejada indica o fluxo da componente não eclipsada. **Direita:** Mapas das distribuições superficiais de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr em escala logarítmica de tons de cinza, as partes mais escuras representam as regiões mais brilhantes. Em linhas pontilhadas estão indicados o lobo de Roche, a trajetória balística do gás e um disco de raio $R_d = 0.4R_{L1}$. A barra em escala de cinza corresponde a uma escala linear do logaritmo da intensidade no intervalo de -8 a -3 .

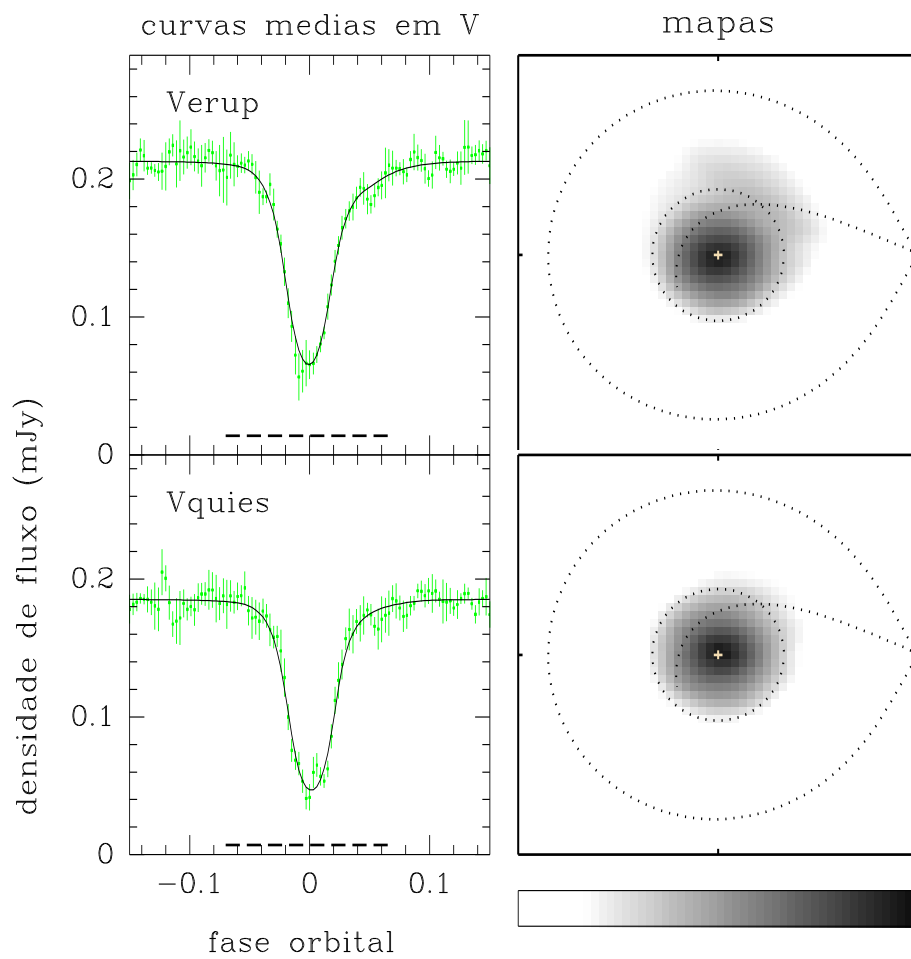


Fig. 5.2: **Esquerda:** Curvas médias de V4140 Sgr na banda V com suas respectivas barras de erros (pontos) e as curvas reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A linha tracejada indica o fluxo da componente não eclipsada. **Direita:** Mapas das distribuições superficiais de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr em escala logarítmica de tons de cinza, a notação é a mesma da Figura 5.1.

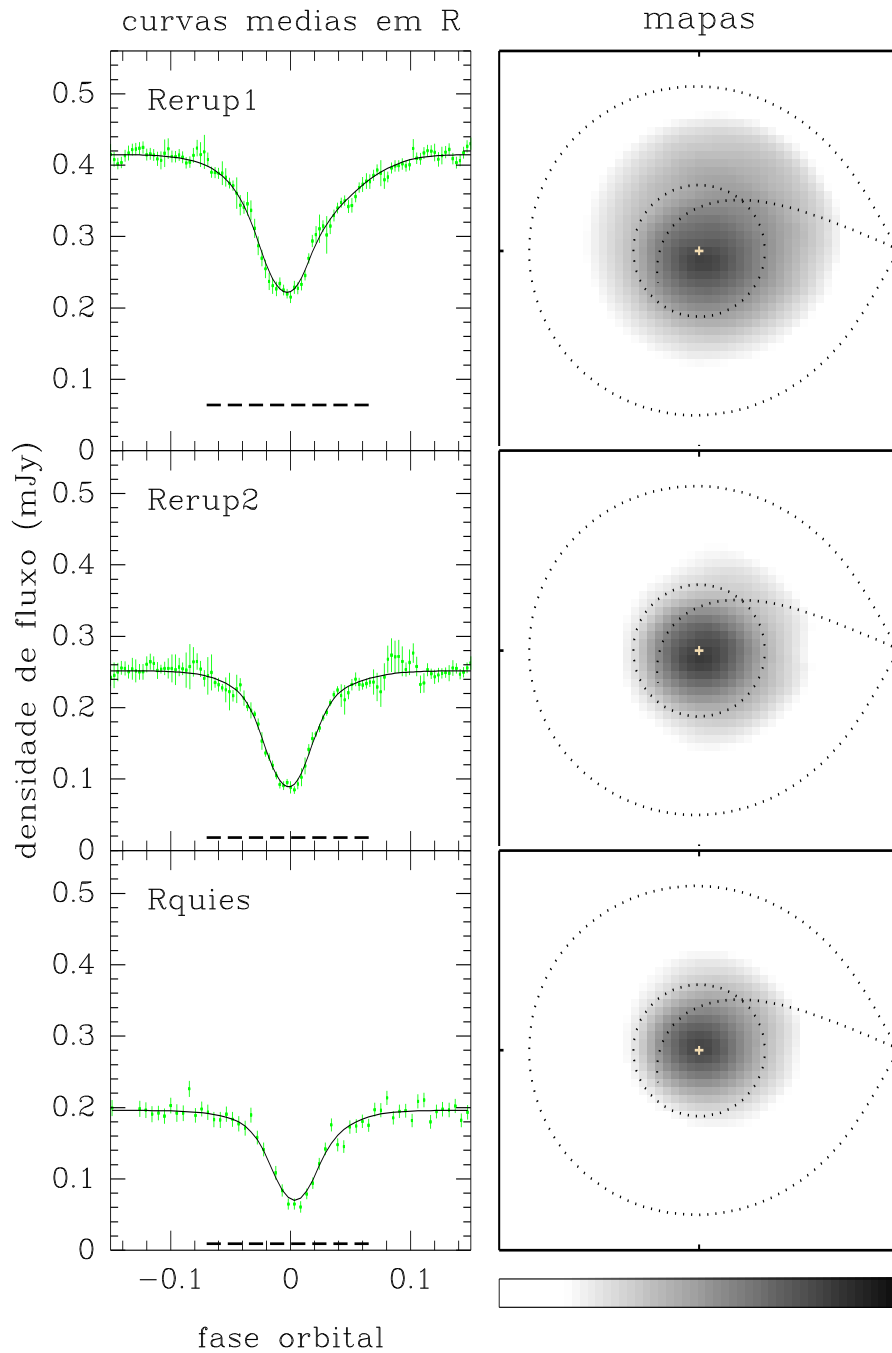


Fig. 5.3: **Esquerda:** Curvas médias de V4140 Sgr na banda R com suas respectivas barras de erros (pontos) e as curvas reconstruídas a partir dos mapas (linhas sólidas). A linha tracejada indica o fluxo da componente não eclipsada. **Direita:** Mapas das distribuições superficiais de brilho do disco de acréscimo de V4140 Sgr em escala logarítmica de tons de cinza, a notação é a mesma da Figura 5.1.

A suavidade dos mapas resultantes, característica da estatística que vincula o MME (Seção 1.10), restringe a análise morfológica dos mapas à afirmação de que existe um aumento do brilho do disco durante a erupção com uma aparente proeminência da região de impacto do gás com a borda do disco durante esse evento (assimetria no mapa).

As curvas de luz de 1992 na banda V (Verup, ver na Tabela 5.1) representavam um objeto recém saído de uma erupção. Portanto, para as análises posteriores, foi considerada representativa do estado de quiescência a curva média V_{quies} . Em comparação com V_{quies} , o mapa Verup mostra emissão aumentada na região do bright spot. A Figura 5.4 apresenta os mapas de V4140 Sgr em quiescência nas bandas BVR em mesma escala de tons de cinza.

5.2 O diagrama cor-cor

A partir dos mapas em quiescência da Figura 5.4, utilizou-se um diagrama cor-cor – apresentado no painel à esquerda da Figura 5.5 – para o estudo da emissão do disco de acréscimo. Cada ponto desse diagrama representa uma média das cores dos pixels dos mapas em quiescência que estão contidos em intervalos de $0.05R_{L_1}$ em raio, estendendo-se até um raio de $\simeq 0.4R_{L_1}$ (valor aproximado do raio do disco em quiescência). As barras de erros foram calculadas por um procedimento de bootstrap (Efron 1982). Foram geradas 20 curvas para cada curva média em quiescência, e calculados mapas de eclipse. A partir dos mapas dessas 20 curvas, as incertezas foram tomadas como sendo a dispersão dos 20 pontos médios do mesmo intervalo em raio ($0.05R_{L_1}$) em relação ao ponto médio da curva original.

