

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas – CFM

**Estudo de Flickering em Variáveis Cataclísmicas
e Binárias de Raios-X Eclipsantes ***

Alexandre Emmanuel Bortoletto

Dissertação realizada sob orientação do Dr. Ray-
mundo Baptista e apresentada ao Departamento de
Física da UFSC em preenchimento parcial dos requi-
sitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Florianópolis

2001

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

Para meus Pais, ao apoio e carinho.

Para Daiana, ao seu Amor por mim.

AGRADECIMENTOS

- À Raymundo Baptista pela sua confiança e sua paciência, e por me ajudar a traçar este pequeno caminho rumo ao conhecimento científico.
- Aos meus pais, Luiz Carlos Bortoletto e Emi sakay Bortoletto, pelo amor, pela educação e por serem quem são.
- Aos colegas do Grupo de Astrofísica.

RESUMO

Reportamos a análise de dados de fotometria rápida multicolor da binária de raios-X X1822-37. Usamos os novos instantes de eclipse para calcular uma efeméride revisada. Um ajuste quadrático aos instantes de eclipse não é estatisticamente significativo mas sugere que o período orbital esteja aumentando numa escala de tempo de $P_0/|\dot{P}| \leq 4,9 \times 10^6$ anos. Não encontramos nenhum atraso ou avanço dos instantes no ótico com relação aos instantes em raios-X. Curvas de luz médias em UBVRI mostram o eclipse mais profundo do disco pela estrela secundária superposto a uma ocultação mais rasa e larga das partes internas do disco pela sua borda externa (dip), e um hump orbital que é mais pronunciado para as bandas U e B. Não há evidência de um eclipse secundário em fase +0,5 ou de modulação orbital da luz da estrela secundária. O início do dip ocorre *antes* para comprimentos de onda mais curtos, enquanto o egresso ocorre na mesma fase para todas as bandas. Isto sugere que o aumento na espessura da borda externa e ocultante do disco é gradual com o azimute no ingresso, mas cai abruptamente no egresso. As curvas orbitais de flickering não apresentam hump, dip ou eclipse, sugerindo que o flickering no ótico provenha principalmente do reprocessamento de raios-X numa coroa do disco de acréscimo verticalmente extensa e pouco eclipsada. Ajustamos modelos com fotometria sintética às cores extraídas das partes internas e externas do disco, bom como da fonte de flickering, para estimar estimamos a temperatura efetiva e o ângulo sólido de cada fonte. As temperaturas efetivas para as partes internas e externas do disco são, respectivamente, $T_{\text{eff}} \sim 5 \times 10^5 K$ e $T_{\text{eff}} = (2.8 \pm 0.6) \times 10^4 K$, enquanto a fonte de flickering é bem descrita por um corpo negro de $T_{\text{eff}} = (1.2 \pm 0.3) \times 10^4 K$.

Reportamos também os resultados iniciais do programa de estudo do flickering em

variáveis cataclísmicas. Mapas de eclipse da distribuição de brilho do flickering em *V2051 Oph* revelam que o flickering provém de uma região ao longo do gás stream e das regiões do disco mais afastadas da secundária (i.e., a parte de “trás” do disco de acrecimento). A curva de flickering de *SW Sex* apresenta um hump orbital pronunciado e um eclipse assimétrico, mais estreito e raso do que o eclipse da componente estacionária de luz, sugerindo uma distribuição dominada por emissão ao longo do gas stream e por emissão das partes do disco mais afastadas da secundária. As distribuições de flickering em *V2051 Oph* e *SW Sex* são semelhantes, apesar do disco de acrecimento da *nova-like SW Sex* ser consideravelmente mais brilhante do que o da nova-anã *V2051 Oph*.

ABSTRACT

We report on the analysis of high-speed multicolor photometry of the eclipsing X-ray binary X1822-371. We used new eclipse timings to derive a revised optical ephemeris. A quadratic fit to the eclipse timings is not statistically significant but suggests that the orbital period is increasing on a timescale of $P_0/|\dot{P}| \leq 4.9 \times 10^6$ yr. We find no systematic delay or advance of the optical timings with respect to the X-ray timings. Average UBVRI light curves show the deep eclipse of the disc by the secondary star superposed on the broader and shallower occultation of the inner disc regions by the outer disc (dip), and an orbital hump centred at phase +0.25 which is mostly seen in the U and B bands. There is no evidence of a secondary eclipse at phase +0.5 or of an ellipsoidal modulation of the secondary star light. The starting phase of the dip occurs *earlier* for shorter wavelengths, while the egress occurs at the same phase in all bands. This suggests that the thickening of the outer, occulting disc rim is gradual with azimuth at ingress but decreases sharply at egress. Flickering light curves show no evidence of eclipse, dip or orbital hump, suggesting that the optical flickering arises mainly from reprocessing of X-rays in a vertically extended and largely uneclipsed accretion disc corona. We fit synthetic photometry to the extracted colors of the inner and outer disc regions as well as of the flickering source to find estimates of the effective temperature and solid angle comprised by each source. The derived effective temperatures of the inner and outer disc regions are, respectively, $T_{\text{eff}} \sim 5 \times 10^5$ K and $T_{\text{eff}} = (2.8 \pm 0.6) \times 10^4$ K, while the flickering source is well described by a blackbody of $T_{\text{eff}} = (1.2 \pm 0.3) \times 10^4$ K.

We report also the initial results of observational program aiming to study flickering in cataclysmic variables. Eclipse maps of the flickering brightness distributions in V2051

Oph reveal that the flickering from a region along of gas stream and the disc regions farther away from the secondary (i.e., the back part of the accretion disc). The flickering curve in SW Sex presents a notable orbital hump and a asymmetrical eclipse, narrower, and shallower than the eclipse of the steady component eclipse, suggesting a distribution dominated by emission along of the gas stream and by the disc regions farther away from secondary. The distributions of flickering in V2051 Oph and SW Sex are similar, despite the fact that the accretion disc of the nova-like SW Sex is considerably brighter than the that of dwarf nova V2051 Oph.

SUMÁRIO

1. <i>Motivações e Objetivos</i>	1
2. <i>Revisão Bibliográfica</i>	3
2.1 Binárias de Raios-X	3
2.1.1 Binárias de Raios-X de Baixa Massa (BXBM)	6
2.2 Variáveis Cataclísmicas	14
2.2.1 Novas Clássicas	15
2.2.2 Novas Recorrentes	17
2.2.3 Novas-Anãs	17
2.2.4 Novóides (“Nova-likes”)	19
2.2.5 VCs magnéticas	23
2.3 Discos de acréscimo	24
2.3.1 Modelo Padrão	27
2.4 Flickering em Sistemas Binários	32
3. <i>Estudo multicolor do flickering em X1822-37</i>	35
3.1 Histórico de X1822-37	35
3.2 Observação e redução de dados	37
3.3 Efeméride ótica revisada	39
3.4 Curvas de luz orbitais médias	43
3.5 As cores do disco e do flickering	48

3.6	Análise de séries temporais	52
4.	<i>Flickering e variações seculares em cataclísmicas eclipsantes</i>	55
4.1	Introdução	55
4.2	O projeto observacional	56
4.3	A técnica de análise	58
4.4	Resultados iniciais	60
5.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	68

LISTA DE FIGURAS

- 2.1 Uma explosão em raios-X da binária 1702-429, observada pelo EXOSAT na banda 1,2-5,3 keV (esquerda) e na banda 5,3-19,0 keV (direita). (Extraído de Lewin 1995) 6
- 2.2 Distribuição do número de BXBMs em função do período orbital (acima) em comparação com as Variáveis Cataclísmicas (embaixo). (Extraído de Lewin 1995) 8
- 2.3 Espectro de Sco X-1, do UV próximo ao IR próximo. (Extraído de Schachter 1989). 12
- 2.4 Diagrama cor-cor em raios-X (acima) e os espectros de potência (embaixo) para as fontes-Z (esquerda) e fontes-ilha (direita). (Extraído de Hesinger & van der Klis 1989) 13
- 2.5 Espectro da Nova rápida LMC 1988. Seguindo de baixo para cima, temos, respectivamente, os espectros principal misturado com o difuso aumentado, o espectro Orion e o espectro Nebular. (Extraído de Sekiguchi *et al.* 1989). 16
- 2.6 Exemplos de curvas de luz das três sub-classes de Novas-anã, a partir dos dados da AAVSO. (a) SS Aur: erupções largas e estreitas da sub-classe U Gem; (b) RX And: típico “stanstill” da sub-classe Z Cam; e (c) AY Lyr: erupções estreitas, com super-erupções infreqüêntes, caracterizam a sub-classe SU UMa (Extraído de Lewin, van Paradjis, van der Heuvel 1995). 19

-
- 2.7 Espectro ótico de DW UMa. O espectro superior foi obtido fora do eclipse e o inferior durante o eclipse (Extraído de Shafter, Hessman & Zhang 1988). 21
- 2.8 Espectro temporalmente resolvido de V1315 Aql. Nota-se o surgimento de componentes em absorção nas linhas de Balmer e linhas de HeI próximo a fase +0,5 (Extraído de Dhillon, Marsh & Jones *et al.* 1991). 22
- 2.9 Curva de luz de longo termo de MV Lyr para o período 1928-1992 (Extraído de Warner 1995). 23
- 2.10 Curva de luz da polar VV Pup. (Extraído de Cropper & Warner 1986). . . 24
- 2.11 Ilustração esquemática da formação inicial do anel e sua evolução para um disco (Extraído de Verbunt 1982). 27
- 2.12 Três visões diferentes para BXBM. A figura mais ao alto é o sistema visto de cima; a do meio mostra o sistema visto de lado; e a figura mais baixa é a visão do sistema sob uma certa inclinação. Segundo o modelo de Frank, King & Lasota (1987). 31
- 2.13 Curva de luz de U Gem com resolução de 2s. Nota-se a intensa atividade de flickering antes do eclipse e como a mesma é consideravelmente reduzida durante o eclipse, sugerindo que o bright spot neste sistema é a principal fonte de flickering (Extraído de Warner 1976). 33
- 3.1 Curvas de luz individuais de X1822-37. As curvas estão deslocadas progressivamente para cima por um valor constante. Linhas pontilhadas horizontais no centro do eclipse mostram o nível zero real de cada curva. O número indica a qual ciclo corresponde cada curva. 40

- 3.2 O diagrama (O–C) com relação à efeméride linear da eq. (3.1). Os instantes no óticos são mostrados como quadrados abertos e os instantes em raios-X estão indicados como x's. As barras verticais representam as incertezas nos instantes de eclipse. As curvas tracejadas mostram as incertezas na efeméride linear ao nível de 3σ , levando em conta as covariâncias entre os parâmetros. 42
- 3.3 Curvas de luz orbitais médias e curvas do flickering em UBVRI para uma resolução de 0,01 ciclos. Os dados estão repetidos em fase para uma melhor visualização. O início e fim do *dip* estão marcados com traços verticais em cada painel. As linhas verticais tracejadas mostram as três regiões selecionadas para o cálculo dos fluxos médios (seção 3.5). 45
- 3.4 Simulação do eclipse de um disco de acréscimo em uma binária compacta. A borda espessa do disco oculta as partes centrais, mais quentes e azuis do disco e progressivamente oculta regiões mais afastadas do centro (a parte de “trás” do disco), mais frias e vermelhas. A redução abrupta da espessura do disco na região do bright spot faz com que o egresso ocorra no mesmo instante para as regiões internas (azuis) e externas (vermelhas) do disco. 47
- 3.5 Fluxos médios para as diferentes fontes (símbolos cheios) com as barras de erros (traços verticais) e o melhor ajuste de corpo negro (linhas sólidas). As barras horizontais marcam a largura-total à meia-altura (FWHM) em cada banda observada. a) região interna do disco (1 – 2); b) borda externa do disco (2 – 3); c) a fonte de flickering. A temperatura efetiva, T_{ef} , e o ângulo sólido, θ^2 , do modelo de melhor ajuste estão indicados em cada painel. As curvas pontilhadas no painel inferior mostram a função resposta normalizada para as bandas UBVRI. 49

3.6	Espectros de densidade de potência média das regiões selecionadas das curvas de luz na banda U e I, para uma resolução de $5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$. As incertezas são mostradas como traços verticais. As faixas em fase orbital correspondentes estão indicadas em cada painel.	53
4.1	Acima: curvas de luz de V2051 Oph e de uma estrela de comparação de mesmo brilho, em 1998 (azul) e 1999 (vermelho) superpostas e repetidas em fase. As curvas da estrela de comparação foram deslocadas verticalmente para melhor visualização. O painel inferior mostra uma versão ampliada das curvas de luz em torno do eclipse. Linhas verticais tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da ana-branca e linhas verticais pontilhadas marcam as fases de ingresso/egresso do bright spot.	61
4.2	Esquerda: diagrama de fluxos para uma dada fase ϕ em função do fluxo de referência, para 3 fases (indicadas), para os dados de 98 (azul) e 99 (vermelho). A inclinação das retas é o coeficiente de variação secular, o valor da ordenada para a abscissa média é o fluxo da curva média, e o espalhamento em torno da reta de melhor ajuste (linhas tracejadas) fornece a amplitude do flickering na correspondente fase. Direita: Curvas médias de 1998, 1999 e a diferença entre elas, e as curvas resultantes de flickering em 1998 e 1999. Linhas verticais tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca, e as linhas pontilhadas indicam as fases de início e fim do eclipse e o ingresso do bright spot.	62

4.3	<p>Esquerda: curvas de luz de flickering (pontos com barras de erro) e ajustes obtidos pelo método de mapeamento por eclipse (linhas sólidas) em 1999 (acima) e 1998 (abaixo). Dir: Mapas em tons de cinza das distribuições de brilho de flickering e a distribuição de brilho estacionária em cada caso. As regiões escuras são mais brilhantes. Uma cruz marca o centro do disco de acréscimo. Linhas pontilhadas indicam o lobo de Roche primario, o raio do disco de acréscimo, e a trajetória balística descrita pelo gás que vêm da secundária.</p>	64
4.4	<p>Acima: curvas de luz de SW Sex e de uma estrela de comparação em 1998 (preto), em 1999 (vermelho) e 2000 (verde) superpostas e repetidas em fase. As curvas da estrela de comparação foram deslocadas verticalmente para melhor visualização. O painel inferior mostra uma versão ampliada das curvas de luz em torno do eclipse. Linhas verticais tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca e o centro do disco.</p>	66
4.5	<p>Acima: a curva de luz média para todos os dados combinados. Centro: a curva de variação secular. Embaixo: a curva de flickering. Todas as curvas foram geradas com resolução em fase de $\phi = 0,005$ ciclo.</p>	67

LISTA DE TABELAS

2.1	Mudança no período orbital de BXBMs	9
3.1	Jornal da Observações	38
3.2	Instantes de eclipse de X1822-37	41
4.1	Jornal das observações	57

Capítulo 1

Motivações e Objetivos

Os discos de acrecimento se apresentam como dispositivos eficientes para extrair energia potencial gravitacional e convertê-la em radiação. Sua importância foi reconhecida primeiro nos estudos de sistemas binários, em especial em binárias de raios-X. A enorme quantidade de energia que pode ser irradiada no acrecimento sobre objetos compactos (como, por exemplo, buracos negros) tornou os discos de acrecimentos ótimos candidatos para desempenhar o papel principal na energética de quasares e núcleos ativos de galáxias. Discos de acrecimento também pode ser importante para a formação estelar e de sistemas planetários. Nos sistemas binários em interação, o momento angular no acrecimento tem uma grande importância, pois o material transferido de uma estrela não pode cair sobre a outra estrela antes que perca parte de seu momento angular.

Uma característica típica de acrecimento, que é observada em todos os objetos nos quais existe acrecimento, é a existência de uma cintilação intrínseca de brilho de 0,1–1 mag em escalas de tempo de poucos segundos a dezenas de minutos. Esta cintilação é conhecida como *flickering*. Apesar disto, o flickering é um dos aspectos mais mal compreendido dos processos de acrecimentos.

Provavelmente os melhores laboratórios para estudos sobre discos de acrecimento e flickering são binárias em interação, onde as massas das estrelas, dimensões e geometria são

geralmente bem determinadas e onde a existência de eclipses fornece uma oportunidade sem par para isolar a emissão de diferentes regiões na binária.

As *Binárias de Raios-X* são sistemas binários interagentes que possuem uma estrela de tipo-tardio, como estrela companheira, e que preencheu seu lobo de Roche e transfere matéria para estrela primária (uma estrela de nêutrons ou buraco negro). Para estes objetos existe um amplo estudo, análise e um variado conjunto de observações em raios-X, como o próprio nome sugere, mas observações na faixa do θ tico para estes objetos são escassos, mas não menos pois pode-se determinar períodos orbitais (por modulação ou eclipse) e o tipo espectral da estrela secundária. *Variáveis Cataclísmicas* são sistemas binários, como a binárias de raios-X mas possuem uma anã-branca como estrela primária ao invés de uma estrela de nêutrons.

O objetivo principal do trabalho é realizar um estudo do flickering em binárias de raios-x e variáveis cataclísmicas eclipsantes, com ênfase da determinação da localização das fontes de flickering nestas binárias.

No capítulo 2 apresentamos uma revisão sobre os tipos de objetos abordados neste trabalho, as binárias de raios-X, e as Variáveis Cataclísmicas, bem como são discutidos aspectos acerca de disco de acréscimo e flickering. Um estudo multicolor do flickering na binária de raios-X eclipsante X1822-37 é apresentado no capítulo 3. No capítulo 4 descrevemos o programa de estudo do flickering em Variáveis Cataclísmicas eclipsantes e reportamos os resultados iniciais para alguns do projeto. O capítulo 5 apresenta um resumo das principais conclusões do trabalho e as perspectivas.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Este capítulo contém uma introdução sobre binárias de raios-X e suas principais características, com ênfase particular nas Binárias de raios-X de Baixa Massa, uma vez que o objeto principal desta dissertação pertence a esta classe. Estão também incluídas seções de revisão sobre discos de acréscimo, Variáveis Cataclísmicas e *flickering*.

2.1 Binárias de Raios-X

Uma binária de raios-X possui como estrela primária uma estrela de nêutrons ou um buraco negro acrescentando matéria de uma estrela companheira (a secundária). As binárias de raios-X constituem a classe mais brilhante das fontes em raios-X em todo céu, e foram foco de estudos nos primeiros 15 anos da Astronomia em raios-X, até a chegada dos instrumentos de imageamento no final dos anos 70 que permitiram o estudo de classes de objetos mais fracos. Várias binárias de raios-X já foram identificadas em *surveys* em raios-X e em programas de identificação no ótico. A identificação ótica é crucial para se determinar a natureza e a massa da estrela, a geometria do fluxo de acréscimo e a massa da fonte de raios-X.

Os fatores principais que determinam as propriedades de emissão do objeto compacto são (1) se o objeto central é uma estrela de nêutrons ou um buraco negro, (2) a força e a

geometria do seu campo magnético (no caso de uma estrela de nêutrons), e (3) a geometria do fluxo de acréscimo da companheira (acrécimo em forma de disco ou esférico). Estes fatores determinam se a região de emissão é uma pequena calota nos pólos magnéticos da estrela de nêutrons, um disco quente ao redor do buraco negro, uma região aquecida por choque no acréscimo esférico, ou a zona de interface (*boundary layer*) entre o disco de acréscimo e a estrela de nêutrons. Dois outros fatores, a massa do objeto central e a taxa de acréscimo de matéria, influenciam a luminosidade, a forma do espectro e a variabilidade temporal da emissão.

Uma estrela de nêutrons com um forte campo magnético ($\sim 10^{12}$ G) romperá o fluxo de acréscimo a uma distância várias centenas de vezes maior que o seu raio e o material afunilará sobre os pólos magnéticos (Pringle & Rees 1972; Davidson & Ostriker 1973; Lamb, Pethick & Pines 1973). Se os eixos de rotação e magnético estão desalinhados, pulsos de raios-X serão observados se a emissão irradiada dos pólos magnéticos intercepta a linha de visada (Mészáros, Nagel & Ventura 1980; Nagel 1981a,b; Wang & Welter 1981). Quando o campo magnético da estrela de nêutrons é relativamente fraco ($< 10^{10}$ G), o disco pode tocar ou ficar muito próximo da superfície da estrela. Nestes casos, a energia liberada nas partes internas do disco de acréscimo e na região de interface entre o disco e a estrela de nêutrons domina a emissão (Mitsuda et al. 1984). Se o objeto central é um buraco negro os raios-X vêm das partes internas do disco e são o resultado do aquecimento viscoso (Shakura & Sunyaev 1973).

Instabilidades na região de emissão podem dar origem a flutuações rápidas ou oscilações quase-periódicas. O material rico em hidrogênio que se acumula na superfície da estrela de nêutrons pode alcançar uma massa crítica e sofrer uma ignição termonuclear, resultando em uma explosão em raios-X. A Fig. 2.1 mostra a explosão em raios-X da binária 1702-429. Estas explosões em raios-X são os equivalentes das erupções de novas nas Variáveis Cataclísmicas.

Nas Binárias de raios-X de Alta Massa, BXAM, a companheira é uma estrela O ou B

para a qual a luminosidade ótica/UV pode ser comparável, ou maior que, a emissão da binária em raios-X (Conti 1978; Petterson 1978). O aquecimento por raios-X é mínimo, com as propriedades no ótico dominadas pela estrela companheira. A estrela companheira OB tem um vento estelar substancial que remove entre 10^{-6} e $10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ com velocidade terminal maior que 2000 km s^{-1} . Se a órbita da estrela de nêutrons ou buraco negro for suficientemente próxima ela pode capturar uma fração significativa do vento, o suficiente para tornar a binária uma fonte notável de raios-X. Os raios-X podem se propagar até o observador através do vento, resultando em absorções no espectro de raios-X. O transbordamento do lobo de Roche pode também ser um meio de aumentar a taxa de transferência de matéria na BXAM. Entretanto, se a razão entre a massa da estrela companheira e a do objeto compacto for muito maior que 1, a transferência de matéria via lobo de Roche será instável $\sim 10^5$ anos após começada (Savonije 1983). Um quase-transbordamento do lobo de Roche pode ocorrer quando a supergigante aproxima-se de preencher seu lobo de Roche; neste caso a gravidade próximo ao ponto Lagrangeano interno é reduzida, fazendo com que o vento seja focalizado para o objeto compacto (Friend & Castor 1982).

Muitas binárias de raios-X são fontes *transientes* que aparecem em escala de tempo de poucos dias e decaem após várias dezenas ou centenas de dias (White, Kaluziński & Swank 1984; Van Paradijs & Verbunt 1984). Estas fontes transientes podem ser bastante brilhantes no céu por várias semanas antes de enfraquecerem e são particularmente importantes no estudo geral das binárias de raios-X, uma vez que elas cobrem uma ampla faixa em luminosidades (tipicamente $10^4 - 10^5$). Isto permite que modelos para regiões de emissão e processos de acréscimo sejam testados sobre uma larga gama de taxas de acréscimo de matéria. O episódio transiente pode ser resultado de uma instabilidade no disco de acréscimo ou de um episódio de ejeção de matéria da companheira. Vários transientes foram vistos recorrer em escalas de tempo que vão de dias a dezenas de anos. Algumas fontes transientes recorrem periodicamente, outras o fazem randomicamente.

Os transientes em binárias de raios-X são remissivos das erupções de tipo nova-anã na binárias do tipo Variáveis Cataclísmicas.

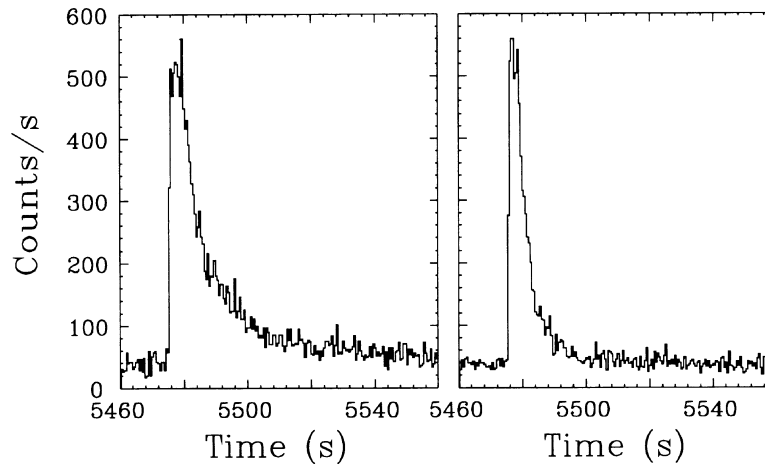


Fig. 2.1: Uma explosão em raios-X da binária 1702-429, observada pelo EXOSAT na banda 1,2-5,3 keV (esquerda) e na banda 5,3-19,0 keV (direita). (Extraído de Lewin 1995)

2.1.1 Binárias de Raios-X de Baixa Massa (BxBM)

Em uma Binária de Raios-X de Baixa Massa, BxBM, a companheira é mais tardia que o tipo A, e em alguns sistemas mais evoluídos pode mesmo ser uma anã branca. Transferência de matéria significativa irá ocorrer somente se a companheira preencher seu lobo de Roche. O aquecimento por raios-X do disco de acréscimo e a emissão da estrela companheira dominam a luz no ótico, e as BXBMs aparecem como estrelas azuis fracas (Bradt & McClintock 1983). Smith & Dhillon (1998) sugeriram que as estrelas secundárias das BXBMs sejam ligeiramente maiores do que estrelas da sequência principal de mesma massa.

O período orbital das BXBMs pode ser determinado através das observações de:

- eclipses,
- suaves modulações de natureza orbital,

- depressões (“*dips*”) na curva de luz em raios-X que ocorrem periodicamente,
- variações na velocidade radial, e/ou
- período de batimento pulsar-orbital.

A classificação como Binária de raios-X de Alta ou Baixa Massa está baseada no tipo espectral da estrela companheira, obtido através da identificação ótica e/ou da função de massa a partir das medidas de tempo de chegada do pulso em raios-X. Se nenhum destes métodos for viável, a classificação pode ser estimada com base na similaridade com as propriedades em raios-X de outros sistemas classificados.

As BXBMs se distribuem por uma ampla faixa em períodos orbitais, P_{orb} , que vai de 0.19 h até 398 h . Vários destes períodos foram mais estudados no ótico do que em raios-X. Isto acontece porque a modulação em raios-X necessita que o sistema possua um ângulo de inclinação grande para ser vista, pois nesta condição podem ocorrer eclipses das partes centrais do disco de acreção e pelo material proveniente da estrela secundária na forma de um feixe de gás, enquanto a modulação no ótico pode ser causada por efeitos muito mais sutis, como aquecimento da face da secundária por raios-X ou distorção de sua superfície por efeito de maré, que são detectáveis em uma grande faixa de inclinações. A Fig. 2.2 compara a distribuição de períodos das BXBMs com a das Variáveis Cataclísmicas (VCs), nas quais o objeto compacto é uma anã branca (ver seção 2.2). Poucas BXBMs possuem períodos na faixa correspondente ao *gap* que existe para a distribuição de períodos das VCs, entre 2h e 3h. No caso das BXBMs o *gap* de períodos se estende para baixo até $\leq 1h$ (White 1985; White & Mason 1985); nas VCs a faixa de 1–2h é populada pelos sistemas tipo SU UMa e AM Her. Esta diferença parece ser significativa uma vez que não existe efeito de seleção que limite a detecção de BXBM nesta mesma faixa.

Existem dois mecanismos que podem remover momento angular das BXBMs fazendo com que o período da binária varie, são eles: (i) vento estelar magneticamente acoplado (“*magnetic breaking*”) e (ii) emissão de ondas gravitacionais.

O primeiro pode ocorrer quando a estrela doadora de matéria, que preencheu seu

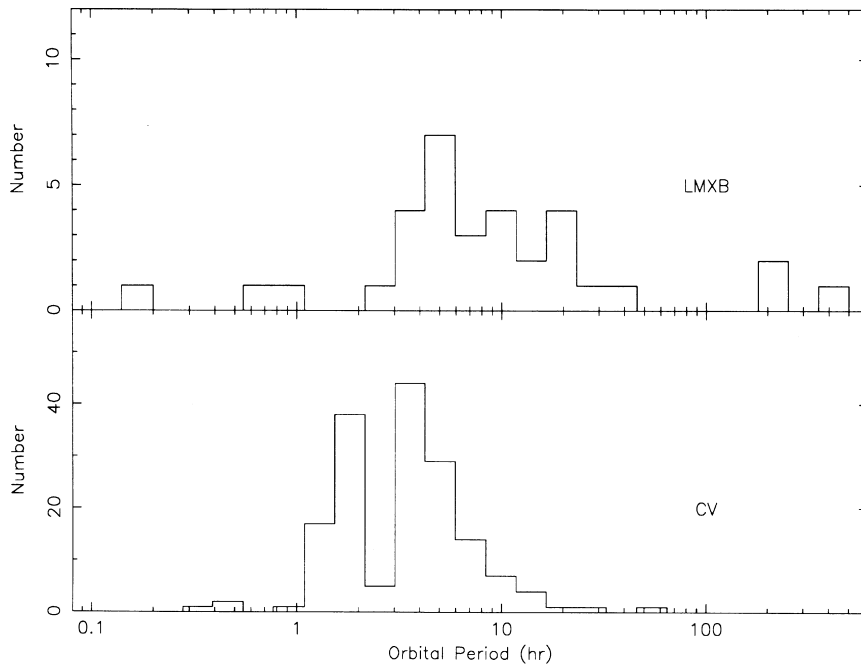


Fig. 2.2: Distribuição do número de BXBMs em função do período orbital (acima) em comparação com as Variáveis Cataclísmicas (embaixo). (Extraído de Lewin 1995)

Lobo de Roche, for uma estrela anã com um envelope convectivo tipo Solar. Tais estrelas apresentam uma coroa quente e ejeção de matéria em um vento, como também campo magnético em sua superfície. Estudos de estrelas do tipo Solar para uma larga faixa de idades mostram que sua rotação vai diminuindo com o tempo. A matéria ionizada é ejetada da estrela pelo vento e forçada a corrotacionar com a estrela, pela interação com o campo magnético, até distâncias de 5–10 raios solares ou mais, causando perda de momento angular. Este efeito também causa uma perda desprezível de matéria ($\sim 10^{-13} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$).