A linha tracejada representa a relação de corpo negro e a linha cheia é o modelo de atmosfera da SP. A relação de uma emissão ligado-livre e livre-livre opticamente fina de H é mostrada como uma linha pontilhada. As curvas foram obtidas de fotometria sintética nas banda BVR definidas por Bessel (1990). As curvas do corpo negro e de emissão opticamente fina representam um intervalo de 5000 a 50000 K (extremidade inferior e superior, respectivamente). A relação para SP foi derivada dos modelos espectrais de

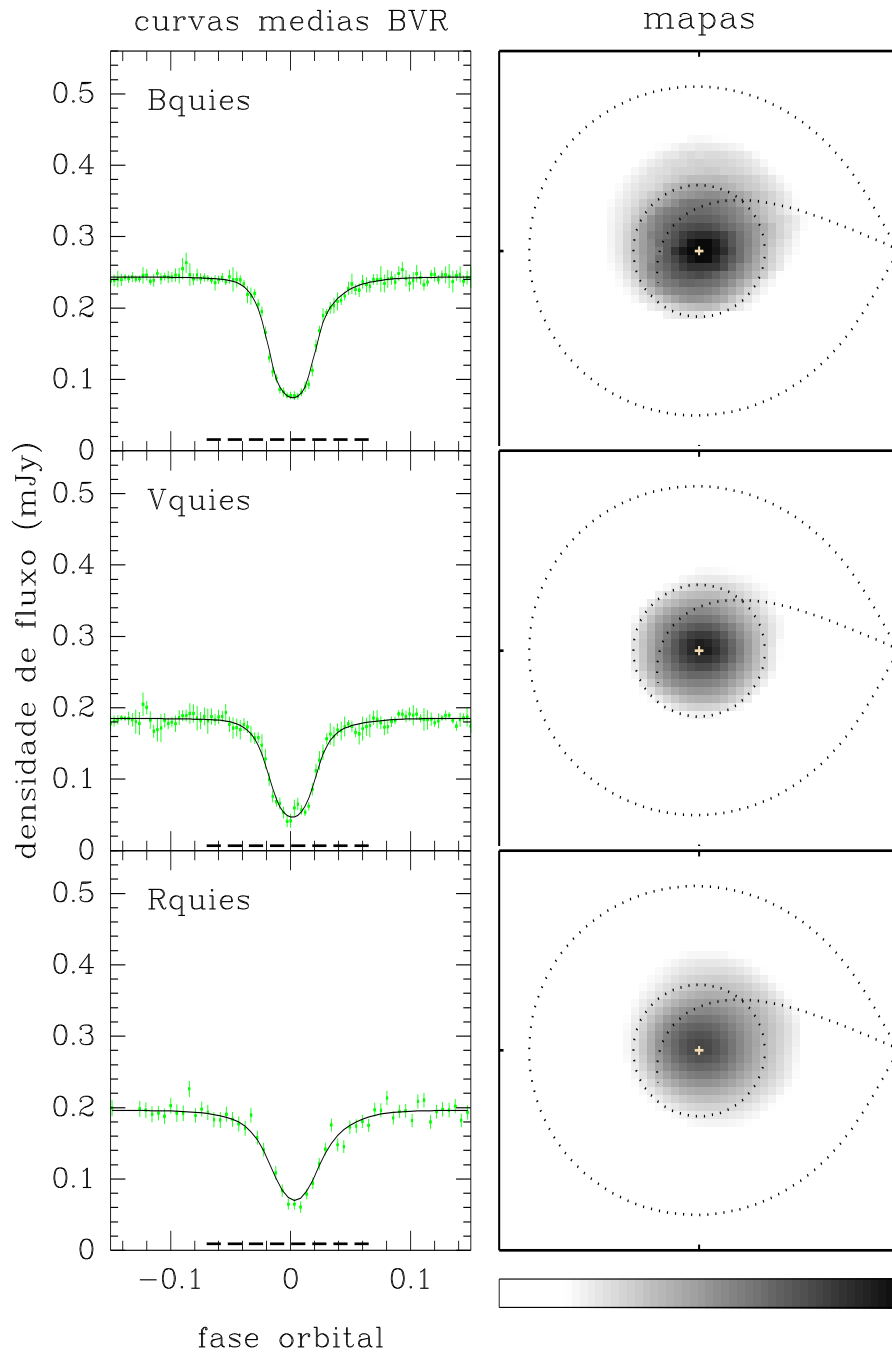


Fig. 5.4: Curvas médias em quiescência de V4140 Sgr nas bandas BVR e seus respectivos mapas. Utiliza-se as mesmas notações e representações gráficas da Figura 5.1.

Buser & Kurucz (1992) com composição e gravidade superficial solar, e temperaturas também no intervalo de 5000 a 50000 K (tipos espectrais M6 na parte inferior e O5 no extremo superior da curva). Um avermelhamento de $E(B - V) = 0.4 \text{ mag kpc}^{-1}$ foi estimado para o objeto a partir dos mapas de contorno de extinção interestelar de Lucke (1978). Um vetor de desavermelhamento correspondente a uma distância de 600 pc (cuja estimativa está detalhada na seção seguinte) foi aplicado aos dados.

É difícil inferir o tipo de emissão do disco de V4140 Sgr a partir de um diagrama cor-cor $(B - V) \times (V - R)$ devido à proximidade das relações para emissão opticamente espessa (corpo negro e SP) e opticamente fina na sua construção. Trabalhos que realizaram uma análise similar (Bruch, Beele & Baptista 1996; Baptista, Steiner & Horne 1996) dispunham de dados nas bandas UBV, cujas relações para emissão fina e espessa são bem diferenciadas num diagrama cor-cor. A estimativa de distância utilizando o diagrama cor-magnitude assume uma emissão opticamente espessa para as partes internas do disco (os quatro pontos mais próximos do centro do disco no diagrama cor-cor da Figura 5.5). Se as partes internas do disco forem opticamente finas, a distância inferida está errada.

5.3 A estimativa da distância

O painel à direita da Figura 5.5 apresenta o diagrama cor-magnitude para os valores médios da magnitude V e cor $(B - V)$ dos pixels dos mapas em quiescência que, da mesma forma do diagrama cor-cor, estão em intervalos de $0.05R_{L_1}$ em raio até um raio de $0.4R_{L_1}$. As incertezas foram estimadas de forma similar aos pontos do diagrama cor-cor e aos dados foi aplicado o mesmo vetor de desavermelhamento da seção anterior. Esse diagrama difere do diagrama cor-magnitude estelar clássico pois o conjunto de pixel do mapa que é representado por cada ponto subtende o mesmo ângulo sólido, enquanto estrelas não. A linha cheia representa a relação de Barnes-Evans (Barnes & Evans 1976; Barnes, Evans & Moffett 1978) de melhor ajuste utilizada para estimar da distância, como será visto a seguir.

A luminosidade de uma estrela é dada por

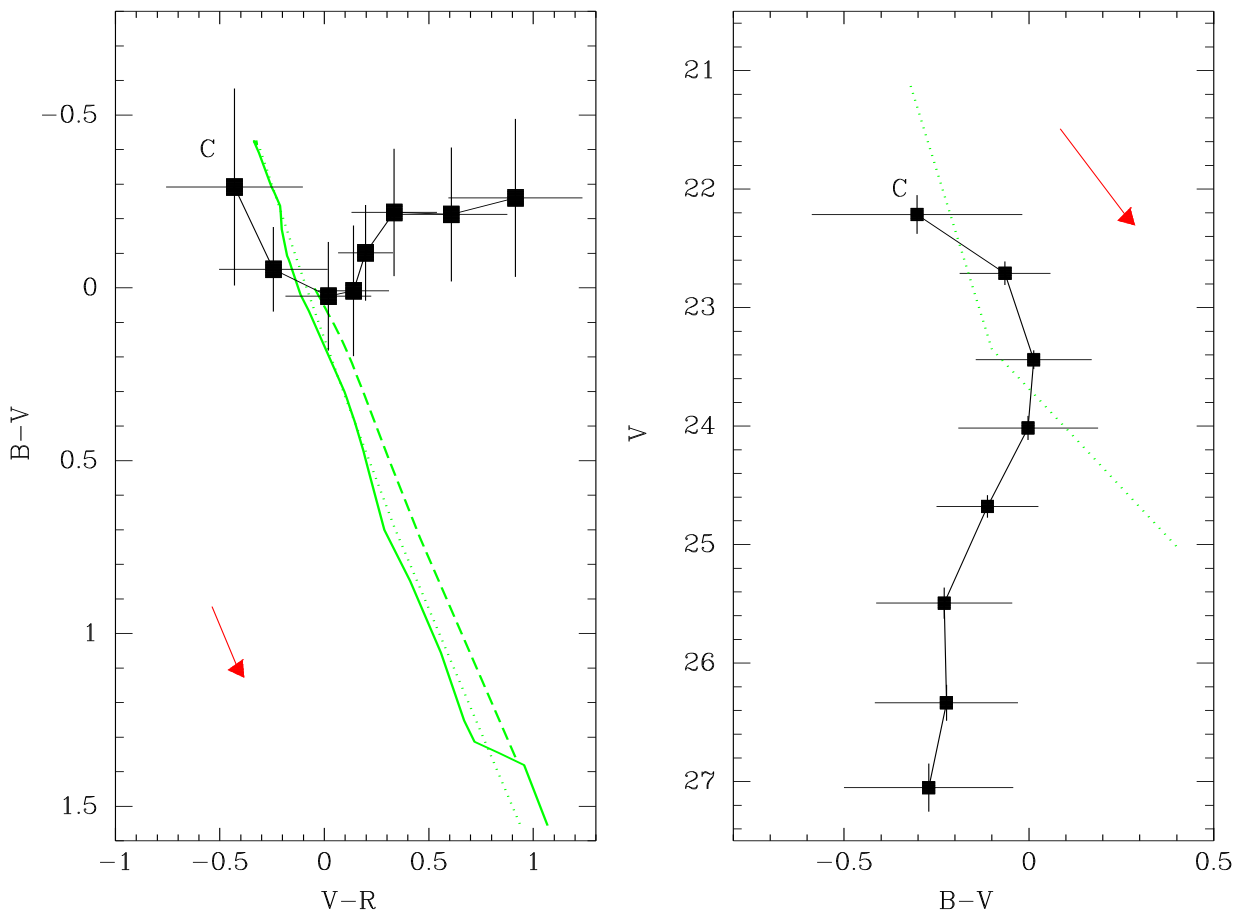


Fig. 5.5: **Esquerda:** Diagrama cor-cor do disco de acréscimo de V4140 Sgr. Cada ponto representa a média das cores dos pixels dos mapas em quiescência em intervalos de $0.05R_{L_1}$ em raio, estendendo-se até um raio de $\simeq 0.4R_{L_1}$. São apresentadas as relações da SP (linha cheia), corpo negro (linha pontilhada) e emissão opticamente fina de H (linha tracejada). O ponto indicado por C representa a região interna do disco. **Direita:** Diagrama cor-magnitude do disco de acréscimo de V4140 Sgr. Cada ponto representa o mesmo intervalo em raio do diagrama cor-cor. O ponto indicado por C representa a região interna do disco. A linha pontilhada é a relação de Barnes-Evans de melhor ajuste (detalhes no texto). Os vetores em ambos painéis representam um avermelhamento de $E(B - V) = 0.4 \text{ mag kpc}^{-1}$ que foram corrigidos para os dados.

$$\mathcal{L} = 4\pi d^2 F \equiv 4\pi\sigma d^2 T_{\text{eff}}^4 \quad (5.1)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, d a distância ao objeto e T_{eff} a temperatura efetiva da estrela. Essa expressão permite afirmar que a magnitude absoluta de uma estrela (ou \mathcal{L}) depende do índice de cor ($B - V$) (ou T_{eff}) e do seu tamanho (ou d). Essa característica será um ponto crítico no método de estimativa da distância a partir dos mapas de eclipse.

Os mapas de eclipse nas bandas B e V permitem a determinação da distância se o disco é opticamente espesso, como realizado por Bruch et al. (1996) e Baptista et al. (1996). Essa determinação é similar à medição de distância de aglomerados abertos pelo ajuste da relação padrão para estrelas na SP às componentes da SP do aglomerado. No entanto, diferentemente do que foi exposto acima para estrelas, o tamanho do pixel é *independente* da sua cor. Para aplicação do método, uma calibração de magnitude em termos do brilho superficial em função de índices de cor para diâmetros angulares estelares conhecidos é necessária.