Num sistema binário próximo, a perda de momento angular por vento magneticamente acoplado faz com que a rotação da estrela secundária diminua. Por outro lado, as forças de maré do sistema atuam continuamente para que a estrela secundária gire em corrotação com a revolução orbital. Estes dois efeitos combinados resultam numa perda de momento angular orbital do sistema, fazendo com que o período orbital diminuia com o tempo.

Se o sistema possuir uma estrela secundária que se tornou degenerada o cenário pode mudar. Como nas anãs-brancas, o raio de uma estrela degenerada é tanto maior quanto menor for a massa da estrela, $R \propto M^{-1/3}$. Assim, a transferência de matéria (e redução de massa) faz com que a estrela secundária aumente seu tamanho, e conseqüentemente a taxa de transferência de matéria. Nestas condições, a tendência a aumentar a separação orbital (em conseqüência do crescente desbalanço das massas das componentes da binária) torna-se dominante em relação à tendência de diminuição da separação orbital (causada pela perda de momento angular orbital) e, como resultado, o período orbital passa a aumentar.

A perda de momento angular por emissão de ondas gravitacionais é importante apenas quando o período orbital for bastante curto ($P_{orb} \lesssim 2$ hs). Contrariamente ao caso das Variáveis Cataclísmicas, este mecanismo é provavelmente pouco importante para as binárias de raios-X, uma vez que existem muito poucos objetos neste faixa de períodos orbitais.

Tab. 2.1: Mudança no período orbital de BXBMs

Fonte	P_{orb} (h)	P_{orb}/\dot{P}_{orb} (ano)	Referência
X1820-303	0.18	-1×10^7	Tan et al. (1991) Sansom et al. (1989) Van der Klis et al. (1993)
X0748-676	3.8	-5×10^6 $+1 \times 10^7$	Parmar et al. (1991) Asai et al. (1993)
X1822-371	5.6	$+3 \times 10^6$	Hellier et al. (1990)
Her X-1	40.8	-8×10^7	Deeter et al. (1991)

O período orbital de quatro BXBMs foi medido com precisão suficiente para a detecção de variações de longo termo. Existem dois casos nos quais o período está *aumentando*, um no qual está *diminuindo* e um caso mais complexo. Todas as escalas de tempo de variação do período, P_o/\dot{P}_o , observadas conflitam com as expectativas evolutivas.

As mudanças no período orbital de X1822-371 e X0748-678 foram medidas a partir

dos instante de eclipse, que são indicadores bastante precisos. Para Her X-1, foi usada a medida do tempo de chegada do pulso por ser mais precisa que o instante de eclipse. Em X1820-303, a variação de período não foi detectada a partir de medidas de eclipse mas de uma suave modulação, que entretanto parece ser bastante estável para prover uma medida precisa de época. Na Tabela 1.1 estão listadas as BXBMs que apresentam variação do período orbital.

O período orbital de X1822-371 esta *aumentando* numa escala de tempo de 3×10^6 anos (Hellier et al. 1990). Isto é oposto às expectativas, já que para prover transferência de matéria requer-se que a separação orbital diminua e, como resultado, que o período diminua. O período orbital de Her X-1 está *diminuindo* numa escala de tempo -8×10^7 anos (Deeter et al. 1991), mas o valor medido é muito maior que o esperado para a taxa de transferência de matéria observada. Os 11 minutos de período de X1820-303 estão *diminuindo* em uma escala de tempo de -1×10^7 anos (Sansom et al. 1989; Tan et al. 1991). Este fato é contrário às expectativas para o caso de uma estrela companheira degenerada, que deve expandir em consequência da perda de massa, resultando em um aumento no período orbital. A mudança no período pode indicar que a binária faz parte de um trio hierárquico, ou que está sendo acelerada pelo potencial de uma nuvem próxima (van der Klis et al. 1993). Para X0748-676 a situação é um pouco mais complexa pois, combinando dados do EXOSAT com os dados obtidos com o *Ginga*, Parmar et al. (1991) determinaram que o período orbital *diminui* numa escala de tempo característica de -5×10^6 anos. Entretanto, quando dados de 3 anos subsequentes do *Ginga* são incluídos na análise, a tendência não se mantém. Ao invés disto, o ajuste quadrático para os instantes de eclipse resultam numa variação de período de $+1 \times 10^7$ anos, mas com um ajuste não muito bom. Os dados são melhor descritos por uma senoide, talvez sugestionando um sistema triplo, embora esta hipótese requeira mais observações para ser confirmada (Asai et al. 1993).

Vale frisar que variações cíclicas de período orbital parecem ser comuns em várias

binárias em interação (em particular nos sistemas similares do tipo Variáveis Cataclísmicas) que parecem estar associadas a ciclos de atividade magnética (do tipo Solar) nas estrelas secundárias em escalas de vários anos. Assim, é possível que as variações de período atualmente observadas em binárias de raios-X sejam visões parciais e incompletas de variações cíclicas de período que se tornarão mais claras à medida que as observações se estendam por intervalos de tempo maiores.

Emissão Espectral das BXBMs

Espectros de alta qualidade obtidos do final da década de 1970 mostraram que a radiação em raios-X de várias BXBMs pode ser bem descrita por uma componente de corpo negro altamente variável, em adição à uma componente de emissão *bremsstrahlung* (Swank e Selemitsos 1985). Os espectros de outras BXBMs, em particular as de baixa luminosidade, podem ser descritos por um modelo muito simples de lei de potência.

Visto do objeto compacto, um disco de acrecimento típico tem um semi-ângulo de abertura de $\sim 10^\circ - 15^\circ$ (Mason 1989; van Paradjis 1983), e intercepta aproximadamente um quarto do fluxo da fonte central, ou $\sim 10^{37} \text{ egr s}^{-1}$. Assim, a maior parte do disco é intensamente aquecido, e seu brilho excede bastante o da secundária, tipicamente uma anã K/M que possui uma luminosidade intrínseca de $\lesssim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Além do mais, a secundária frequentemente não é um local importante para o reprocessamento de raios-X por causa do modesto ângulo sólido sob o qual é vista pelo objeto compacto ($\Delta\Omega/4\pi \lesssim 0.02$) e porque parte de sua superfície está escondida da fonte de raios-X pelo disco de acrecimento. Desta maneira, exceto para poucos sistemas (p.ex. aqueles que possuem uma estrela gigante como companheira), o espectro ótico/UV de uma BXBm é o espectro de um disco de acrecimento iluminado por raios-X. O espectro ótico é tipicamente constituído de um contínuo azul ($T_{ef} \sim 25000 - 30000 \text{ K}$) e algumas linhas de emissão de alta excitação, como $HeII \lambda 4686\text{\AA}$. As linhas de emissão de Balmer são frequentemente

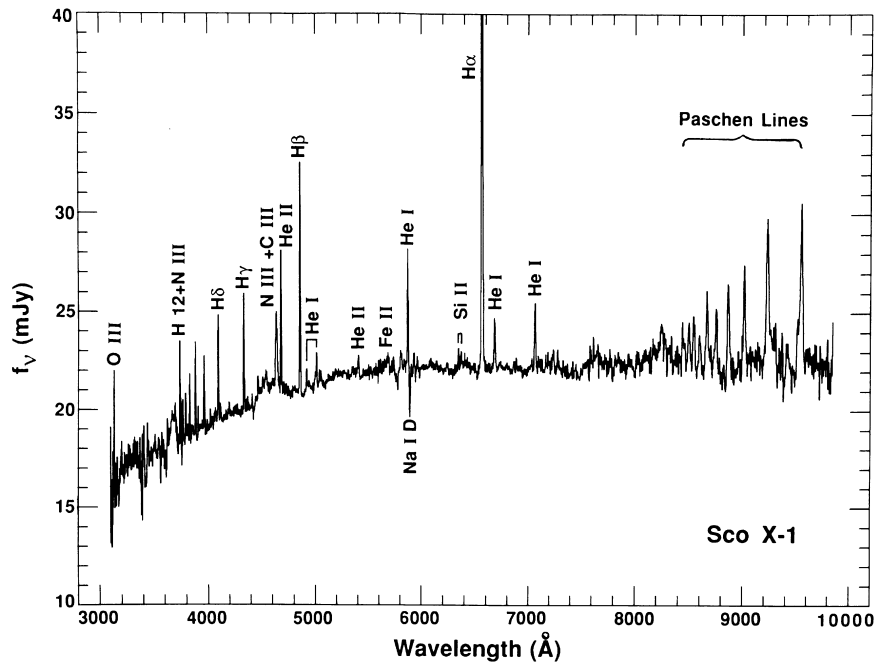


Fig. 2.3: Espectro de Sco X-1, do UV próximo ao IR próximo. (Extraído de Schachter 1989).

observadas. A Fig 2.3 mostra o espectro ótico/UV da BXB *Sco X-1*.

As propriedades espectrais globais das BXBs não eclipsantes podem ser classificadas de acordo com a luminosidade total da fonte, com um espalhamento ao redor de $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ (White, Stella e Parmar 1988). As fontes-Z (ou *Z-sources systems*) são as BXBs com alta luminosidade e são representadas por modelos de duas componentes. Uma componente é a soma de corpos negros para o disco de acreção com temperatura superficial dependente do raio, r . A outra é uma componente de corpo negro isotérmica variável associado à região de interface entre o disco de acreção e a estrela de nêutrons. A variabilidade desta componente é responsável pelo comportamento em brilho de várias BXBs, e por ter sido observado pela primeira vez em *Sco X-1* ficou conhecido como comportamento tipo *Sco X-1* (*Sco X-1 like behavior*). Este comportamento faz com que as fontes-Z fiquem distribuídas num padrão **Z**, em um diagrama cor-cor. As fontes-ilha (ou *atoll systems*) apresentam um espectro menos luminoso ($< 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) e mais simples, podendo ser modeladas por um espectro de lei de potência com índice de energia $\nu \sim 1$.

Diferente das fontes-Z, as fontes-ilha não apresentam tanta variabilidade, nem mesmo o padrão “Z” no diagrama de cor-cor. Na Fig. 2.4 mostra o comportamento das fontes-Z e fontes-ilha num diagrama cor-cor, onde *soft color* representa, aproximadamente, (3–5) keV/(1–3) keV e *hard color* representa (6.5–18) keV/(5–6.5) keV.

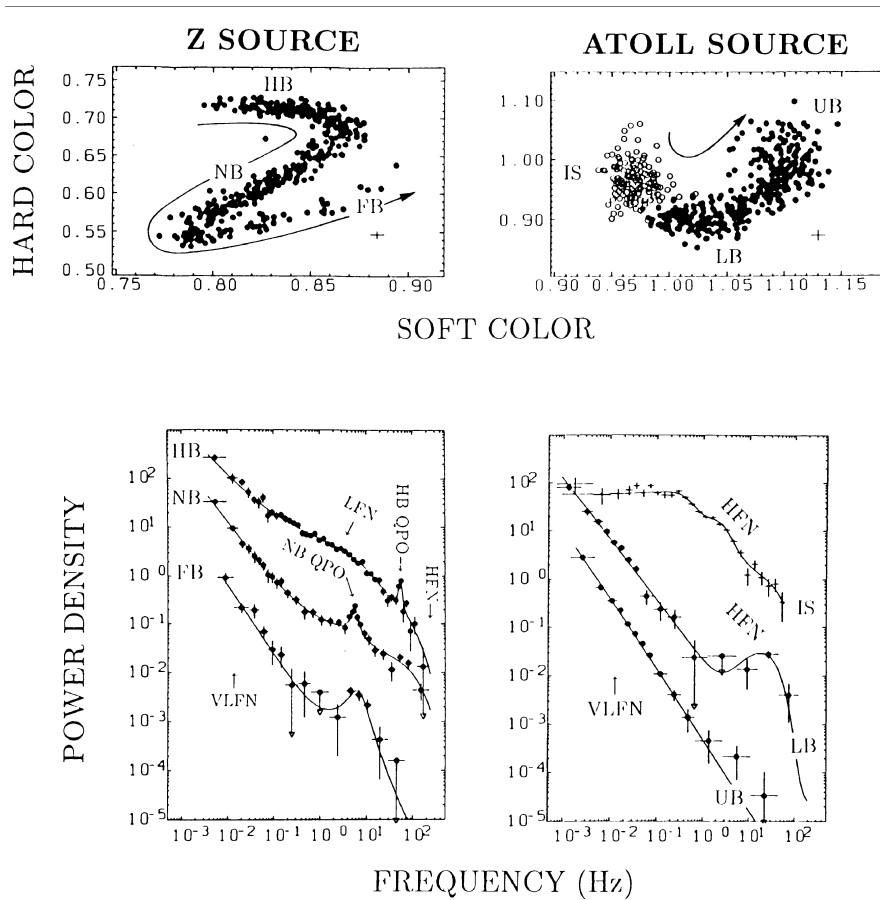


Fig. 2.4: Diagrama cor-cor em raios-X (acima) e os espectros de potência (embaixo) para as fontes-Z (esquerda) e fontes-ilha (direita). (Extraído de Hesinger & van der Klis 1989)

Origem da Emissão no Ótico

Muitas BXBMs não apresentam variações periódicas de brilho no ótico de grande amplitude, como observado em Her X-1. Em geral, a emissão no ótico não é dominada pelo

aquecimento por raios-X de um dos lados da secundária. Várias BXBMs mostram eclipses parciais da fonte no ótico. As fases do eclipse em raios-X e da curva de velocidade radial indicam que se estes objetos possuem a fonte no ótico centrada com a de raios-X.