Barnes & Evans (1976) definiram o parâmetro de brilho superficial F_V como a função

$$F_V = 4.2207 - 0.1 V_0 - 0.5 \log \phi' \quad (5.2)$$

$$= \log T_{\text{eff}} + 0.1C \quad , \quad (5.3)$$

onde V_0 é a magnitude visual aparente, ϕ' é o diâmetro angular da estrela (em milisegundos de arcos, msa) e C é a correção bolométrica. Esse parâmetro é relacionado às expressões empíricas (Barnes, Evans & Moffett 1978),

$$F_V = 3.897 - 1.010(B - V) \quad -0.32 < (B - V) < -0.10 \quad (5.4)$$

$$= 3.964 - 0.333(B - V) \quad -0.10 < (B - V) < 1.35 \quad . \quad (5.5)$$

A intensidade I_0 de cada pixel resultante do programa PRIDA assume que o sistema é visto de uma distância de $d = 1$ kpc, possui distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano interno de $R_{L_1} = 1R_\odot$ e é visto de um dos pólos ($\cos i = 1$). A relação desta intensidade com a intensidade real I do pixel vista da Terra é dada por $I = SI_0$, onde

$$S = \left(\frac{\frac{R_{L_1}}{R_\odot}}{\frac{d}{\text{kpc}}} \right)^2 \cos i \quad . \quad (5.6)$$

Calculando a magnitude para a relação entre as intensidades, tem-se

$$V = V_0 - 2.5 \log S \quad . \quad (5.7)$$

O valor de V pode ser diretamente calculado da saída do programa PRIDA já que $V = -2.5 \log \left(\frac{I}{C} \right)$, onde C é uma constante de calibração (Hayes 1979). Reescrevendo a equação acima na forma

$$2.5 \log S = V_0 - V \quad (5.8)$$

percebe-se que o lado esquerdo pode ser visto como a diferença de magnitude ΔV que deve ser somada à V_0 para se obter a magnitude aparente V na distância verdadeira. Para V4140 Sgr, $R_{L_1} = 0.424R_\odot$ (Equação 1.15) e $i = 80.25^\circ$ (Tabela 3.2), então

$$\Delta V \equiv 2.5 \log \left[\left(\frac{\frac{R_{L_1}}{R_\odot}}{\frac{d}{\text{kpc}}} \right)^2 \cos i \right] = -3.7912 - 5 \log \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right) \quad (5.9)$$

$$d = 10^{-0.2(\Delta V + 3.7912)} \quad \text{kpc} \quad . \quad (5.10)$$

Reescrevendo a Equação 5.2, obtém-se

$$V_0 = 42.207 - 10F_V - 5 \log \phi' \quad . \quad (5.11)$$

que será aplicada a seguir para cada pixel do mapa. Se V_0 for considerada a magnitude aparente nas condições padrões de saída do programa PRIDA ($d = 1$ kpc, $R_{L_1} = 1R_\odot$,

$\cos i = 1$), então a Equação 5.8 pode ser reescrita com auxílio da Equação 5.11,

$$\Delta V = 42.207 - 10F_V - 5 \log \phi' - V \quad . \quad (5.12)$$

F_V pode ser calculado a partir das Equações 5.4 e 5.5 já que se conhece $(B - V)$ para cada pixel. O diâmetro angular ϕ' será calculado a partir de um raio equivalente r_{eq} que teria uma circunferência de mesma área que o pixel retangular do mapa nas condições padrões. O raio equivalente é dado por

$$r_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{A}{\pi}} = \frac{\lambda R_{\odot}}{n \sqrt{\pi}} \quad , \quad (5.13)$$

onde $A = \frac{\lambda^2}{n^2} R_{\odot}^2$ é a área de um pixel nas condições padrões, n o número de pixels laterais do mapa e λ é a lateral do mapa em unidades de R_{L1} . Então

$$\phi' = \frac{2r_{\text{eq}}}{1 \text{ kpc}} = \frac{2 \lambda R_{\odot}}{\sqrt{\pi} n (1 \text{ kpc})} \quad \text{radianos} \quad . \quad (5.14)$$

Substituindo os valores utilizados nos mapas de V4140 Sgr na equação acima, $n = 51$ e $\lambda = 2$, calcula-se $\phi' = 2.06443 \times 10^{-4}$ msa.

O termo da direita na Equação 5.12 representa a diferença entre o valor da magnitude calculada diretamente do pixel e a calculada pela relação de Barnes-Evans nas condições padrões do programa. Reescrevendo-a utilizando o valor de ϕ' , tem-se

$$\Delta V = 60.633 - 10F_V - V \quad . \quad (5.15)$$

Ou seja, como calculou-se a relação de Barnes-Evans nas condições padrões do PRIDA, ΔV representa o deslocamento vertical da relação no diagrama cor-magnitude até o ajuste aos pixels do mapa.

Em V4140 Sgr, assumindo emissão opticamente espessa das partes internas do disco, o ajuste da relação de Barnes-Evans aos pontos resultou numa estimativa de $d = 600 \pm 100$ pc.

5.4 Os perfis radiais de temperatura

Os mapas de intensidade foram convertidos em temperatura de brilho de corpo negro para facilitar sua comparação com modelos teóricos de discos. Os perfis radiais de temperatura dos mapas BVR de V4140 Sgr são apresentados em escala logarítmica nas Figuras 5.6 e 5.7. A temperatura mostrada é a temperatura de brilho T_b de um corpo negro que reproduz a intensidade superficial I do pixel subtendido em um ângulo sólido Θ , ou seja

$$T_b^4 = \frac{\Theta^2}{\sigma} I \quad . \quad (5.16)$$

O ângulo sólido Θ corresponde a uma distância de 600 pc. Para cada curva, está mostrado um par de modelos de disco estacionários opticamente espesso (Eq. 1.41) para $\dot{M} = 10^{-9}$ e $10^{-10} M_\odot \text{ ano}^{-1}$, utilizando os valores de M_1 e R_1 apresentados na Tabela 3.2. Também é mostrada a temperatura efetiva crítica do modelo de ID (Eq. 1.43), abaixo da qual o gás deve manter-se em quiescência para permitir a instabilidade térmica (detalhes na Seção 1.8).

É importante deixar claro que a temperatura de brilho T_b não é a mesma grandeza física que a temperatura dada pela Equação 1.41, que é a temperatura efetiva associada à dissipação de energia no disco por unidade de área superficial. A relação entre essas duas grandezas não é trivial, só podendo ser obtida por um modelo da estrutura vertical do disco, o que está além do escopo deste trabalho. Por outro lado, a comparação com a Equação 1.41 se aplica nas regiões de emissão opticamente espessa – onde espera-se que T_b seja próxima à temperatura efetiva – determinadas pelo diagrama cor-cor. Assim, a análise preliminar feita aqui a partir de T_b pode ser um bom indicador do comportamento do disco se a hipótese de emissão opticamente espessa for válida.

As temperaturas no disco variam entre $\sim 16\,000$ K nas partes internas (em $R = 0.05R_{L_1}$) e $\sim 5\,000$ K nas partes externas ($R = 0.4R_{L_1}$). Os perfis seguem bem a lei de disco opaco estacionário $T \propto R^{-\frac{3}{4}}$ para $10^{-10} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ na maioria dos casos (Bquies, Vquies, Verup, Rquies, Rerup2) com algum pequeno desvio para raios pequenos (entre $\sim 0.03-0.1R_{L_1}$) nas curvas médias Rquies e Rerup2. Os mapas das curvas Berup e Rerup1

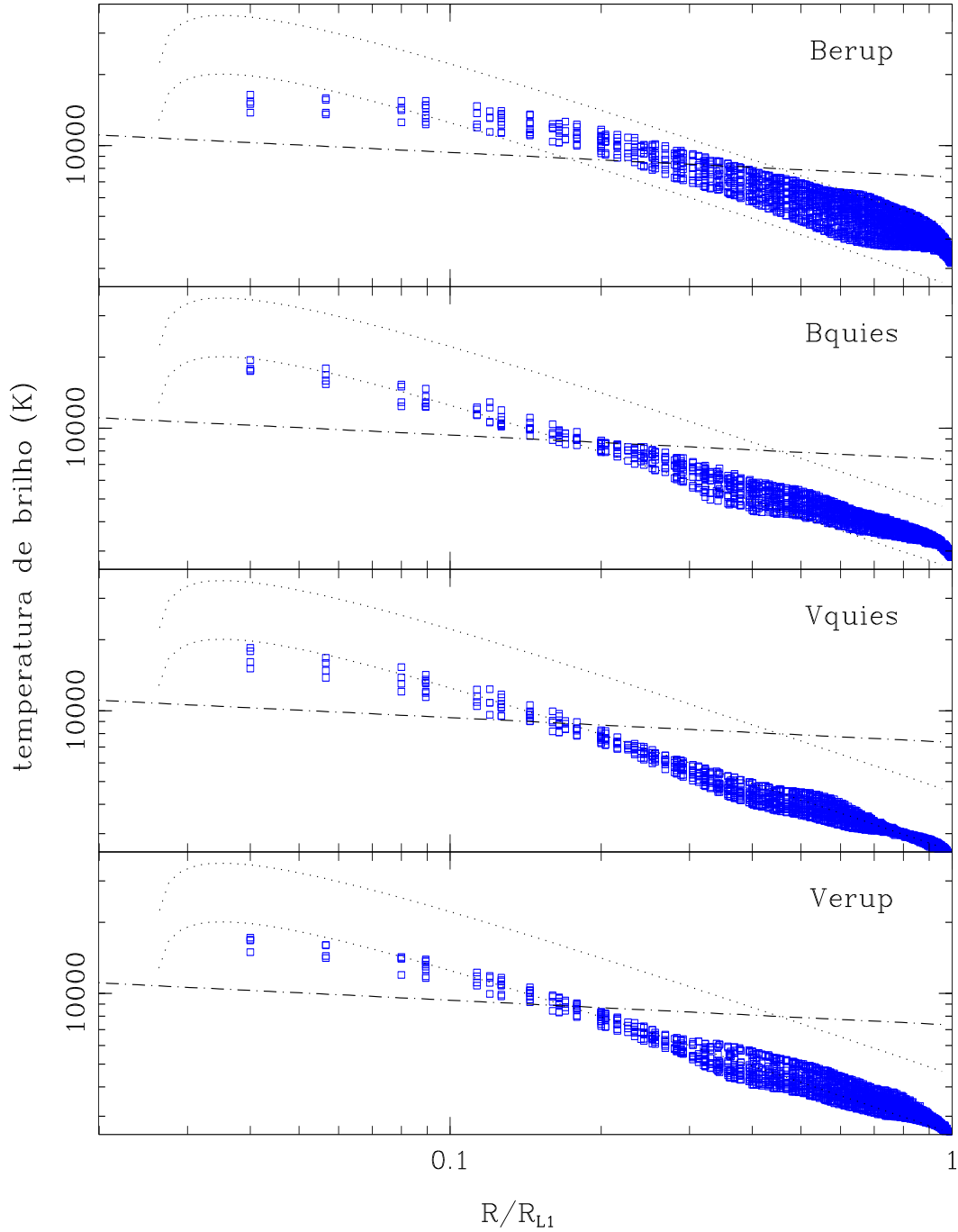


Fig. 5.6: Perfis radiais de temperatura dos mapas BV de V4140 Sgr. Os perfis foram calculados assumindo uma distância de 600 pc ao sistema. Os pontos (quadrados abertos) representam os pixels individuais dos mapas. As linhas pontilhadas correspondem ao modelo de disco fino opaco em estado estacionário para taxas de transferência de massa de 10^{-9} (curva superior) e $10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (curva inferior). A linha traço-ponto representa a temperatura crítica abaixo da qual ocorrem erupções, de acordo com o modelo de ID.

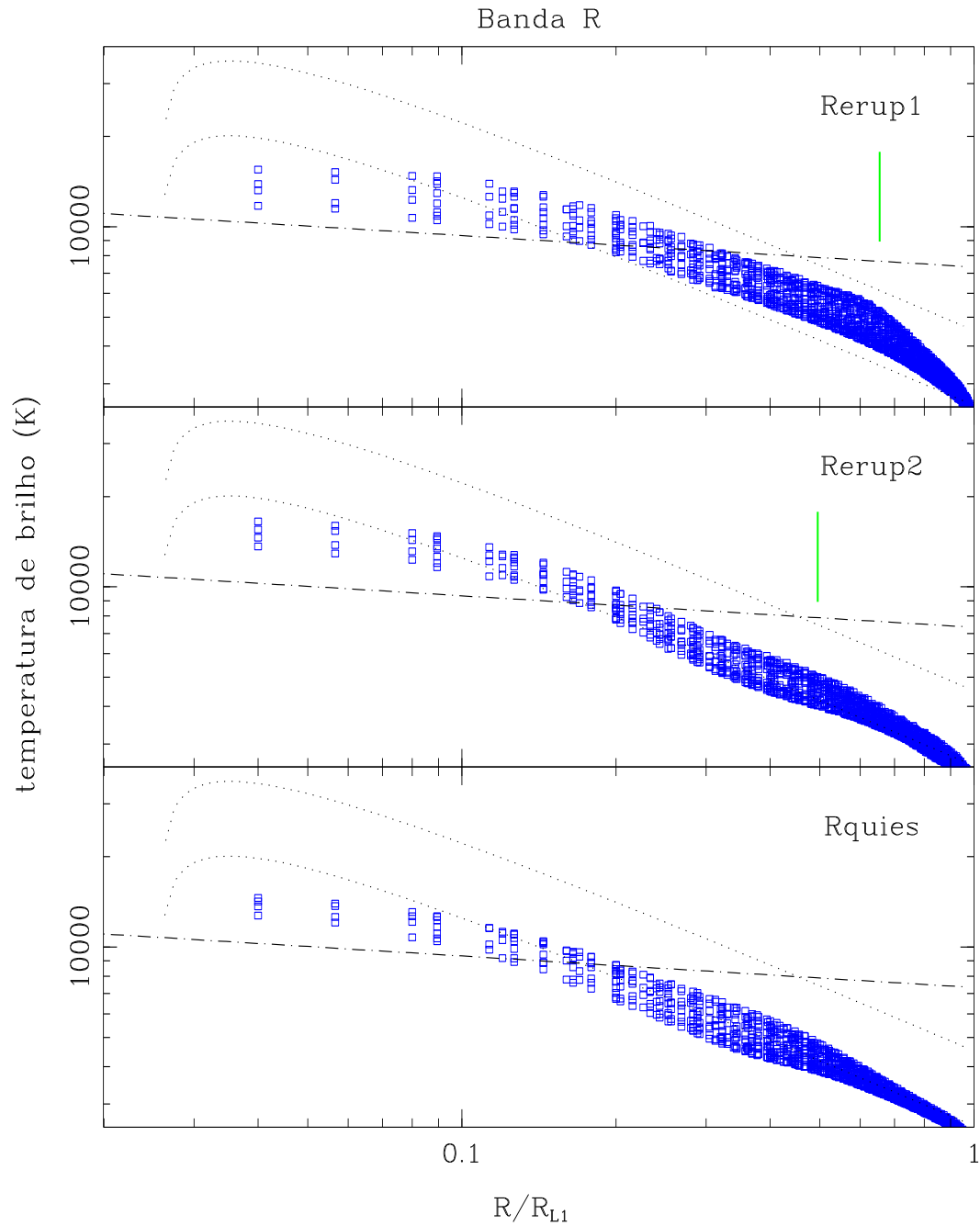


Fig. 5.7: Perfis radiais de temperatura dos mapas R de V4140 Sgr. A notação é a mesma da Figura 5.6. As linhas verticais representam os pontos de mesma intensidade utilizados para estimar uma velocidade de ≈ 0.4 km/s para a onda de resfriamento que se propaga em direção às regiões centrais do disco num intervalo aproximado de 1 dia.

parecem seguir a mesma relação de disco opaco estacionário com $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ para raios até $0.2R_{L_1}$, tornando-se as temperaturas aparentemente constante a partir deste ponto.

O fato marcante é que *todos* os perfis radiais apresentam temperaturas acima da crítica em raios menores que $0.2R_{L_1}$, em particular os correspondentes à quiescência. Igualmente notável, *todos* os perfis radiais mostram temperaturas abaixo da crítica para raios $R > 0.2R_{L_1}$. Ao apresentar temperaturas abaixo de T_{crit} , mesmo em erupção, nas regiões externas do disco, V4140 Sgr leva a concluir que ou a comparação de T_b com a temperatura efetiva não é válida nesta região (as temperaturas reais no disco podem ser maiores se o gás for opticamente fino), ou existe um problema no modelo de ID.

A Figura 5.8 apresenta os perfis radiais de temperatura nas bandas B e R onde foram sobrepostos os perfis de erupção e quiescência. Cada ponto representa a média das temperatura tomada em bins de $0.05R_{L_1}$ e a incerteza é o desvio padrão em relação à média. As linhas (pontilhada e traço-ponto) têm o mesmo significado das figuras anteriores (5.6 e 5.7). Principalmente na banda R, fica evidente o comportamento de erupções em locais de temperaturas menores que T_{crit} . A velocidade da onda de resfriamento que avança em direção ao centro, calculada pelo deslocamento de dois pontos de mesma temperatura média das curvas Rerup1 e Rerup2 (linhas verticais na Figura 5.7) num intervalo de tempo aproximado de 1 dia, é de $\simeq 0.4 \text{ km/s}$.

As taxas de transferência de massa do disco inferidas (através da Equação 1.41, isolando-se \dot{M}) para *todas* as curvas é de $10^{-10.2 \pm 0.2} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ em $R = 0.1R_{L_1}$. Em $R = 0.3R_{L_1}$, o valor de $10^{-10.1 \pm 0.1} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ é bem representativo para as curvas em quiescência (incluindo Rerup2, no final do declínio) e $10^{-9.65 \pm 0.20} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ ajusta bem os valores calculados para as curvas de erupção. As incertezas dos valores de \dot{M} levam em conta o espalhamento dos pontos nos perfis radiais.

No trabalho de Baptista & Steiner (1991), em sua discussão sobre o mapa de V4140 Sgr obtido no ano de 1988, os autores comentam que essa distribuição de brilho é mais plana do que as demais, compostas de dados de 1985, 1986 e 1987. Hoje é sabido, pela

forma das curvas de luz, que o objeto encontrava-se em erupção em 1988^a e em quiescência nos demais anos. Baptista & Steiner (1991) sugerem que as partes externas do disco estão “*consideravelmente mais quentes e brilhantes, reduzindo o gradiente de temperatura*” (p. 292) na distribuição radial de temperatura obtida. Citam também, a dificuldade de explicação para o aumento de brilho em termos de erupções de novas-anãs, já que seria esperado que o disco torne-se brilhante na partes externas somente no declínio da erupção. Os resultados parecem estar em concordância com os resultados do presente trabalho já que nos estágios finais da erupção as partes externas retornam à quiescência primeiro, enquanto a onda de resfriamento parece avançar em direção ao centro do disco.

Um erro de 20% na estimativa de distância (ou seja, um erro de ± 120 pc) deve alterar a escala vertical dos perfis de temperatura, porém afeta muito pouco suas inclinações. Conforme indicado na Figura 5.9 – onde a linha cheia é o perfil médio dos dados em quiescência para $d = 600$ pc e as linhas tracejadas são os perfis médios em $d \pm 120$ pc – mesmo considerando-se um erro dessa ordem na estimativa de d , as temperaturas das regiões internas do disco continuam acima de T_{crit} . As linhas (pontilhada e traço-ponto) na Figura 5.9 têm o mesmo significado das figuras anteriores (5.6 e 5.7).

No intuito de testar se a temperatura das partes internas do disco estão sempre acima de T_{crit} , considerou-se separar a contribuição de uma anã branca da curva de luz. Utilizando um modelo de atmosferas para uma anã branca a 20 000 K de raio $R_1 = 0.0108R_{\odot}$ (Tabela 3.2) vista por inteiro a uma distância $d = 600$ pc, obteve-se uma contribuição de 13%, 15% e 11% aos fluxos fora do eclipse em quiescência nas banda B, V e R, respectivamente. Partindo dos valores de duração do eclipse da anã branca Δ_{wd} da Tabela 3.1, gerou-se as curvas de luz da anã branca considerando os fluxos do modelo acima. As curvas de luz da anã branca foram subtraídas das curvas médias em quiescência. Aplicou-se o MME às curvas resultantes e refez-se o procedimento de cálculo da distância usando o mesmo método descrito na Seção 5.3. A subtração da contribuição de uma anã branca quente não altera a estimativa de distância. Encontrou-se igualmente $d = 600$ pc. Por

^a Na realidade, no próprio artigo cita-se a desconfiança de que o objeto encontrava-se num estado de brilho ~ 0.5 magnitudes mais brilhante do que o estado normal (Baptista & Steiner 1991).