Analisando o modelo padrão para as Variáveis Cataclísmicas, surge a idéia de que a emissão no ótico das BXBMs seja originada no disco de acrecimento. Ao contrário das Variáveis Cataclísmicas, cujo disco irradia a energia gerada internamente, a principal fonte da emissão no ótico para as BXBMs é a absorção de raios-X pelo disco de acrecimento e uma subsequente re-emissão como fótons de menor energia (reprocessamento de raios-X). A presença da linha de *NIII* $\lambda 4640\text{\AA}$ no espectro ótico de algumas BXBMs está de acordo com a sugestão de reprocessamento de raios-X (Huang 1972).

Muitas BXBMs apresentam modulação em suas curvas de luz óticas. Isto pode indicar que a distribuição do material reprocessado não é axi-simétrico ao redor da fonte de raios-X. A amplitude, A , da curva de luz depende da inclinação, i . Para sistemas com baixa inclinação (sem eclipses em raios-X ou *dips* na curva de luz) as curvas de luz são aproximadamente senoidais, com uma amplitude $A \sim 0,2 - 0,3$ mag. Para os poucos sistemas com inclinação mais alta (i.e. *dip* em raios-X mas sem eclipses), as amplitudes são $A \sim 0,5$ mag.

2.2 Variáveis Cataclísmicas

As *Variáveis Cataclísmicas* (VCs) são sistemas binários compactos nos quais a estrela primária é uma anã-branca. A estrela secundária pode ser uma gigante vermelha ou mesmo uma outra estrela degenerada. Esses sistemas têm períodos orbitais entre 1 h e 15 h. Naqueles sistemas onde o espectro da estrela secundária pode ser observado, ele é do tipo espectral G , K ou M — essas são estrelas vermelhas, mais frias do que o Sol. Para as VCs com períodos orbitais mais curtos do que $7 - 8$ h, as estrelas secundárias mostram-se indistinguíveis das estrelas da seqüência principal (Smith & Dhillon 1998).

As VCs podem ser separadas em subtipos de acordo com as suas características: novas clássicas; novas-anãs; novas recorrentes; novóides (“nova-likes”) e variáveis cataclísmicas magnéticas.

2.2.1 Novas Clássicas

As novas clássicas têm, por definição, somente uma erupção observada. A amplitude da erupção varia de 6 a 19 magnitudes e está fortemente correlacionada com a taxa na qual a nova cai de brilho após o máximo.

As erupções de novas clássicas são modeladas satisfatoriamente como explosões termonucleares descontroladas do material rico em hidrogênio que é depositado sobre a superfície da anã-branca. Uma parte crucial da física desta explosão está contida na equação de estado para a matéria degenerada, $P \propto \rho^\gamma$, que é independente da temperatura.

As Novas clássicas possuem uma interessante variedade espectral, apresentando cinco sistemas sucessivos de linhas de absorção e de emissão com uma variedade de subestruturas. O espectro *Pré-máximo* surge no começo da subida para o máximo da erupção e é caracterizado por linhas de absorção largas e deslocadas para o azul. Uma componente de emissão *P Cygni* pode aparecer nas linhas. Há somente um sistema de linhas de absorção neste estágio; as linhas largas correspondem a uma alta velocidade de dispersão. O espectro *Principal* surge quando a luminosidade visual está 0.5 mag abaixo no máximo. Este tipo de espectro é caracterizado por linhas de absorção deslocadas para velocidades negativas com relação ao espectro *Pré-máximo*; em intensidade, as linhas lembram o espectro de uma supergigante A ou F mas com um aumento de *CNO*. Um grande número de linhas de emissão aparece nesta fase, sendo que as linhas visíveis mais fortes são de *H*, *CaII*, *NaII* e *FeII* (Fig. 2.5). A maior parte da matéria ejetada pela Nova contribui para o espectro principal (Friedjung 1987). Durante a fase do espectro *Difuso-aumentado*, as linhas de absorção são bastante largas e estão duas vezes ou mais deslocadas para o azul com relação ao espectro principal (Fig. 2.5). O espectro *Orion* apresenta um deslocamento

para o azul maior quando comparado com o espectro difuso-aumentado, sendo constituído principalmente por linhas de *HeI*, *CII*, *NII* e *OII* e, numa fase posterior, de linhas de emissão de *NIII* (Fig. 2.5). O espectro *Orion* têm sua intensidade máxima quando o espectro difuso-aumentado desaparece. O espectro *Nebular* é produzido pelas primeiras componente de emissão do espectro principal. As linhas de [*OI*] e [*NII*] são intensas durante o declínio, enquanto [*OIII*] e [*NeIII*] aparecem e são intensas em comparação com as linhas de emissão permitidas *HI*, *HeI,II*, *NII,III* (Fig. 2.5). Linhas proibidas de alta ionização – ‘linhas coronais’ – aparecem no espectro da Nova se a radiação ionizante alcançar temperaturas $> 10^6 K$.

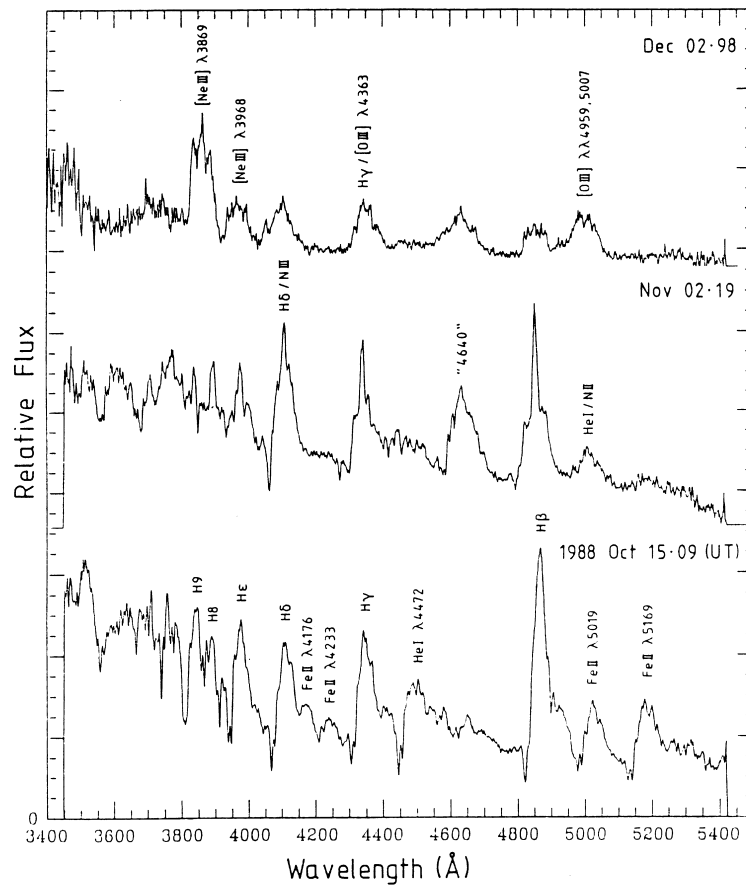


Fig. 2.5: Espectro da Nova rápida LMC 1988. Seguindo de baixo para cima, temos, respectivamente, os espectros principal misturado com o difuso aumentado, o espectro Orion e o espectro Nebular. (Extraído de Sekiguchi *et al.* 1989).

2.2.2 Novas Recorrentes

As novas recorrentes são novas clássicas previamente conhecidas que são encontradas repetindo suas erupções. A distinção entre novas recorrentes e novas-anãs é feita espectroscopicamente: em novas recorrentes (como nas novas clássicas) uma quantidade substancial de matéria ($\sim 10^{-5} M_{\odot}$) é ejetada a altas velocidades; em novas-anãs não existe material sendo perdido (mas pode haver um vento estelar aumentado durante a erupção).

As novas recorrentes apresentam um tempo de recorrência relativamente curto, em relação às novas clássicas, por ter ou um envelope com massa pequena ou uma taxa de acréscimo sobre a primária, $\dot{M}(1)$, alta, ou ambos (e.g., Warner 1995).

2.2.3 Novas-Anãs

As novas-anãs têm erupções de 2–5 mag em escalas de tempo de dias a semanas, com alguns raros objetos (e.g., WZ Sge) apresentando erupções com até 8 mag. Uma característica das erupções das novas-anãs é que não existem duas erupções idênticas para uma mesma estrela. Embora essas erupções não sejam periódicas elas apresentam um tempo de recorrência, T_n , que é característico para cada sistema.

Existem três subtipos distintos de novas-anãs, baseados na morfologia da curva de luz da erupção:

- Estrelas *Z Cam* mostram *standstills* longos de aproximadamente 0,7 mag abaixo do brilho no máximo das erupções, com duração de dias a anos, durante o qual as erupções cessam. Essas estrelas têm $P_{orb} > 3 h$.
- Estrelas *SU UMa* apresentam super-erupções nos quais a estrela alcança um estado de brilho maior ($\sim 0,7$ mag) no máximo e permanece em erupção por ~ 5 –10 vezes a duração de uma erupção normal. Todos os objetos desta classe tem períodos curtos, $P_{orb} < 3h$.

- Estrelas *U Gem* incluem todas as novas-anãs que não são estrelas do tipo *Z Cam* nem do tipo *SU UMa*. Essas estrelas possuem períodos orbitais $P_{orb} > 3 h$, ou seja, estão acima do *gap* de períodos (Warner 1995).

A fig 2.5 mostra a curva de luz de três objetos, que caracterizam as sub-classes de nova-anã.

Na estatística das VCs conhecidas, as estrelas *SU UMa* podem estar super-representadas porque seus períodos orbitais são fáceis de serem estimados, independente da inclinação, a partir das observações fotométricas realizadas durante as super-erupções¹. Os períodos orbitais das estrelas *Z Cam* e *U Gem* vêm geralmente de observações espectroscópicas, com a adição de alguns poucos obtidos das variações orbitais fotométricas (eclipses, modulação do bright spot, modulação elipsoidal infra-vermelha).

Os espectros óticos das novas-anãs em quiescência são caracterizados por linhas de emissão da série de Balmer intensas sobre um contínuo azul, junto com outras linhas fracas de *HeI* e de alguns elementos pesados. O espectro no infravermelho é caracterizado por linhas de emissão, com as larguras das linhas indicando uma origem no disco (Dhillon & Marsh 1993). Entretanto, nos sistemas com períodos orbitais longos o espectro de absorção é dominado pela contribuição da estrela secundária. O espectro no ultra-violeta apresenta um comportamento variado independente das características do espectro ótico. a distribuição espectral das novas-anãs muda de espectros com linhas de emissão em quiescência para espectros com linhas de absorção em erupção. A aparência do espectro ultra-violeta no máximo da erupção está fortemente correlacionada com a inclinação. Para os sistemas de baixa inclinação, observa-se um espectro de absorção puro que surge pela inversão das linhas de emissão mais fortes vistas em quiescência. A intensidade total das linhas de absorção diminui para inclinações maiores, até que para inclinações $70^\circ \lesssim i \lesssim 80^\circ$ há um espectro quase contínuo no máximo. Para $i \gtrsim 80^\circ$ são observadas linhas

¹ por causa dos *superhumps*, modulações de amplitude $\gtrsim 0,2$ mag e período comparável ap P_{orb} , observado em todas as super-erupções.

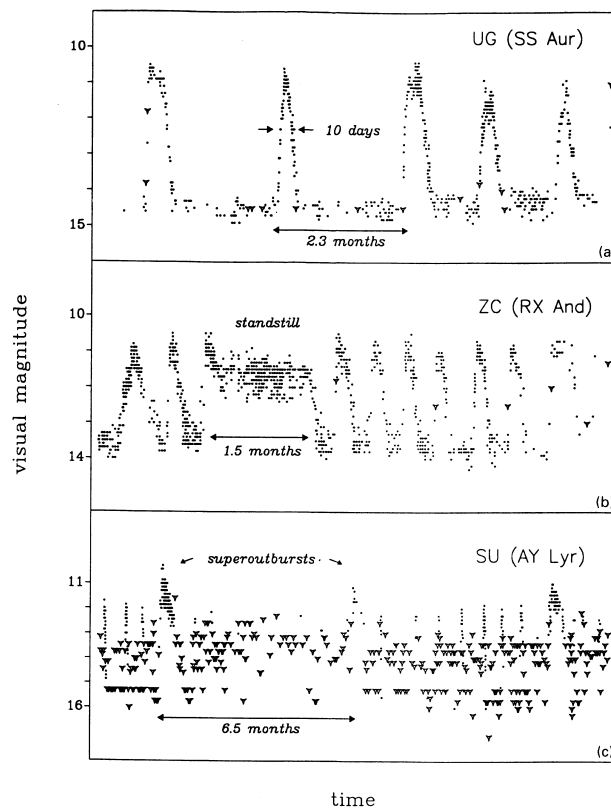


Fig. 2.6: Exemplos de curvas de luz das três sub-classes de Novas-anã, a partir dos dados da AAVSO. (a) SS Aur: erupções largas e estreitas da sub-classe U Gem; (b) RX And: típico “standstill” da sub-classe Z Cam; e (c) AY Lyr: erupções estreitas, com super-erupções infreqüentes, caracterizam a sub-classe SU UMA (Extraído de Lewin, van Paradjis, van der Heuvel 1995).

de emissão intensas (Warner 1995).

A erupção de novas-anãs é razoavelmente bem compreendida como uma liberação de energia gravitacional causada por um grande aumento temporário na taxa de transferência de matéria através do disco (e.g., Osaki 1974, Hoshi 1979, Pringle 1981). Umas poucas novas clássicas também mostram erupções de novas-anãs.

2.2.4 Novóides (“Nova-likes”)

As *nova-likes* incluem as variáveis cataclísmicas não-eruptivas e não claramente magnéticas. Esta classe possivelmente inclui pré-novas, pós-novas e talvez estrela *Z Cam* efetivamente

em *standstill* permanente. Através de observações fotométricas e espectroscópicas podemos definir algumas sub-classes para as *nova-likes*: *UX UMa*, *RW Tri*, *SW Sex* e *VY Scl*.

As estrelas *UX UMa* apresentam espectros com largas linhas de Balmer em absorção e fornecem boa oportunidade para se medir a amplitude da velocidade radial da estrela primária, $K(1)$, livre das distorções que geralmente afetam os perfis das linhas de emissão. Como esses sistemas são preferencialmente de baixa inclinação, estimativas das suas inclinações são difíceis.