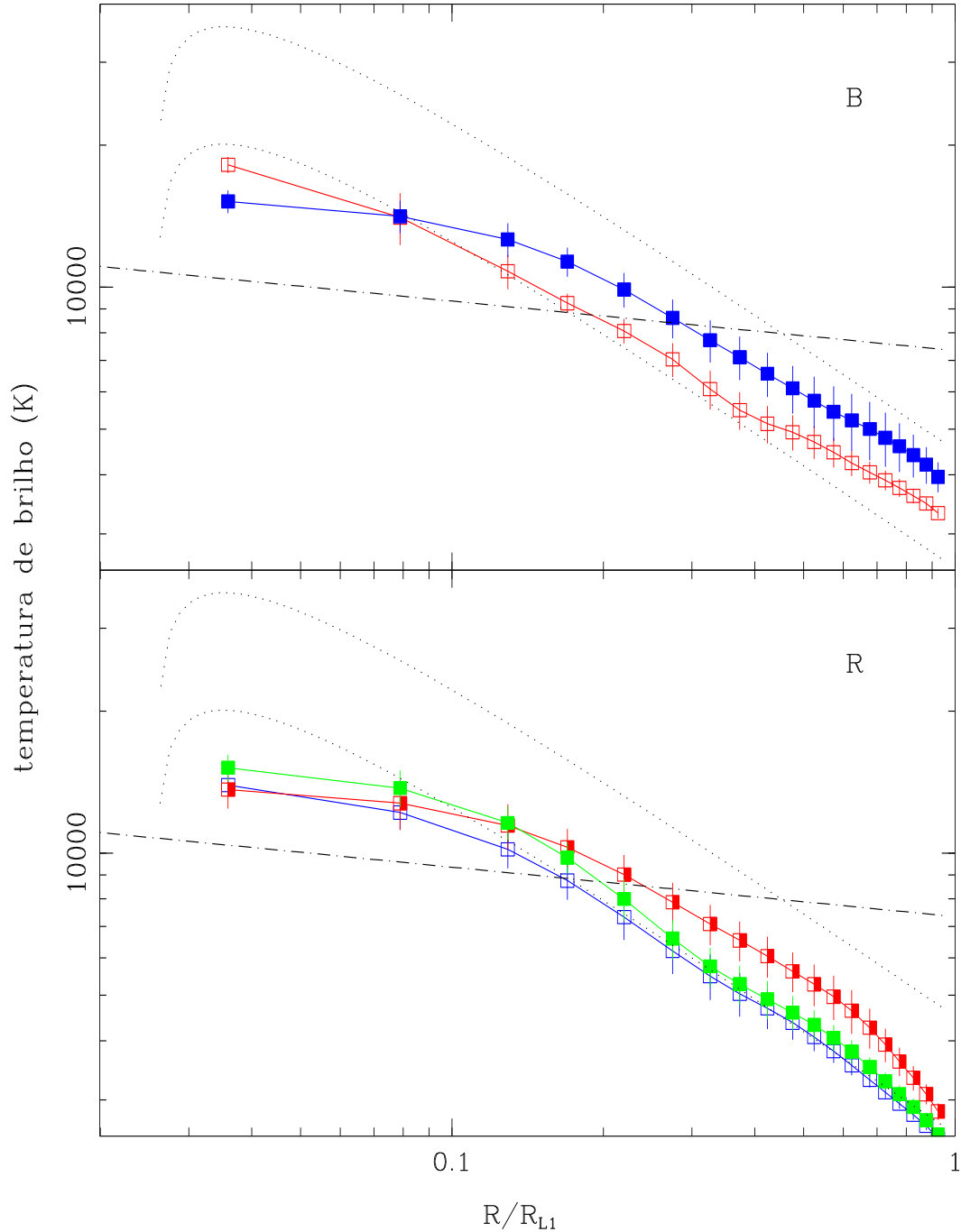


Fig. 5.8: Perfis radiais de temperatura de V4140 Sgr em B e R. Foram sobrepostos os perfis médios em quiescência e erupção de cada banda; cada ponto é a média de bins de $0.05R_{L1}$ e a incerteza é o desvio padrão. **Painel superior:** Os quadrados vazios são os dados na banda B em quiescência (Bquies) e os quadrados cheios são os dados em erupção. **Painel inferior:** Os quadrados vazios, cheios e semi-cheios são os dados na banda R em quiescência (Rquies), em declínio tardio (Rerup2) e em declínio inicial (Rerup1), respectivamente.

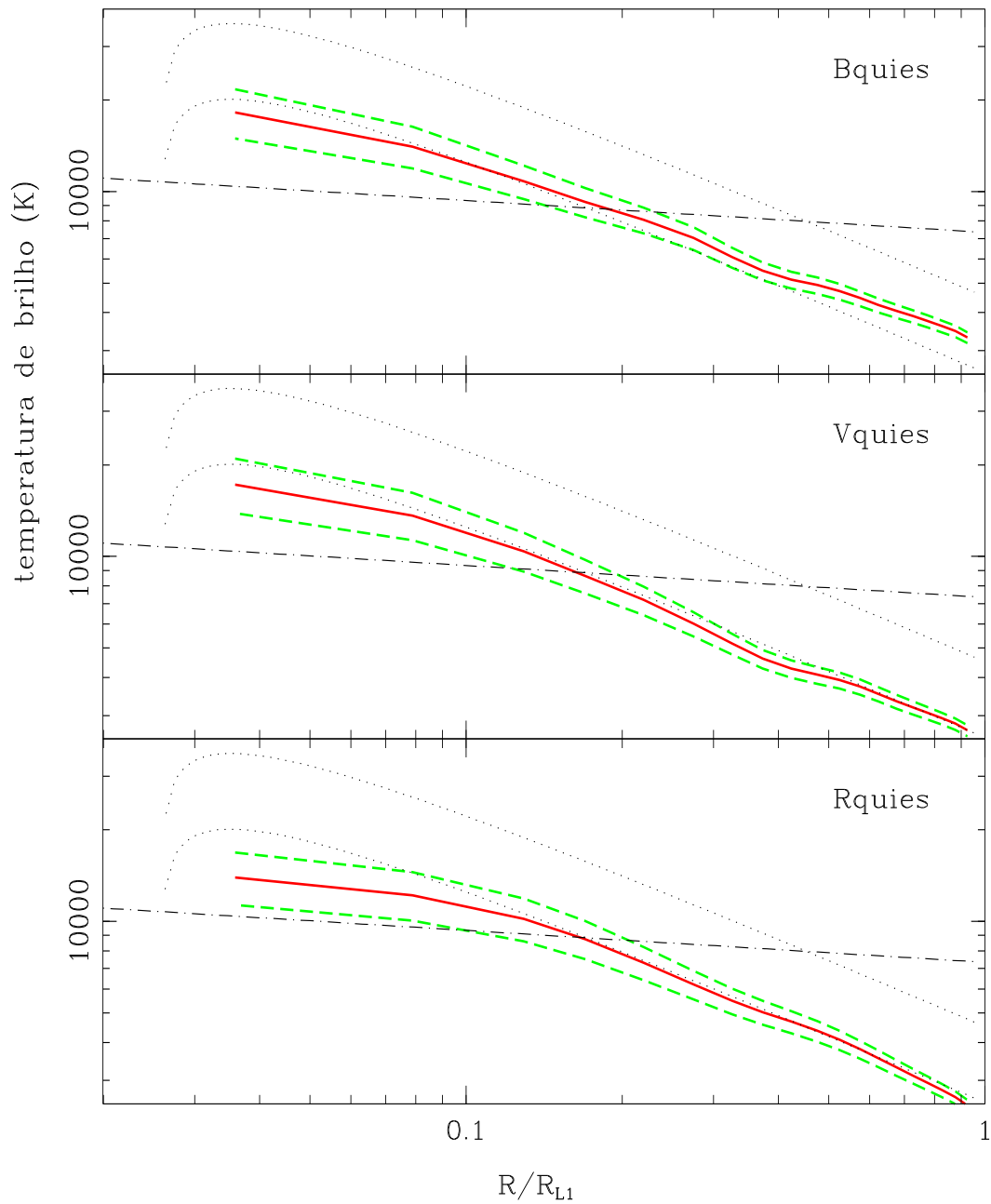


Fig. 5.9: Perfis radiais médios de temperatura de V4140 Sgr em quiescência para $d = 600$ pc (linha cheia) e aplicando uma variação de $\pm 20\%$ em d (linhas tracejadas). Seguindo os casos anteriores, as médias foram calculadas em bins de $0.05R_{L1}$.

fim, foram obtidos os perfis radiais de temperatura para os mapas sem contribuição da anã branca. A Figura 5.10 apresenta os perfis radiais médios dos mapas em quiescência dos quais foram subtraídas as contribuições da anã branca (linhas tracejadas), sobrepostos aos pontos do perfil em quiescência (quadrados abertos). As linhas (pontilhada e traço-ponto) dos mapas da Fig. 5.10 têm o mesmo significado das figuras anteriores (Figs. 5.6 e 5.7).

Percebe-se que, mesmo após a subtração da anã branca, os perfis continuam apresentando temperaturas acima da crítica para raios menores do que $0.2R_{L_1}$. A média de temperaturas bem determinadas para primárias em novas-anãs é de 19 200 K (Warner 1995). Excluindo-se da amostra os sistemas Z Cam, que apresentam temperaturas sistematicamente maiores, a média fica em torno de 17 500 K^b. Portanto, há de levar-se em conta que, o valor assumido de 20 000 K é um limite superior para a temperatura da anã branca em V4140 Sgr. Somado a isso, deve-se considerar também que o ângulo sólido adotado para a anã branca considera que toda a superfície da estrela é visível. Se as partes internas do disco forem opacas, apenas o hemisfério superior da anã branca está visível. Em síntese: a contribuição real da fonte central de V4140 Sgr deve ser menor do que aquela considerada na Figura 5.10. Ou seja, mesmo a contribuição superestimada de uma anã branca a 20 000 K é insuficiente para que as temperaturas das regiões internas do disco em V4140 Sgr fiquem abaixo de T_{crit} .

5.5 Comparação com outros sistemas

A Figura 5.11 apresenta um diagrama $\dot{M} \times P_{\text{orb}}$ adaptado de Baptista (2000) onde foram incluídos os valores do \dot{M} calculados neste trabalho^c. As cruzes (\times) representam os valores de \dot{M} em $R = 0.1R_{L_1}$ e os círculos (\circ) em $R = 0.3R_{L_1}$. Todas as determinações da taxa de transferência de massa são de experimentos de mapeamento por eclipses em quiescência e

^b Neste valor médio incluem três medições questionáveis das primárias de T Leo, EK TrA e YZ Cnc, cujos valores da literatura (Sion 1991) devem ser tomados como limite superior. Desconsiderando esses sistemas, o valor médio é de 15 000 K.