As estrelas *RW Tri* possuem espectros com linhas de emissão. Ao contrário das *UX UMa*, as *RW Tri* têm inclinações tanto altas quanto baixas. Uma interpretação para essa diferenciação entre as *UX UMa* e as *RW Tri* está na importância relativa da emissão fotosférica (responsável pelas linhas em absorção) e da emissão cromosférica (responsável pelas linhas de emissão), com a emissão cromosférica sendo pouco pronunciada no caso das estrelas do tipo *UX UMa*. Estudos detalhados das binárias *RW Tri* e *UX UMa* mostram que o fluxo no contínuo é fortemente eclipsado mas as linhas são parcialmente eclipsadas. A interpretação usual para isso é que as linhas são geradas num vento verticalmente estendido ejetado pelo disco. A Fig. 2.7 mostra o espectro de um objeto do tipo *RW Tri*, *DW UMa*, em duas fases orbitais.

As *SW Sex* são sistemas encontrados numa faixa estreita de períodos orbitais, $3 \leq P_{orb} \leq 4$, e que apresentam um conjunto de características peculiares, dentre as quais se destacam (Warner 1995) :

- As linhas de baixa excitação (*HI*, *HeI*) são fracamente eclipsadas em $\phi = 0$. As linhas de alta excitação (*HeII*, *CIII/NIII*, *CII*) têm pico simples em todas as fases e são quase que totalmente eclipsadas em $\phi = 0$.
- O gradiente radial de temperatura de brilho é plano nas partes internas do disco (e.g., Rutten et al. 1992, Baptista, Steiner & Horne 1996).
- As curvas de velocidade radial das linhas de alta e baixa excitação mostram grandes

(“gas stream overflow”)(Hellier 2000).

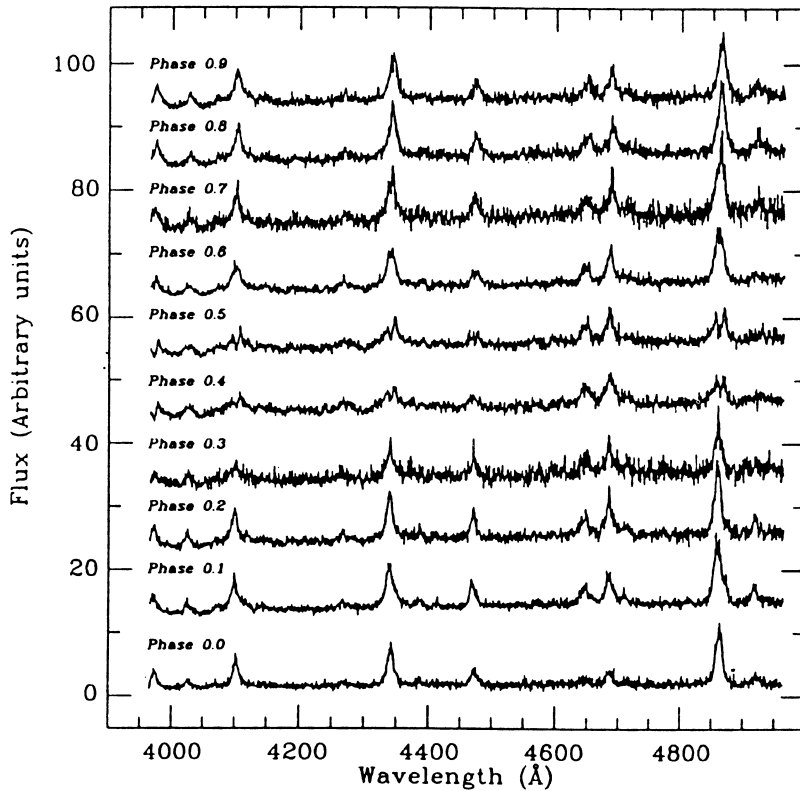


Fig. 2.8: Espectro temporalmente resolvido de V1315 Aql. Nota-se o surgimento de componentes em absorção nas linhas de Balmer e linhas de HeI próximo a fase +0,5 (Extraído de Dhillon, Marsh & Jones *et al.* 1991).

As estrelas *VY Scl* foram definidas fotometricamente, sendo chamadas de *anti-novas-anãs* por apresentarem, de vez em quando, uma redução de brilho de uma ou mais magnitudes por períodos prolongados nos quais os seus espectros se assemelham aos de novas-anãs em quiescência. No máximo de luz, essas estrelas apresentam características espectrais de *RW Tri*, *UX UMa* ou *SW Sex*.

As curvas de luz históricas das estrelas *VY Scl* são distintamente diferentes das curvas de luz das estrelas *Z Cam*. Uma estrela *Z Cam* que desce de standstill logo recomeça o seu ciclo de erupção, atingindo máximos de 0,5 a 1 mag mais brilhante do que em standstill. Uma estrela *VY Scl* pode ter ocasionalmente aparentes erupções quando desce do estado

alto de brilho mas essas erupções (a) na maioria apenas alcançam o brilho do estado alto e (b) têm tempos de subida e descida consideravelmente maiores do que os valores típicos das novas-anãs. A Fig. 2.9 mostra a curva de longo termo de *MV Lyr*, estrela da classe *VY Scl*, mostrando as diminuições de brilho durante a época em foi observada. Os buracos nos primeiros anos de observação são consequência da estrela ter caído a níveis de brilho mais baixos do que o limite de detecção das placas fotográficas da época.

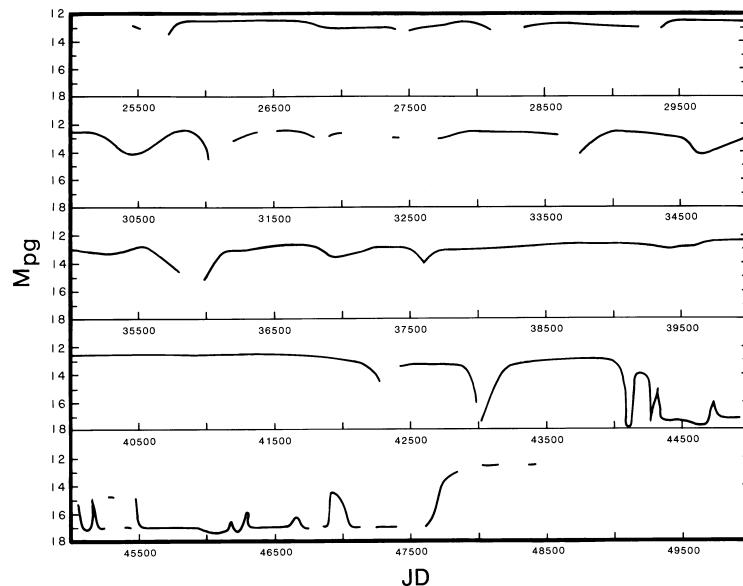


Fig. 2.9: Curva de luz de longo termo de *MV Lyr* para o período 1928-1992 (Extraído de Warner 1995).

2.2.5 VCs magnéticas

Estes são sistemas nos quais a anã-branca tem forte campo magnético, suficiente para impedir a formação do disco de acréscimo, parcial ou totalmente. Existem duas classes de VCs magnéticas: *polares* e *polares intermediárias*.

As polares possuem campos magnéticos intensos, $11 \leq B \leq 75$ MG, onde a rotação da estrela primária está em sincronia com o período orbital da binária (Warner 1995). Nestes sistemas, o fluxo de matéria da estrela secundária é acrescido sobre a anã-branca

via linhas do campo magnético, sem a formação de um disco. Elas apresentam uma grande polarização ótica circular e linear, e forte emissão de raios-X. Um dos sistemas mais conhecido é *AM Her*. A Fig. 2.10 mostra a curva de luz da polar *VV Pup*, onde se destaca a modulação orbital causada pela mudança de aspecto da coluna de acréscimo e a atividade de flickering.

As polares intermediárias possuem campos magnéticos mais fracos do que as polares, $B \sim 10^6$ G e não apresentam polarização detectável no ótico. Os sistemas pertencentes a esta classe possuem forte emissão em raios-X, mas, ao contrário das polares, a anã-branca não gira em sincronia com a órbita. Assim, existem geralmente dois períodos característicos nestas binárias, o período orbital e o período de rotação da primária (ou de spin). As estrelas *DQ Her* são um subtipo dessas.

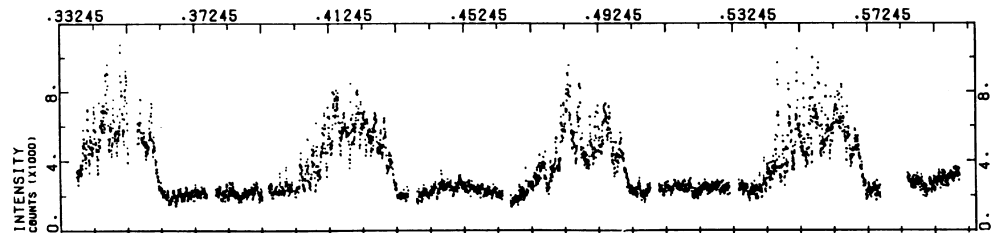


Fig. 2.10: Curva de luz da polar *VV Pup*. (Extraído de Cropper & Warner 1986).

2.3 Discos de acréscimo

Abordaremos os discos de acréscimo sob a ótica do acréscimo sobre objetos compactos em sistemas binários. Uma das características fundamentais de sistemas binários próximos como as BXBMs e as VCs é a transferência e posterior acréscimo de matéria da estrela secundária sobre o objeto compacto. A importância do acréscimo está relacionada com o fato de que estrelas em um sistema binário sofrem transferência de matéria em algum momento ao longo da sua vida. Para poder atingir a estrela primária o material trans-

ferido precisa perder seu momento angular, o que acaba levando à formação de *discos de acrecimento* em torno da estrela primária quando o objeto compacto não for fortemente magnetizado.

Na maioria das BXBMs e VCs, a transferência de matéria dá-se por extravazamento do lobo de Roche. Supondo que não existam campos magnéticos intensos que alterem o comportamento dinâmico do gás transferido pela secundária, a matéria que flui para o lobo primário pelo *ponto Lagrangeano interno* (L_1) tem momento angular específico elevado e não pode ser acrescida diretamente à estrela compacta. Deve haver um mecanismo eficiente que remova o momento angular do gás orbitando a estrela compacta para que este possa ser acrescido.

Vamos seguir a linha de apresentação de Pringle (1981) e Frank *et al.* (1985), tomando um sistema de coordenadas cilíndricas (R, ϕ, z) centrado na estrela compacta. Vamos supor que o gás emite radiação eficientemente, e que a escala de tempo dos processos de viscosidade (processos que redistribuam o momento angular entre o gás orbitante) seja muito maior que as escalas radiativa e dinâmica (orbital). Neste caso o gás pode perder energia mantendo praticamente inalterado o seu momento angular, e, em consequência, descreverá órbitas circulares (que são as de menor energia para um dado momento angular). Se a quantidade de momento angular perdida neste processo não for muito grande, o gás circundará a estrela compacta no plano da órbita do sistema binário num raio R_{circ} tal que o momento angular específico da órbita Kepleriana de mesmo raio seja igual ao do gás ao penetrar o lobo primário. Podemos escrever,

$$\frac{R_{circ}}{a} = \frac{4\pi^2}{GM_*P^2}a^3 \left(\frac{R_{L_1}}{a} \right)^4 \quad (2.1)$$

onde a é a distância entre as estrelas (separação orbital), M_* a massa da estrela compacta, P o período orbital do sistema binário, R_{L_1} a distância da primária ao ponto L_1 , e G a

constante de gravitação. R_{circ} é geralmente chamado de *raio de circularização*.

Assim, a matéria transferida pelo ponto L_1 orbitará a estrela compacta num anel de raio $R=R_{circ}$. A existência de rotação diferencial neste anel, associada a processos dissipativos (choques, dissipação viscosa), converterá parte da energia cinética global do gás em energia térmica que será liberada sob forma de radiação. O atrito entre as camadas vizinhas no anel provoca a transferência de momento angular da camada mais interna para a camada mais externa. Esta, em consequência, tende a se deslocar para raios mais externos enquanto o gás na camada interna – pela contínua perda de energia e momento angular – espirala lentamente na direção da estrela compacta, ajustando-se a uma órbita mais interna. Este processo é uma forma eficiente de transformar energia potencial gravitacional em radiação e dá origem aos discos de acrecimento.

Com o disco completamente estabelecido, o fluxo de matéria proveniente da estrela secundária choca-se com a borda externa do disco com velocidades supersônicas, criando uma área aquecida (o *bright spot*) que pode chegar a irradiar tanta energia no ótico quanto todas as outras componentes combinadas (estrela primária, secundária e o disco). A posição do bright spot é determinada pela intersecção da trajetória do fluxo de matéria com a borda externa do disco (p.ex., Wood *et al.* 1986).

A viscosidade governa a estrutura local do disco e a escala de tempo de evolução do mesmo. Dada uma viscosidade e um mecanismo de radiação é possível construir um modelo de disco de acrecimento. Existe, no entanto, grande incerteza quanto à natureza do mecanismo responsável pela viscosidade em discos de acrecimento. A maneira mais proveitosa de abordar a questão deve-se a Shakura & Sunyaev (1973) e seu modelo- α , onde os esforços viscosos são assumidos como uma fração constante α da pressão. Este é também conhecido como o *modelo padrão* de discos de acrecimento. Apesar de simplista este tratamento demonstrou-se bastante útil, estimulando uma abordagem semi-empírica onde a magnitude do parâmetro α pode ser estimada a partir da comparação entre a teoria e observação. Na Fig. 2.11 contém um esquema com as etapas do processo de formação

de um disco de acréscimo.

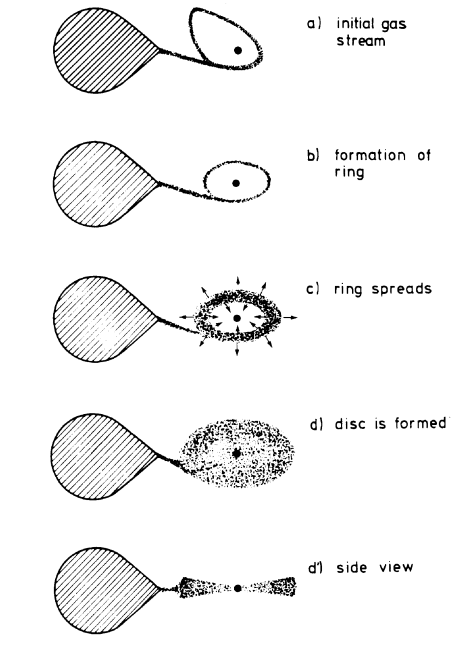


Fig. 2.11: Ilustração esquemática da formação inicial do anel e sua evolução para um disco (Extraído de Verbunt 1982).

2.3.1 Modelo Padrão

O modelo padrão de discos de acréscimo assume simetria azimutal e disco fisicamente fino. Para a maioria dos casos a massa total do disco é desprezível comparada à massa da estrela compacta e a gravidade própria pode ser desprezada. Em consequência destas suposições, as órbitas circulares são Keplerianas, com velocidade angular,

$$\Omega_k(R) = \left(\frac{GM_*}{R^3} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

e o movimento do gás no disco (basicamente na direção azimutal, $v_\phi \gg v_R$) é altamente supersônico,

$$v_\phi = \left(\frac{GM_*}{R} \right)^{1/2} \gg c_s \sim \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

onde c_s é a velocidade do som na matéria do disco, e P e ρ são, respectivamente, pressão e densidade.

Num *disco fino estacionário* não existe variação temporal das grandezas envolvidas, e a solução das equações de conservação da massa e momento angular leva à expressão,

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (2.4)$$

onde \dot{M} é a taxa de acréscimo (g s^{-1}) no disco e R_* é o raio da estrela compacta. Este resultado é válido para uma estrela central de rotação lenta [$\Omega_* \ll \Omega_k(R_*)$], e supõe que o disco se estenda até praticamente a superfície da estrela compacta em $R_{in} = R_* + b$ ($b \ll R_*$). A *região de desaceleração* ("boundary layer") entre o raio interno do disco (R_{in}) e a superfície da estrela compacta é responsável pelo freamento do gás das altas velocidades Keplerianas em R_{in} , do disco, até o repouso. Os torques viscosos atuando entre anéis vizinhos de gás no disco resultam numa taxa local de dissipação por unidade de área e tempo dada por,

$$D(R) = \frac{\nu\Sigma}{2} \left[R \frac{\partial\Omega}{\partial R} \right]^2 = 3GM_* \frac{\dot{M}}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (2.5)$$

ou seja, a taxa de dissipação de energia é independente da viscosidade. Este resultado simples e importante baseia-se na hipótese implícita de que a viscosidade pode se auto-

regular para fornecer a \dot{M} desejada.

A luminosidade total do disco de acréscimo pode ser obtida integrando-se a equação anterior entre $R=R_*$ e $R=\infty$,

$$L_{disco} = 2R_* \int_{R_*}^{\infty} D(R) 2\pi R dR = \frac{GM_* \dot{M}}{2R_*} = \frac{L_{acr}}{2} \quad (2.6)$$

onde L_{acr} é a luminosidade total disponível no processo de acréscimo. Isto significa que $1/2 L_{acr}$ está ainda disponível para ser irradiada na região de desaceleração, tornando-a tão importante quanto o disco para a emissão total. Contudo, a maior parcela da radiação aí emitida é no ultravioleta e em raios X, tendo importância relativamente reduzida na faixa do visível (Tylenda, 1981a; Frank *et al.*, 1985).

Um dos grandes atrativos do modelo padrão para discos estacionários é a forma simples com que a taxa de dissipação é escrita e sua independência da largamente desconhecida viscosidade no disco. Contudo, a estrutura vertical do disco e a opacidade dependem do mecanismo e da magnitude da viscosidade atuante. Uma abordagem mais completa do espectro emitido claramente envolve a utilização de modelos de atmosferas de disco mais elaborados, o que pressupõe um conhecimento mais sólido da física local determinante da estrutura vertical.

Como as BXBMs e as VCs parecem ser bastante semelhantes, poderia se esperar que as BXBMs mostrassem evidência direta de discos. Assim como nas VCs, as BXBMs eclipsantes devem fornecer uma oportunidade ímpar de testar a existência e investigar a emissão de seus discos de acréscimo. Porém, existe um notável deficit de sistemas eclipsantes entre as BXBMs mais luminosas. Isto é, evidentemente, o resultado de um efeito de seleção: os sistemas são muito mais brilhantes em raios-X quando visto em baixa inclinação orbital do que quando vistos a inclinações nas quais podem ocorrer eclipses pela estrela companheira.

Quando sistemas mais fracos começaram a ser descobertos, notou-se que alguns deles apresentavam características periódicas em suas curvas de luz em raios-X. Geralmente estes sistemas também apresentam uma proporção mais baixa de fluxo em raios-X com relação ao fluxo ótico. Uma interpretação simples é que os raios-X produzidos próximo a estrela de nêutrons devido ao acréscimo de matéria, são espalhados por uma coroa tênue sobre as regiões centrais do disco de acréscimo (*Accretion Disc Corona*, ADC).

Esta ADC é provavelmente o resultado dos efeitos de dissipação viscosa nas camadas exteriores óticamente finas do disco; nas BXBMs, o aquecimento extra causado por irradiação de raios-X nos discos intensifica este efeito. A ADC age como uma fonte de raio-X fraca e extensa. Para altas inclinações, o disco pode obscurecer a fonte de raios-X próximo à superfície de estrela de nêutrons completamente, tornando esta fonte estendida mais perceptível. Nestas condições, eclipses pela companheira serão parciais e graduais, semelhantes aos eclipses no ótico de uma estrela por outra, em lugar de eclipses totais abruptos que poderiam ocorrer se os raios-X viessem da vizinhança da estrela de nêutrons. Para inclinações ligeiramente mais baixas a fonte pontual de raios-X torna-se visível, e podemos ter um eclipse quase-total (com fluxo residual sendo proveniente da ADC) ou ocultações causadas por partes verticalmente estendidas do disco num intervalo limitado em fase.

Em sistemas onde a fase orbital pode ser estabelecida, normalmente de dados no ótico, os *dips* são observados preferencialmente um pouco antes da conjunção superior da fonte de raios-X (i.e., quando a estrela companheira está na frente da fonte). Isto é remanescente da fase de máxima luz do bright spot em VCs. Uma das principais explicações para esta modulação orbital é assumir que a borda externa do disco é capaz de ocultar a fonte de raios-X nas regiões centrais do disco. Em altas inclinações, onde uma fonte fraca e estendida de raios-X é vista, uma modulação contínua pode ser o resultado da ocultação desta pela borda externa verticalmente extensa do disco durante quase toda a órbita da binária.

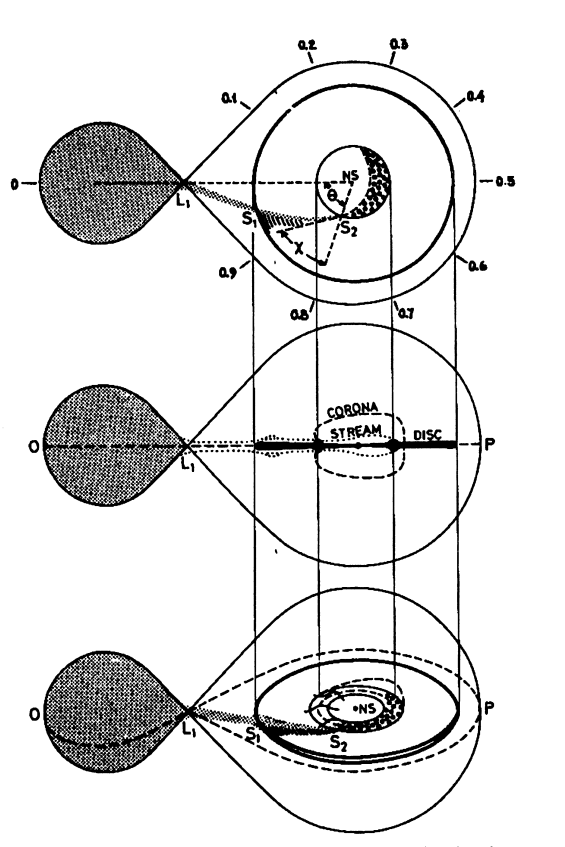


Fig. 2.12: Três visões diferentes para BXBM. A figura mais ao alto é o sistema visto de cima; a do meio mostra o sistema visto de lado; e a figura mais baixa é a visão do sistema sob uma certa inclinação. Segundo o modelo de Frank, King & Lasota (1987).

A Fig. 2.12 mostra o modelo de uma BXBM, segundo Frank, King & Lasota (1987). Está claro que este modelo implica numa divergência substancial do modelo padrão. A natureza repetitiva da modulação contínua exige uma borda externa do disco com estrutura vertical estável que deve se estender a alturas consideráveis do plano do disco. Mesmo para razões de massa pequenas, $q \sim 0.1$, a secundária é vista pela fonte de raios-X subentendendo um ângulo de $\text{sen}^{-1}(R_2/a) \gtrsim 10^\circ$, sugerindo que a estrutura do anel seja verticalmente estendida e tenha altura H' satisfazendo $H'/R_{out} \gtrsim 0.2$. O próprio aquecimento das regiões externas do disco pelos raios-X das suas partes mais internas e da ADC pode ser responsável por este espessamento significativo do disco.

2.4 Flickering em Sistemas Binários

Com a introdução da fotomultiplicadora 1P21 em meados de 1940, a fotometria fotoelétrica ganhou sensibilidade suficiente para colocar várias VCs ao alcance observacional. O pioneiro nestes estudos foi A.P. Linnell, em Fevereiro de 1949. Suas primeiras observações revelaram variações intrínsecas com amplitudes 0,01–0,2 mag numa escala que vai de dezenas de segundos até vários minutos, e que atualmente é reconhecida como uma característica das VCs. Este *flickering*, como ficou conhecido mais tarde, foi inicialmente visto na nova recorrente T CrB (Petit 1946), na *nova-like* AE Aqr (K. Henize 1949) e na polar VV Pup (1949)[ver Fig. ??].

Na mesma época, M.F. Walker, estimulado pela descoberta de flickering de grande amplitude (acima de 0,4 magnitude em 5 minutos) em MV Lyr (Walker 1954), realizou um “survey” fotométrico para as VCs e achou variações rápidas de brilho em treze remanescentes de nova, três *nova-likes*, quatro novas-anã e uma nova recorrente. Grant (1955), notou que não havia aumento na amplitude do flickering durante a erupção de SS Cyg: pode-se dizer que a luz durante a erupção é composta de uma fonte constante e da fonte de flickering com a mesma amplitude da quiescência.

A fotometria com alta resolução temporal de *U Gem* (Warner 1976) demonstrou que a amplitude do flickering é modulada da mesma forma que a curva de luz, sendo que o flickering é mais intenso no máximo do hump orbital indicando uma origem no bright spot (Fig. 2.13). O fato do flickering desaparecer durante o eclipse mostrou que é o hot spot que sofre ocultação nestas fases. Estas observações serviram para mostrar, com clareza, que a fonte principal de flickering neste sistema é o bright spot. Observações HST de *IP Peg* mostram o mesmo fenômeno para as curvas de luz no UV (Horne 1993).

Porém, existem sistemas nos quais a amplitude do flickering sofre pouca ou nenhuma redução durante o eclipse do bright spot, indicando que a fonte principal do flickering pode estar localizada em outro lugar. Vogt et al. (1981) notou um forte flickering em *OY*

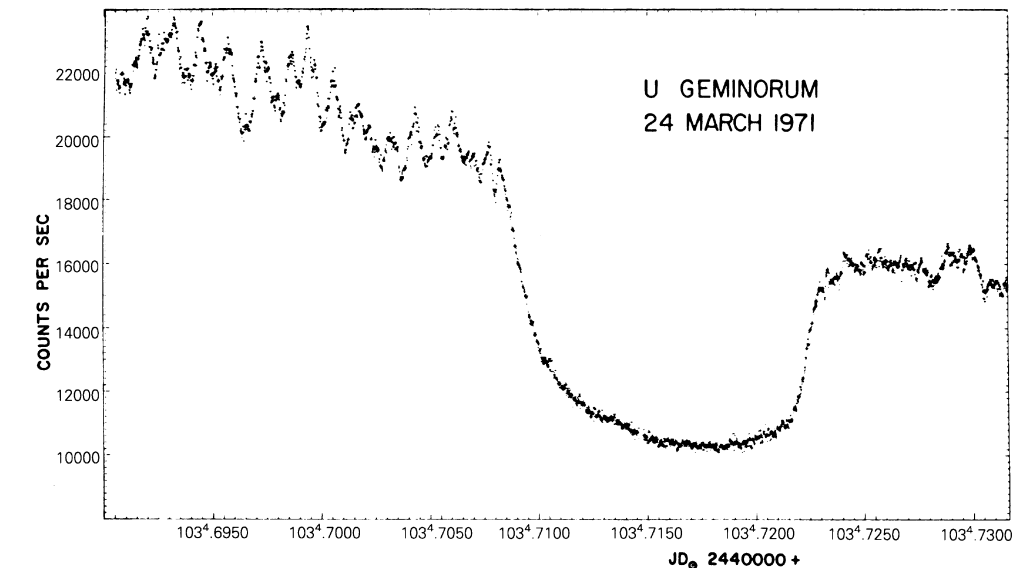


Fig. 2.13: Curva de luz de U Gem com resolução de 2s. Nota-se a intensa atividade de flickering antes do eclipse e como a mesma é consideravelmente reduzida durante o eclipse, sugerindo que o bright spot neste sistema é a principal fonte de flickering (Extraído de Warner 1976).

Car mesmo com o bright spot eclipsado. O mesmo foi observado em *HT Cas* (Patterson 1981). Horne & Stiening (1985) e O'Donoghue, Fairall & Warner (1987) deduziram que o flickering nas *novas-like* eclipsantes *RW Tri* e *VZ Scl* esta localizado próximo ao centro de seus discos de acréscimo. isto leva à sugestão de que em todas as VCs existam duas fontes de flickering – o bright spot e a região turbulenta nas partes centrais do disco – e a importância relativa de cada uma varia de sistema para sistema (Bruch 2000). Por outro lado, o fato de que os sistemas do tipo Polar – que não têm discos de acréscimo – apresentarem flickering pronunciado sugere que o flickering está mais associado ao processo de transferência de matéria em sí, do que à viscosidade ou turbulência em discos de acréscimo.

Bruch (1992) realizou um estudo observacional sistemático do flickering em VCs mostrando que o espectro de potência é não-estacionario e muito diferente de um objeto para outro objeto. Welsh (1996) obtém o espectro do flickering para a *nova-like* *TT Ari*, mostrando

que esta radiação é bastante azul.

Apesar dos vários trabalhos publicados recentemente, em particular em VCs eclipsantes, o flickering continua sendo o aspecto menos compreendido dos processos de acréscimo. A situação é ainda mais precária no caso das BXBMs, uma vez que nenhum estudo específico sobre flickering foi ainda realizados nestes objetos.