^c **Nota:** a Figura 5.11 mostra os valores da taxa de acréscimo no disco \dot{M}_{disc} , o que é conceitualmente distinto da taxa de transferência da massa \dot{M}_2 . Usualmente tem-se $\dot{M}_{\text{disc}} \leq \dot{M}_2$

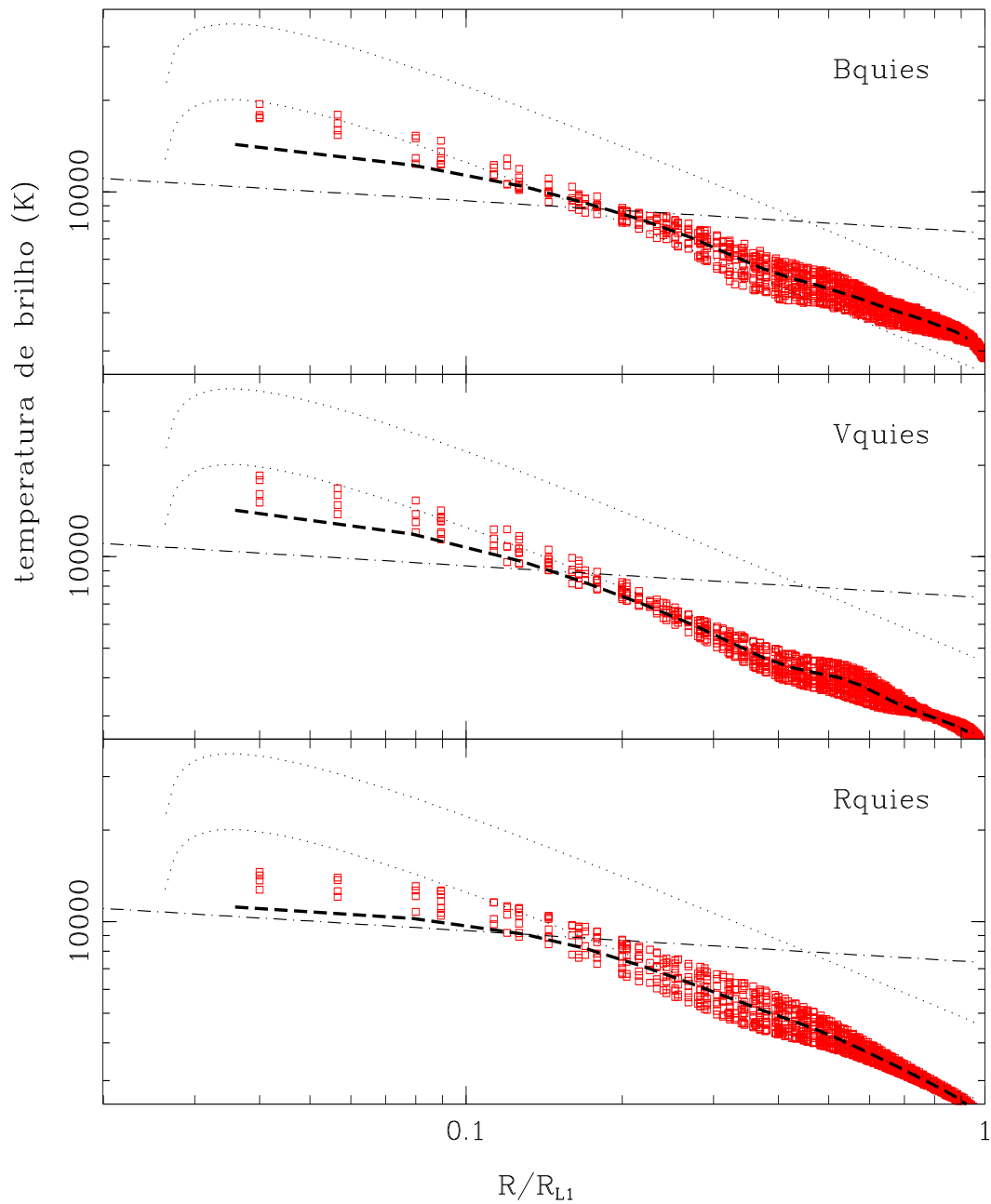


Fig. 5.10: Perfis radiais de temperatura de V4140 Sgr em quiescência (quadrados abertos) onde foram sobrepostos os perfis médios dos quais foram subtraídos a contribuição de uma anã branca a 20 000 K de raio R_1 (linha tracejada) (Tabela 3.2) vista por inteiro.

erupção. Os sistemas indicados por (nl) são novóides e os indicados por (na), novas-anãs. O period gap está indicado pelas duas linhas pontilhadas.

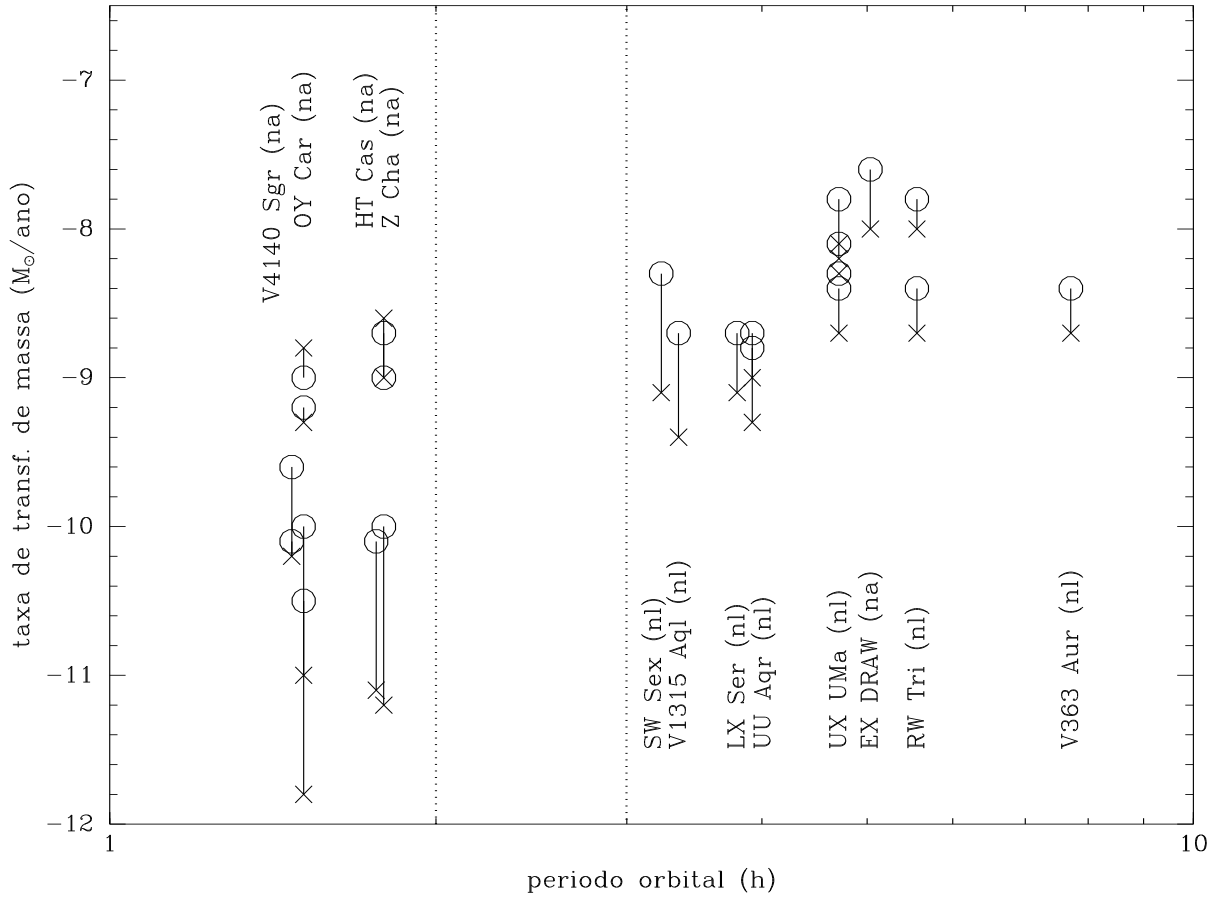


Fig. 5.11: Taxa de transferência de massa \dot{M} para $0.1 R_{L1}$ (cruzes) e $0.3 R_{L1}$ (círculos abertos) em função de P_{orb} . Os objetos indicados com (nl) são novas-like, e os indicados com (na) são novas-anãs. O gap é o intervalo entre as duas linhas pontilhadas. Adaptado de Baptista (2001).

Como apresentado na Seção 1.5, os modelos evolutivos prevêem que VCs evoluem no sentido de períodos orbitais mais curtos decrescendo as taxas de transferência de massa. Em concordância com esse modelo evolutivo, a Figura 5.11 aparenta uma tendência das VCs apresentarem \dot{M} maiores para períodos orbitais maiores.

Excluindo-se V4140 Sgr, novas-anãs em quiescência (estados representados pelos pontos inferiores dos sistemas indicados por (na) na Figura 5.11) apresentam \dot{M} diferentes

em pontos distintos do disco, concordando com o modelo de erupções por ID (Seção 1.8). Esse sistemas têm \dot{M} sistematicamente maiores nas regiões externas do disco. Também em concordância com o modelo de ID, erupções desses sistemas apresentam taxas de transferência de massa elevadas e com valores em $0.1R_{L_1}$ maiores do que em $0.3R_{L_1}$ (pontos superiores). Percebe-se a diminuição da diferença de \dot{M} nesses dois pontos. V4140 Sgr parece contrariar completamente esse comportamento, constituindo-se um objeto bastante peculiar. V4140 Sgr apresenta uma taxa de transferência de massa similar em todos os raios no seu estado de quiescência. Durante a erupção, apresenta comportamento inverso ao das demais novas-anãs, parecendo comportar-se como uma novóide com \dot{M} sistematicamente menor. Neste estado, o sistema apresenta uma taxa de transferência *maior* nas partes externas do disco (onde ocorre a erupção de acordo com os perfis radiais de temperatura), mantendo-se essencialmente constante na região interna.

Assim como nas novóides do tipo SW Sex, é possível que o perfil mais plano das partes internas do disco signifique que parte da energia de acréscimo nesta região esteja sendo usada para alimentar um vento emitido pelo disco de acréscimo. Isto está de acordo com as altas componentes não eclipsadas obtidas para a erupção. Alternativamente, é possível que as temperaturas menores observadas para as partes internas do disco em erupção sejam consequência de obscurecimento por uma borda espessa. Entretanto, isto implicaria num alto ângulo de abertura para o disco de acréscimo ($\alpha_d \simeq 10^\circ$), o que produziria uma notável assimetria entre a emissão da parte do disco mais afastada (o fundo) e mais próxima (a frente) da secundária. Não existe a evidência de assimetria frente-fundo perceptível nos mapas de eclipse em erupção.

Comparando a distribuição radial de temperatura em quiescência do objeto com as dos demais objetos abaixo do gap, V4140 Sgr ainda revela sua peculiaridade. O sistema, como citado na seção anterior, apresenta temperaturas centrais de $\sim 16\,000$ K e de $5\,000$ K na borda externa do discos, com distribuições em quiescência coerentes com o modelo de disco estacionário. As erupções correspondem ao aumento de brilho das partes externas do disco, tornando a distribuição radial de temperatura consideravelmente mais plana que a lei $T \propto R^{-\frac{3}{4}}$, em contraste com o comportamento para outras novas anãs de curto

período. HT Cas em quiescência (Figura 5.12) apresenta um perfil muito mais plano do que o modelo de disco em estado estacionário, mantendo-se num nível constante em temperaturas no intervalo de 5 000 – 7 000 K (Wood, Horne & Vennes 1992). Z Cha (Figura 5.13) apresenta comportamento semelhante (Wood et al. 1986), com temperaturas centrais próximas à 6 000 K. OY Car (Figura 5.14) não foge a regra, apresentando uma distribuição plana similar às de HT Cas e Z Cha, com temperaturas do patamar em $\sim 4\,000$ K (Wood et al. 1989). Comparada a esses sistemas, V4140 Sgr apresenta temperaturas sistematicamente mais altas em todo o disco.