Capítulo 3

Estudo multicolor do flickering em X1822-37

3.1 *Histórico de X1822-37*

X1822-37 é a mais brilhante BXBM eclipsante presentemente conhecida. Sua curva de luz em raios-X apresenta uma modulação de 5,57 horas causada pela ocultação do disco pela secundária (eclipse) e pela borda espessa do disco (depressão ou “dip”) associada com a região de impacto entre o feixe de matéria proveniente da secundária e a borda externa do disco (White & Holt 1982; Hellier & Mason 1989). Em BXBMs eclipsantes, a borda espessa pode permanentemente ocultar as partes internas do disco da nossa visão, levando a uma emissão em raios-X relativamente mais fraca em comparação com o brilho no ótico (p.ex., em X1822-37 temos $L_x/L_{opt} = 20$). Sistemas como X1822-37 são denominados fontes com ADC, porque nestes sistemas a emissão em raios-X é visível por espalhamento em um vento ou coroa que envolve o disco de acréscimo. Suas propriedades no ótico podem ser entendidas em termos do reprocessamento de raios-X na estrela secundária ou no disco de acréscimo.

O modelo empírico com componentes para as partes internas e externas do disco proposto por Hellier & Mason (1989) fornece uma estimativa para o raio da ADC de

$R_{ADC} \sim 0,47 R_{\odot}$, uma faixa de inclinação $i = 82^{\circ} - 87^{\circ}$, e uma meia-espessura do disco $h_d = 0,08 - 0,22 R_{\odot}$. O trabalho similar de White & Holt (1982) resulta em $R_{ADC} \sim 0,3 R_{\odot}$ e $i = 70^{\circ} - 79^{\circ}$. Harlaftis et al. (1997) mediram um limite inferior para a velocidade radial da secundária de $K_C > 225 \text{ km s}^{-1}$, sugerindo um tipo espectral M. Mason et al. (1980) assumiram uma relação massa-raio da seqüência principal para a estrela secundária e obtiveram $0,4 < M_2/M_{\odot} < 0,8$ e um raio $0,5 < R_2/R_{\odot} < 0,7$. Cowley et al. (1982) obtém uma razão de massa na faixa de $3 < q(= M_1/M_2) < 5$, resultando em uma massa para a secundária de $0,13 - 0,33 M_{\odot}$, e sugerem que a secundária seja **sub-massiva** para o seu raio e luminosidade.

A distância até X1822-37 é um tanto incerta. Um limite inferior de 600 pc foi calculado por Mason et al. (1980) através do avermelhamento das cores. Mason & Cordova (1982) ajustaram curvas de luz no ultra-violeta, ótico e infra-vermelho e estimaram uma distância de $d = 1 - 5 \text{ Kpc}$, com valor mais provável entre $2 - 3 \text{ Kpc}$.

Mason et al. (1980) sugerem a existência de um mínimo secundário raso ($\Delta m = 0,15 - 0,2 \text{ mag}$) centrado em fase orbital $+0,5$, presumivelmente causado por uma modulação elipsoidal da luz da secundária com um possível eclipse desta estrela pelo disco de acréscimo geometricamente espesso. Apesar dos modelos de Mason & Córdova (1982a) e Hellier & Mason (1989) descreverem razoavelmente bem as curvas de luz, o ajuste deles ao redor de fase $+0,5$ é de baixa qualidade e não melhora significativamente com a inclusão de uma componente de aquecimento da estrela secundária. Estas sugestões não foram apropriadamente abordadas na literatura por haver apenas um punhado de eclipses no ótico, com o comportamento em fase $+0,5$ em geral esquecido ou ignorado.

White et al. (1981) observaram que os instantes de eclipse no ótico estavam *adiantados* em relação aos instantes em raios-X por 13 minutos. Entretanto, esta diferença é comparável ao erro na efeméride adotada por eles. Por outro lado, Hellier & Mason (1989) observaram instantes de eclipse no ótico *atrasados*, possivelmente por $\simeq 3$ minutos, com relação aos instantes em raios-X (Hellier & Mason 1994), e sugeriram que isto deve ser

consequência do centro da luz ótica estar deslocado do eixo principal da binária. Atualmente, existe apenas um punhado de curvas de luz de X1822-37 separadas por anos e com resolução temporal pobre ($\simeq 5$ min), o que impede um estudo mais amplo desta binária no ótico.

Neste capítulo reportamos a análise de dados de fotometria rápida de X1822-37 no ótico. As observações e os procedimentos de redução dos dados estão descritos na seção 3.2. Obtemos uma efeméride ótica revisada e calculamos um limite superior para a variação do período orbital na seção 3.3. Na seção 3.4 apresentamos e discutimos curvas orbitais médias em UBVR_I e calculamos a dependência orbital do flickering ótico em função do comprimento de onda. Na seção 3.5 usamos fluxos UBVR_I médios em fases selecionadas para separar a emissão das diferentes fontes no sistema. A dependência do flickering ótico com a frequência é investigada na seção 3.6.

3.2 Observação e redução de dados

As observações foram realizadas com os telescópios de 1,6-m e 0,6-m do Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA/CNPq) entre 1996 e 2000. Foram coletadas ao total oito curvas de luz cobrindo 6 eclipses. Os dados de 1996 foram obtidos com um fotômetro fotoelétrico (FOTRAP), e os dados restantes com uma câmera CCD. A Tabela 3.1 contém um resumo das observações. A coluna Δt fornece a resolução temporal (para as monitorias com o FOTRAP) ou o tempo de integração (para as monitorias com CCD). A coluna Q descreve a qualidade das noites de observações.

O FOTRAP é um fotômetro de 1 canal com uma roda de filtros de alta frequência de giro (20 Hz) que permite obter medidas quase simultâneas em 6 bandas. O seu sistema fotométrico é bastante próximo ao sistema UBVR_I de Johnson-Cousins como definido por Bessell (1990). A posição restante na roda de filtros é usada para observações em luz integral (W). A fotomultiplicadora é uma Hamamatsu R943-02. As observações foram

Tab. 3.1: Jornal da Observações

Data (TU)	Início (TU)	Cobertura em fase	No. de exposições	Δt (s)	Instrumento	Q*
15 Jun 1996	4:36	-0,59; -0,06	665	16	FOTRAP	A
	23:51	-0,13; +0,24	467	16	FOTRAP	A
16 Jun 1996	5:12	-0,18; +0,40	727	16	FOTRAP	A
17 Jun 1996	23:38	-0,56; +0,24	1003	16	FOTRAP	B
18 Jun 1996	4:32	-0,68; +0,04	900	16	FOTRAP	B
14 Jul 1999	4:40	-0,21; +0,06	172	20	CCD	C
30 Jul 2000	22:18	-0,11; +0,12	117	30	CCD	C
25 Ago 2000	22:07	-0,12; +0,17	144	35	CCD	B

* **A**= Fotométrico (estrela de comparação estável); **B**= Bom (algumas variações de céu); **C**= Ruim (grandes variações e/ou passagens de nuvens)

realizadas com um pequeno diafragma de 9,1 segundos de arco para evitar contaminação pela luz de uma estrela companheira próxima. As Medidas de céu foram feitas a intervalos de 20-30 minutos em uma posição 40 segundo de arco a Leste da variável, exceto durante o eclipse. As medidas de céu foram ajustadas por uma função spline cúbico e então subtraídas dos dados brutos. Uma estrela de comparação próxima também foi observada regularmente para monitorar a presença de nuvens e variações de transparência do céu. A partir destas observações confirmamos que todas as monitorias com o FOTRAP foram obtidas com céu de boa qualidade. Coeficientes de extinção e de transformação para o sistema UBVRI padrão, para cada noite, foram calculados a partir de observações de estrelas-padrão das regiões-E do Graham (1982) e padrões espectro-fotométricas azuis de Stone & Baldwin (1983). Um estudo detalhado sobre a confiabilidade da transformação de medidas no sistema natural do FOTRAP ao sistema UBVRI padrão pode ser encontrado em Jablonski et al. (1994). Usamos as expressões de Lamla (1981) para transformar magnitudes UBVRI em unidades de densidade de fluxo. A calibração absoluta das observações tem uma precisão melhor que 10 por cento. Para a redução de dados em luz integral adotamos coeficientes médios de extinção previamente determinados para

a fotomultiplicadora e local de observação (Jablonski & Baptista, comunicação privada).

Séries temporais de fotometria diferencial de X1822-37 na banda B foram obtidas com uma câmera CCD EEV (385×578 pixels, 0,58 segundos de arco/pixel) em 1999 e 2000. As observações consistiram em exposições de 20–35 s usando metade da área do detetor. As imagens são rapidamente transferidas para a metade escura do detetor (modo de “frame-transfer”) e gravadas em disco durante a exposição seguinte. Este procedimento garante que o tempo morto entre as exposições é desprezível. Os dados foram reduzidos usando procedimentos padrão do IRAF¹ e incluíram a correção dos efeitos de bias e flat-field e a remoção de raios cósmicos. Um diafragma de 3,4 segundos de arcos foi utilizado para a extração da fotometria. As séries temporais foram construídas calculando-se a diferença de magnitude da variável e de um conjunto de estrelas de comparação com relação a uma estrela de referência no campo. A partir da dispersão na diferença de magnitude para estrelas de comparação com mesmo brilho que a variável, estimamos incertezas de 0,02 mag e 0,03 mag, respectivamente, para os dados coletados com os telescópios de 1,6 m e 0,6 m. Os dados foram transformados de magnitude para uma escala de fluxo assumindo um fluxo unitário para a estrela de referência.

3.3 Efeméride ótica revisada

Os instantes de eclipse foram determinados partir do ajuste de funções parabólica e cúbica ao perfil do eclipse para estimar os instantes de mínimo de luz, e usando variações do método das cordas para estimar os instantes do centro dos eclipses (p. ex., Baptista, Jablonski & Steiner 1989). O instante final de eclipse é a mediana das medidas com os procedimentos acima e a incerteza correspondente é obtida da mediana dos desvios absolutos com relação à mediana. Os instantes de eclipse medidos das curvas de luz em

¹ IRAF é distribuído pelo National Optical Astronomy Observatories, que é operado pela Association of Universities for Research in Astronomy Inc., sob o contrato com a National Science Foundation.

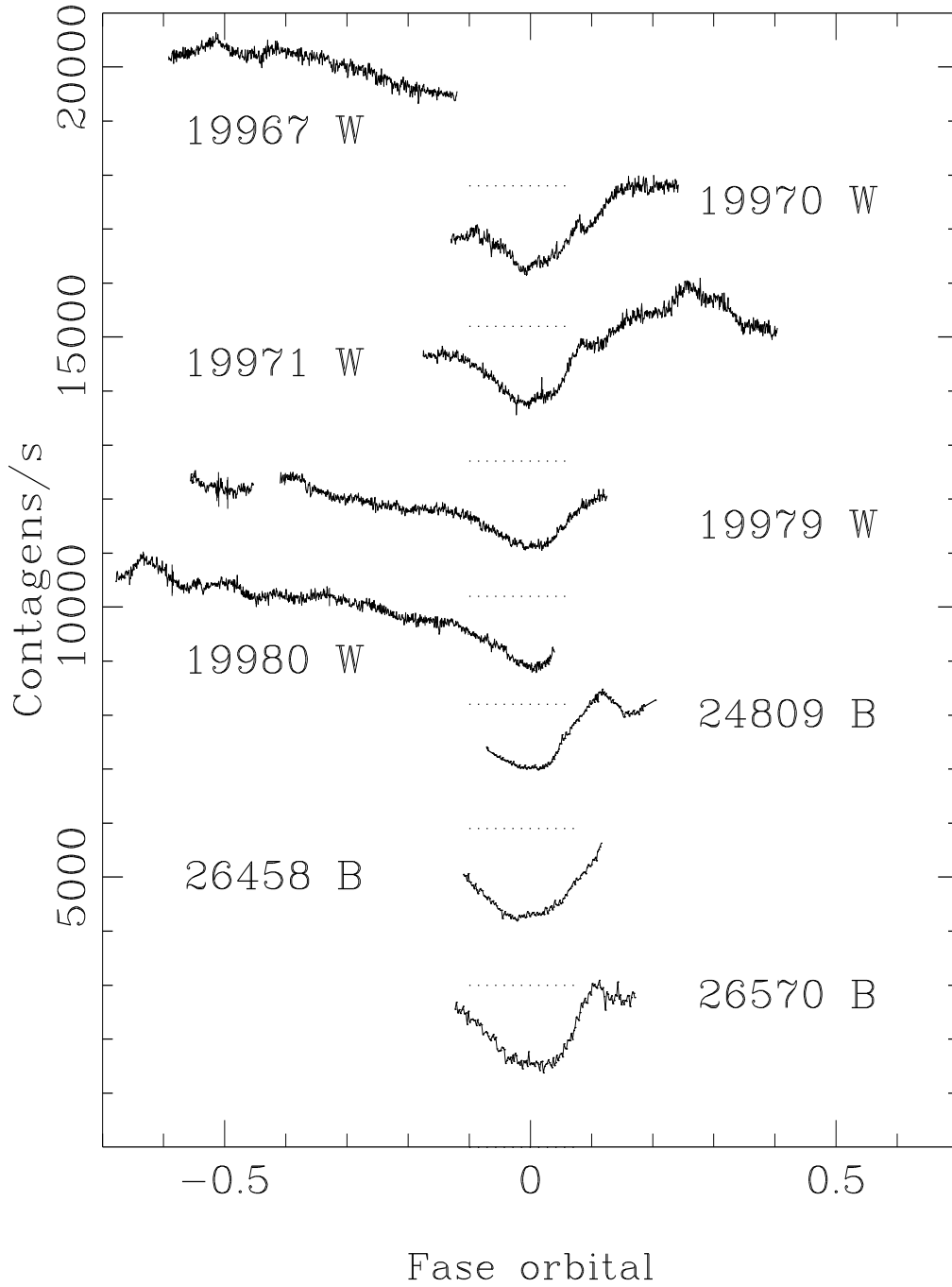


Fig. 3.1: Curvas de luz individuais de X1822-37. As curvas estão deslocadas progressivamente para cima por um valor constante. Linhas pontilhadas horizontais no centro do eclipse mostram o nível zero real de cada curva. O número indica a qual ciclo corresponde cada curva.

UBVRI e em luz integral são consistente entre si ao nível de $1-\sigma$. A correção baricêntrica e a diferença entre as escalas de tempo universal (TU) e tempo dinâmico das efemérides são menores que as incertezas nos instantes de eclipse e foram desprezadas. Os novos instantes heliocêntricos de eclipse (HJD) estão listados na Tabela 3.2 com correspondentes número de ciclo (E) e incertezas (em parênteses). Estes instantes foram adicionados aos instantes óticos de Hellier & Mason (1989) para se obter uma efeméride revisada para X1822-37.