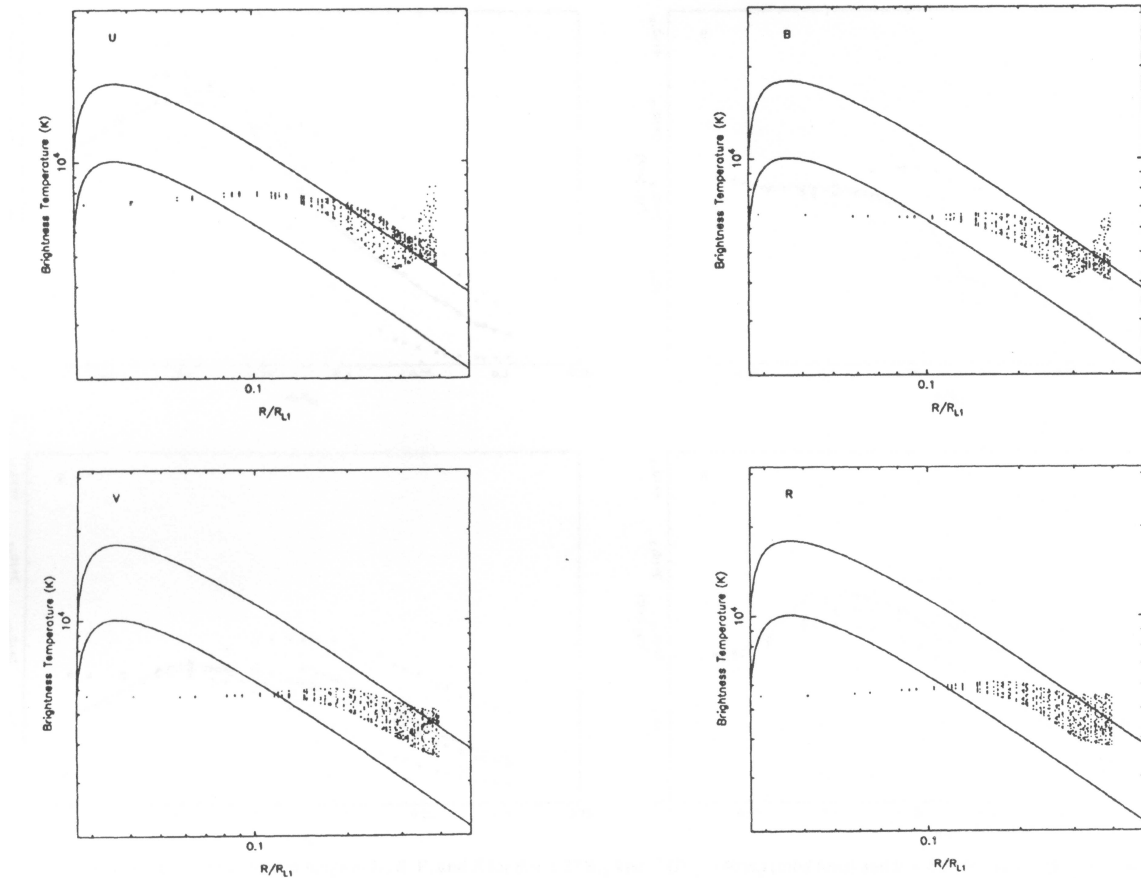


Fig. 5.12: Perfis radiais de temperatura de HT Cas nas banda UBVR. Modelos de disco opticamente espesso em estado estacionário para 10^{-10} e $10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ são apresentados em linhas cheias. Extraído de Wood et al. (1992).

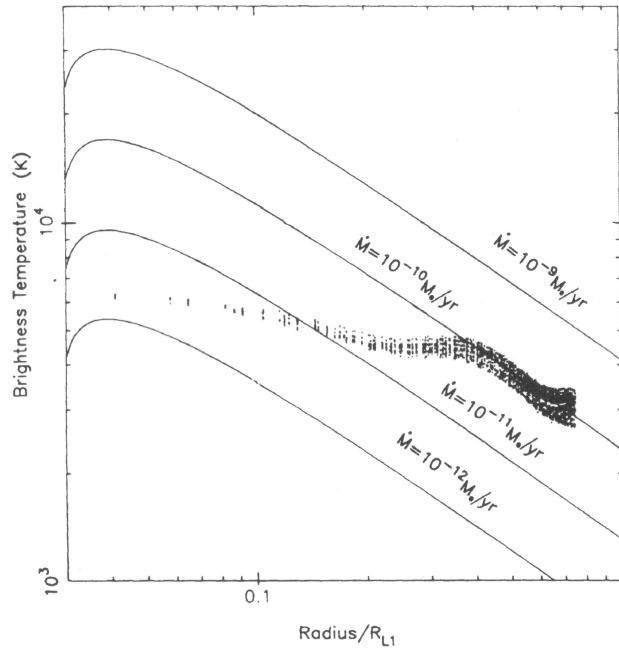


Fig. 5.13: Perfil radial de temperatura de Z Cha em luz integral (W). Modelos de discos opacos em estado estacionário para diferentes \dot{M} estão representados por linhas cheias. Extraído de Wood et al. (1986).

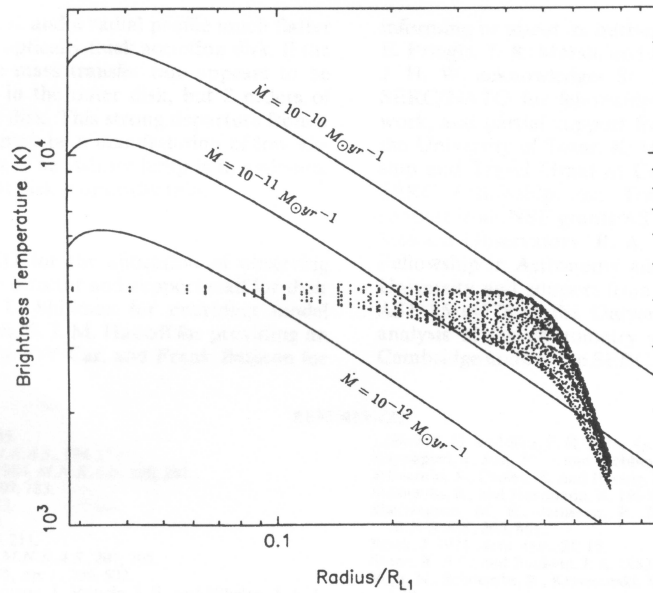


Fig. 5.14: Perfil radial de temperatura de OY Car em luz integral (W). Modelos de discos opacos em estado estacionário para diferentes \dot{M} estão representados por linhas cheias. Extraído de Wood et al. (1989).

Capítulo 6

Conclusões

“Isso não é o fim. Não é nem mesmo o começo do fim. Mas é talvez, o fim do começo...”

Winston Churchill

Finalizando o presente trabalho, apresenta-se em tópicos os principais resultados obtidos. A ordem dos resultados segue a ordem dos capítulos no texto.

- (i) As observações de V4140 Sgr no declínio de uma erupção em 1992 e em erupção em 2001 confirmam a classificação do objeto como uma nova-anã. A taxa de decaimento $\tau_d \simeq 1.2 \text{ d mag}^{-1}$ estimada para V4140 Sgr é comparável com as taxas determinadas para novas anãs do tipo SU UMa. As erupções observadas são de baixa amplitude ($\Delta\text{mag} = 1 \text{ mag}$).
- (ii) A revisão dos parâmetros orbitais revela uma razão de massa q cerca de 20% menor do que o valor obtido por Baptista & Steiner (1989). A nova massa $M_1 = 0.73M_\odot$ obtida para a estrela primária é consistente com o valor médio para anãs brancas de VCs abaixo do gap ($\overline{M}_1 = 0.66M_\odot$; Webbink 1990). A massa da estrela secundária $M_2 = 0.092M_\odot$ é consistente com a relação empírica massa-raio de Caillault &

- Patterson (1990) para estrelas de tipo tardio M da SP. Este resultado é consistente com o obtido por Smith & Dhillon (1998), que afirmam a indistinguibilidade de secundárias de VCs em relação a estrelas da SP. Os valores da separação orbital a e de K_2 previsto tiveram um aumento de 18%, enquanto a inclinação i apresentou uma diferença menor que 1% em relação à anterior.
- (iii) No diagrama observado-menos-calculado construído com instantes de meio-eclipse da anã branca, cobrindo um intervalo de 16 anos de observações entre 1985 e 2000, identifica-se uma variação cíclica de período orbital em V4140 Sgr. Essa variação pode ser ajustada por uma efeméride linear mais senoidal de período 6.9 ± 0.3 anos e amplitude de 17 ± 3 s. A significância estatística desse período por um teste-F é de 99.7%. O resultado soma-se à base de dados de variações cíclicas de P_{orb} detectadas em VCs e reforça a idéia de revisão dos modelos evolutivos dessa classe de sistemas binários.
- (iv) A aplicação do Método de Mapeamento por Eclipse (MME) às curvas de luz médias do objeto em quiescência e erupção foi feita para a obtenção dos mapas de distribuição superficial de brilho do disco de acréscimo. Isso permitiu a estimativa de uma distância de 600 ± 100 pc ao sistema, assumindo uma emissão opticamente espessa das regiões internas do disco.
- (v) Para uma distância de 600 pc, os perfis radiais de temperatura do disco de V4140 Sgr apresentam temperaturas que vão de $\sim 16\,000$ K nas partes internas até $\sim 5\,000$ K nas proximidades da borda externa, e seguem bem a lei $T \propto R^{-\frac{3}{4}}$ para discos opacos estacionários. As temperaturas nas partes internas do disco ($R < 0.2R_{L_1}$), tanto em erupção quanto em quiescência, são sistematicamente maiores que a temperatura crítica T_{crit} abaixo da qual o gás no disco deve estar para permitir erupções segundo o modelo de instabilidade no disco. Igualmente, as temperaturas nas partes externas do disco ($R > 0.2R_{L_1}$) são sempre menores do que T_{crit} . As erupções correspondem ao aumento de brilho das partes externas do disco, tornando a distribuição radial de temperatura consideravelmente mais plana que a lei $T \propto R^{-\frac{3}{4}}$, em contraste com

o comportamento para outras novas anãs de curto período. Ademais, a comparação da distribuição radial de temperatura em quiescência de V4140 Sgr com as dos demais objetos abaixo do gap (HT Cas, Z Cha e OY Car), enfatiza a peculiaridade deste objeto: as temperaturas são sistematicamente mais altas em todo o disco e, contrariamente ao comportamento dos outros sistemas, a distribuição segue bem a lei de disco opaco em estado estacionário.

- (vi) As taxas de transferência de massa do disco inferidas para todas as curvas médias é de $10^{-10.2 \pm 0.2} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ em $R = 0.1 R_{L_1}$. Em $R = 0.3 R_{L_1}$, o valor de $10^{-10.1 \pm 0.1} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ é bem representativo para as curvas em quiescência (incluindo Rerup2, no final do declínio) e $10^{-9.65 \pm 0.20} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ ajusta bem os valores calculados para as curvas de erupção. Em quiescência, V4140 Sgr apresenta uma taxa de transferência de massa uniforme em todos os raios. Durante a erupção, apresenta comportamento inverso ao das demais novas-anãs de período orbital similar, parecendo comportar-se como uma novóide com \dot{M} sistematicamente menor. Nesse estado, o sistema apresenta uma taxa de transferência de massa maior nas partes externas do disco, mantendo essa taxa essencialmente constante em relação ao valor em quiescência nas regiões internas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Ak, T., Ozkan, M. T., & Mattei, J. A. 2001, *A&A*, 369, 882
- [2] Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities*, London: Athlone
- [3] Applegate, J. H. 1992, *ApJ*, 385, 621
- [4] Applegate, J. H. & Patterson, J. 1987, *ApJL*, 322, L99
- [5] Bailey, J. 1975, *Journal of the British Astronomical Association*, 86, 30
- [6] Bailey, J. 1979, *MNRAS*, 187, 645
- [7] Baliunas, S. L. & Vaughan, A. H. 1985, *ARA&A*, 23, 379
- [8] Baptista, R. 2001, *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, 307
- [9] Baptista, R., Borges, B. W., Bond, H. E., Jablonski, F., Steiner, J. E., & Grauer, A. D. 2003, *MNRAS*, 345, 889
- [10] Baptista, R. & Catalán, M. S. 2001, *MNRAS*, 324, 599
- [11] Baptista, R., Catalán, M. S., & Costa, L. 2000, *MNRAS*, 316, 529
- [12] Baptista, R., Catalán, M. S., Horne, K., & Zilli, D. 1998, *MNRAS*, 300, 233
- [13] Baptista, R., Jablonski, F., Oliveira, E., Vrielmann, S., Woudt, P. A., & Catalán, M. S. 2002, *MNRAS*, 335, L75
- [14] Baptista, R., Jablonski, F. J., & Steiner, J. E. 1989, *MNRAS*, 241, 631

-
- [15] Baptista, R., Jablonski, F. J., & Steiner, J. E. 1992, *AJ*, 104, 1557
- [16] Baptista, R. & Steiner, J. E. 1991, *A&A*, 249, 284
- [17] Baptista, R. & Steiner, J. E. 1993, *A&A*, 277, 331
- [18] Baptista, R., Steiner, J. E., & Cieslinski, D. 1994, *ApJ*, 433, 332
- [19] Baptista, R., Steiner, J. E., & Horne, K. 1996, *MNRAS*, 282, 99
- [20] Barnes, T. G. & Evans, D. S. 1976, *MNRAS*, 174, 489
- [21] Barnes, T. G., Evans, D. S., & Moffett, T. J. 1978, *MNRAS*, 183, 285
- [22] Bateson, F. M. 1977, *New Zealand Journal of Science*, 20, 73
- [23] Bessell, M. S. 1990, *PASP*, 102, 1181
- [24] Bevington, P. R. 1969, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, New York: McGraw-Hill, 1969,
- [25] Bruch, A., Beele, D., & Baptista, R. 1996, *A&A*, 306, 151
- [26] Buser, R. & Kurucz, R. L. 1992, *A&A*, 264, 557
- [27] Caillault, J. & Patterson, J. 1990, *AJ*, 100, 825
- [28] Campbell, L. 1934, [Cambridge, Mass., The Observatory, 1934], 3
- [29] Cannizzo, J. K., Shafter, A. W., & Wheeler, J. C. 1988, *ApJ*, 333, 227
- [30] Chanan, G. A., Middleditch, J., & Nelson, J. E. 1976, *ApJ*, 208, 512
- [31] Echevarria, J. 1983, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 8, 109
- [32] Efron, B. 1982, *The Jackknife, the Bootstrap and other resampling plans*, CBMS-NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics, Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM)

- [33] Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368
- [34] Frank, J., King, A. R., & Raine, D. J. 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1992, 283 p., 2 ed.
- [35] Glowina, Z. 1986, Ph.D. Thesis
- [36] Graham, J. A. 1982, *PASP*, 94, 244
- [37] Hall, D. S. 1989, *Space Science Reviews*, 50, 219
- [38] Hall, D. S. & Kreiner, J. M. 1980, *Acta Astronomica*, 30, 387
- [39] Hamada, T. & Salpeter, E. E. 1961, *ApJ*, 134, 683
- [40] Harris, W. E., Fitzgerald, M. P., & Reed, B. C. 1981, *PASP*, 93, 507
- [41] Hawley, S. L. 1993, *PASP*, 105, 955
- [42] Hellier, C. & Naylor, T. 1998, *MNRAS*, 295, L50
- [43] Hellier, C., Kemp, J., Naylor, T., Bateson, F. M., Jones, A., Overbeek, D., Stubblings, R., & Mukai, K. 2000, *MNRAS*, 313, 703
- [44] Hilditch, R. W. 2001, *An Introduction to Close Binary Stars*, Cambridge University Press
- [45] Horne, K. 1985, *MNRAS*, 213, 129
- [46] Hoshi, R. 1979, *Prog. Theor. Phys.*, 61, 1307
- [47] Howell, S. B., Nelson, L. A., & Rappaport, S. 2001, *ApJ*, 550, 897
- [48] Howell, S. B., Rappaport, S., & Politano, M. 1997, *MNRAS*, 287, 929
- [49] Iben, I. J. & Livio, M. 1993, *PASP*, 105, 1373
- [50] Jablonski, F., Baptista, R., Barroso, J., Gneiding, C. D., Rodrigues, F., & Campos, R. P. 1994, *PASP*, 106, 1172

- [51] Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1994, *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- [52] Kolb, U., King, A. R., & Ritter, H. 1998, *MNRAS*, 298, L29
- [53] Kovetz, A., Prialnik, D., & Shara, M. M. 1988, *ApJ*, 325, 828
- [54] Kraft, R. P. 1963, *Adv. Astr. Astrophys.*, 2, 43
- [55] Lanza, A. F., Rodonò, M., & Rosner, R. 2000, *MNRAS*, 314, 398
- [56] Lasota, J.-P. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 449
- [57] Lucke, P. B. 1978, *A&A*, 64, 367
- [58] Ludwig, K., Meyer-Hofmeister, E., & Ritter, H. 1994, *A&A*, 290, 473
- [59] Marsh, T. R. & Horne, K. 1988, *MNRAS*, 235, 269
- [60] Marsh, T. R. & Pringle, J. E. 1990, *ApJ*, 365, 677
- [61] Matese, J. J. & Whitmire, D. P. 1983, *A&A*, 117, L7
- [62] Mukai, K., Smale, A. P., & Corbet, R. H. D. 1988, *MNRAS*, 234, 291
- [63] Nauenberg, M. 1972, *ApJ*, 175, 417
- [64] Paczyński, B. 1971, *ARA&A*, 9, 183
- [65] Papaloizou, J. C. B. & Bath, G. T. 1975, *MNRAS*, 172, 339
- [66] Patterson, J. 1984, *ApJS*, 54, 443
- [67] Plavec, M. & Kratochvil, P. 1964, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 15, 165
- [68] Pojmanski, G. 1986, *Acta Astronomica*, 36, 69

- [69] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes in C*, Cambridge: University Press
- [70] Pringle, J. E. 1975, *MNRAS*, 170, 633
- [71] Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- [72] Pringle, J. E. & Wade, R. A. 1985, *Interacting Binary Stars*
- [73] Rappaport, S., Joss, P. C., & Verbunt, F. 1983, *ApJ*, 275, 713
- [74] Rappaport, S., Joss, P. C., & Webbink, R. F. 1982, *ApJ*, 254, 616
- [75] Richman, H. R., Applegate, J. H., & Patterson, J. 1994, *PASP*, 106, 1075
- [76] Ritter, H. 1980, *A&A*, 86, 204
- [77] Ritter, H. 1983, *ASSL Vol. 101: IAU Colloq. 72: Cataclysmic Variables and Related Objects*, 257
- [78] Ritter, H. 1986, *NATO ASIC Proc. 167: The Evolution of Galactic X-Ray Binaries*, 271
- [79] Robinson, E. L. 1983, *ASSL Vol. 101: IAU Colloq. 72: Cataclysmic Variables and Related Objects*, 1
- [80] Rolfe, D. J., Haswell, C. A., & Patterson, J. 2001, *MNRAS*, 324, 529
- [81] Rubenstein, E. P., Patterson, J., & Africano, J. L. 1991, *PASP*, 103, 1258
- [82] Rutten, R. G. M., van Paradijs, J., & Tinbergen, J. 1992, *A&A*, 260, 213
- [83] Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- [84] Shara, M. M., Livio, M., Moffat, A. F. J., & Orio, M. 1986, *ApJ*, 311, 163
- [85] Silber, A. D. 1992, Ph.D. Thesis

-
- [86] Sion, E. M. 1991, *AJ*, 102, 295
- [87] Skilling, J. & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, 211, 111
- [88] Smak, J. 1972, *Acta Astronomica*, 22, 1
- [89] Smith, D. A. & Dhillon, V. S. 1998, *MNRAS*, 301, 767
- [90] Spruit, H. C. & Ritter, H. 1983, *A&A*, 124, 267
- [91] Stone, R. P. S. & Baldwin, J. A. 1983, *MNRAS*, 204, 347
- [92] Sulkanen, M. E., Brasure, L. W., & Patterson, J. 1981, *ApJ*, 244, 579
- [93] Szkody, P. & Mattei, J. A. 1984, *PASP*, 96, 988
- [94] van Paradijs, J. 1983, *A&A*, 125, L16
- [95] Verbunt, F. 1997, *MNRAS*, 290, L55
- [96] Warner, B. 1987, *MNRAS*, 227, 23
- [97] Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variable Stars*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press
- [98] Warner, B. 1995, *Ap&SS*, 232, 89
- [99] Webbink, R. F. 1990, *Accretion-Powered Compact Binaries*, 177
- [100] Wood, J., Horne, K., Berriman, G., Wade, R., O'Donoghue, D., & Warner, B. 1986, *MNRAS*, 219, 629
- [101] Wood, J. H., Horne, K., Berriman, G., & Wade, R. A. 1989, *ApJ*, 341, 974
- [102] Wood, J. H., Horne, K., & Vennes, S. 1992, *ApJ*, 385, 294
- [103] Wood, J. H., Irwin, M. J., & Pringle, J. E. 1985, *MNRAS*, 214, 475