Tab. 3.2: Instantes de eclipse de X1822-37

E	HJD	(O-C)*
(ciclos)	(2 400 000 +)	(ciclos)
19970	50250,5308(5)	-0,0035
19971	50250,7626(7)	-0,0048
19979	50252,6196(7)	-0,0043
24809	51373,7094(7)	+0,0052
26458	51756,4577(12)	+0,0060
26570	51782,4542(12)	+0,0072

* com relação à efeméride 3.1.

A efeméride linear de melhor ajuste é,

$$T_{\min} = \text{HJD } 2\,445\,615,3102(8) + 0,232\,109\,23(4) E, \quad (3.1)$$

com uma dispersão de $\sigma = 0,0203$ ciclos e um $\chi^2 = 1,46$ para 22 graus de liberdade. Valores (O-C) com relação à efeméride (3.1) estão listados na Tabela 3.3 e plotados na Fig. 3.2. Os instantes de eclipse em raios-X de Parmar et al.(2000) estão também plotados na Fig. 3.2 para comparação.

O ajuste de uma parábola aos dados não é estatisticamente significativo, com uma dispersão de $\sigma = 0,0293$ ciclos e um $\chi^2 = 1,60$ para 21 graus de liberdade, mas sugere uma variação positiva do período orbital com um limite superior para a escala de tempo de variação de $P_0/|\dot{P}| \leq 4,9 \times 10^6$ anos. Isto é consistente com a análise dos instantes em

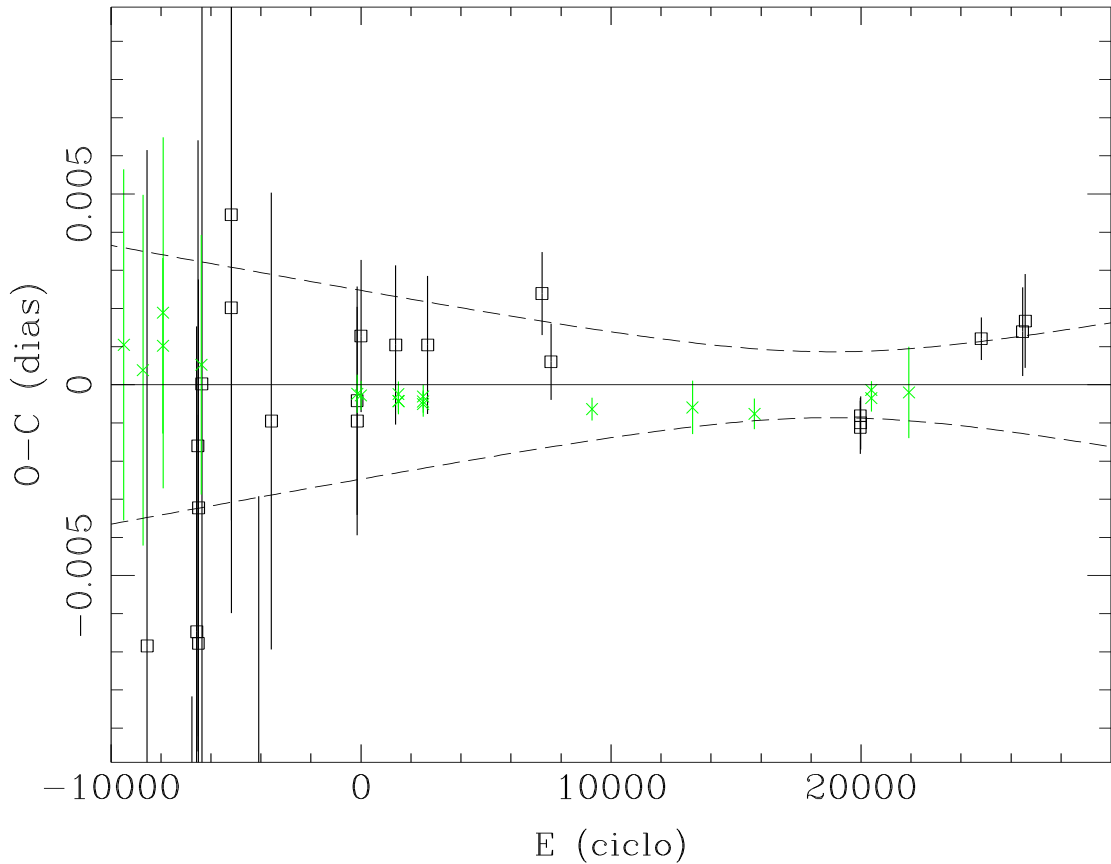


Fig. 3.2: O diagrama (O–C) com relação à efeméride linear da eq. (3.1). Os instantes no ótico são mostrados como quadrados abertos e os instantes em raios-X estão indicados como x's. As barras verticais representam as incertezas nos instantes de eclipse. As curvas tracejadas mostram as incertezas na efeméride linear ao nível de $3\text{-}\sigma$, levando em conta as covariâncias entre os parâmetros.

raios-X, que indica que o período orbital de X1822-37 aumenta numa escala de tempo de $P_0/|\dot{P}| = 3,1 \times 10^6$ anos (Hellier & Smale 1994).

Do diagrama (O–C) da Fig. 3.2 vemos que, apesar dos instantes no ótico estarem perceptivelmente atrasados em relação aos instantes em raios-X à época das observações de Hellier & Mason (1989) (i.e., em torno do ciclo 2000), não existe atraso ou avanço sistemático entre os instantes no ótico e em raios-X. O instante inicial de eclipse previsto pelas efemérides ótica e em raios-X é consistente ao nível de $1\text{-}\sigma$. A maior dispersão nos instantes de eclipse no ótico com relação aos instantes em raios-X pode ser entendida

como consequência do fato de que a luz no ótico provém de uma região extensa do disco de acrecimento cujo centro de luz varia em posição em resposta a assimetrias dependente do tempo na distribuição superficial de brilho das regiões externa do disco, enquanto a emissão em raios-X é produzida numa região compacta no centro do disco levando a instantes de eclipse mais estáveis. A maior dispersão dos instantes de eclipse no ótico é também responsável pela menor significância estatística do termo quadrático na efeméride em comparação com os resultados em raios-X.

3.4 Curvas de luz orbitais médias

Adotamos a seguinte convenção com relação às fases: conjunção ocorre em fase zero, as fases são negativas antes da conjunção e positivas após.

Afim de aumentar a relação sinal-ruído e para reduzir a influência da cintilação intrínseca (*flickering*) nas curvas de luz, as curvas individuais foram combinadas para produzir curvas de luz orbitais médias em UBVRI. Para cada banda, os dados foram divididos em um conjunto de caixas em fase de largura 0,01 ciclo, o fluxo mediano foi calculado para cada caixa e a mediana dos desvios absolutos com relação à mediana em cada caixa foi usada para a estimativa da correspondente incerteza. Para cada curva média foi produzida uma curva dos desvios quadráticos médios com relação à mediana, $\sigma_{Tot}(\phi)$. Estas curvas contém uma contribuição da estatística de contagens de fótons (que é dominante em comparação à cintilação do céu) e uma componente devido ao flickering. A curva orbital da componente de flickering pode ser obtida usando-se a relação,

$$\sigma_{Flick}(\phi) = \sqrt{\sigma_{Tot}^2(\phi) - \sigma_{Poisson}^2(\phi)} \quad , \quad (3.2)$$

onde adotamos que $\sigma_{Flick}(\phi) = 0$ quando $\sigma_{Poisson}(\phi) \geq \sigma_{Tot}(\phi)$ e $\sigma_{Poisson}(\phi)$ é determinado a partir da estatística de contagens de fótons na fase ϕ . As curvas orbitais médias UBVRI

e as curvas de flickering estão mostradas na Fig. 3.3. Traços verticais marcam as fases de ingresso e egresso do *dip* em cada banda.

As curvas orbitais mostram o eclipse mais profundo do disco pela estrela secundária entre as fases $-0,1$ e $+0,1$ superposto a um eclipse mais extenso e mais raso, interpretado como sendo o resultado da ocultação das partes internas do disco por sua borda verticalmente extensa (*dip*), que ocorre entre as fases $-0,4$ e $+0,2$. As curvas orbitais também mostram um hump orbital com máximo em fase $+0,25$ que diminui de amplitude para comprimentos de onda maiores. Não encontramos evidência de eclipse secundário em torno de fase $+0,5$ (exceto, talvez, em U) nem existe evidência de modulação elipsoidal da secundária como sugerido por Mason et al. (1980). Isto é mais facilmente visto nas curvas em comprimentos de onda maiores, onde o *dip* se inicia mais tarde tornando mais claro o comportamento em torno de fase $+0,5$. Este comportamento é contrário ao esperado para o eclipse da estrela secundária pelo disco, uma vez que a ocultação da estrela secundária vermelha deveria resultar em eclipses progressivamente mais fundos em comprimentos de onda maiores. Estes resultados indicam que a secundária em X1822-37 contribui pouco para a luz total do sistema no ótico, mesmo na banda I. Assim, associamos o decréscimo no fluxo observado anteriormente na banda B (Mason et al. 1980) e presente nas curvas médias em U e B da Fig. 3.3 com o final do hump orbital azul centrado em fase $+0,25$.

O eclipse varia de um formato em “U” com fundo arredondado em comprimentos de onda mais curtos (indicando uma distribuição de brilho mais concentrada no centro do disco) para um formato em “V” nos comprimentos de onda mais longos (revelando uma distribuição de brilho mais extensa e suave). Isto é consistente com a existência de um gradiente de temperatura na fonte de luz em torno da estrela primária, com as temperaturas caindo em direção às partes externas. Isto pode provir do esperado gradiente radial de temperatura no disco de acreção, para uma ADC opticamente fina, ou de uma estrutura de temperatura verticalmente estratificada e decrescente numa ADC opticamente espessa que oculta as regiões internas do disco de acreção.

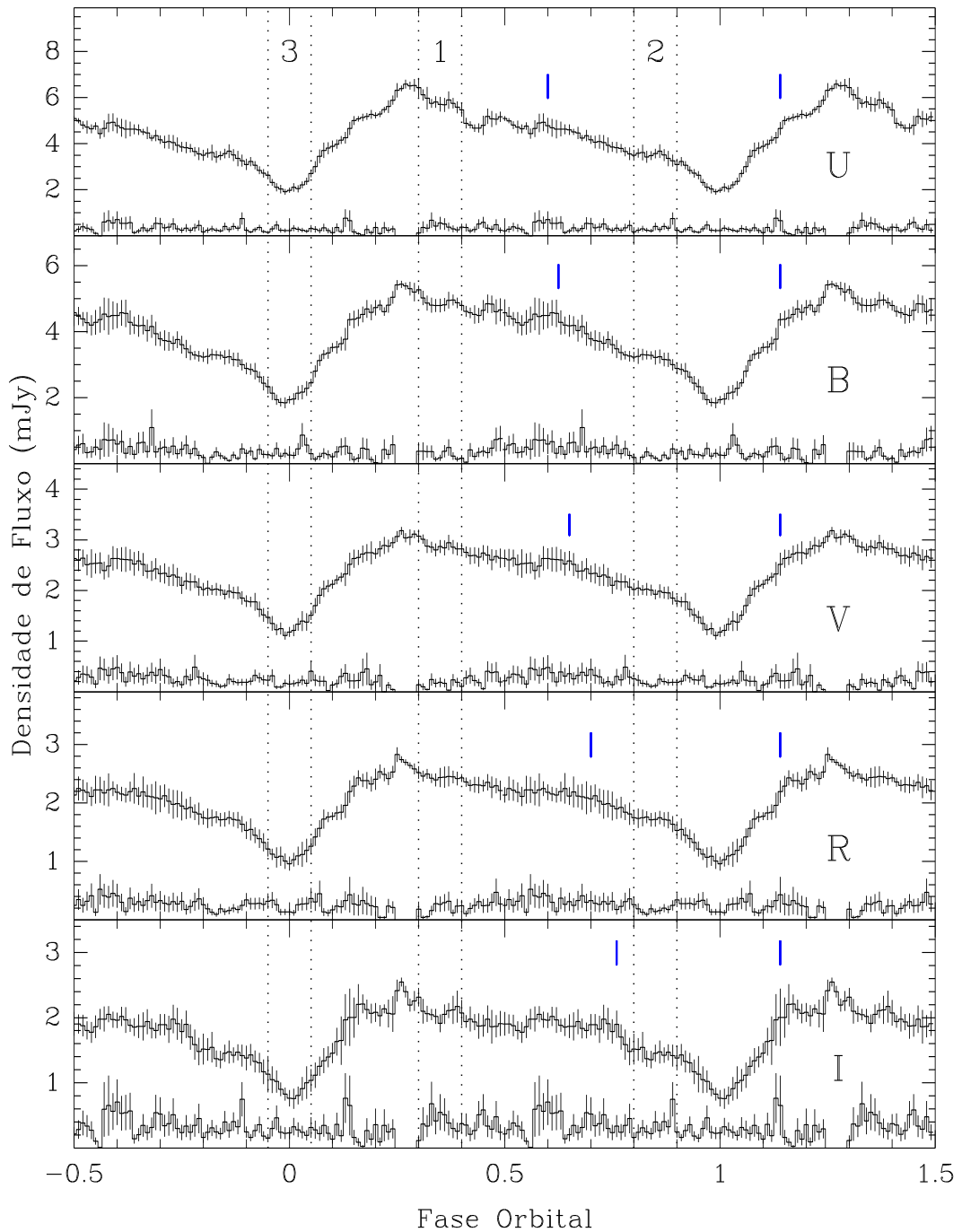


Fig. 3.3: Curvas de luz orbitais médias e curvas do flickering em UBVRI para uma resolução de 0,01 ciclos. Os dados estão repetidos em fase para uma melhor visualização. O início e fim do *dip* estão marcados com traços verticais em cada painel. As linhas verticais tracejadas mostram as três regiões selecionadas para o cálculo dos fluxos médios (seção 3.5).

Existe uma clara dependência em cor para o início da ocultação das partes internas do disco pela sua borda externa, que ocorre *antes* em comprimentos de onda mais curtos. O comportamento observado em raios-X é consistente com esta tendência, com o *dip* em raios-X iniciando-se tão cedo quanto em fase +0,4 (p.ex., Heinz & Nowak 2001). Este resultado também reflete a existência de gradiente de temperatura no disco ou na ADC e revela que o espessamento da borda externa é gradual com o azimute no ingresso. Por outro lado, o egresso da auto-ocultação do disco ocorre na mesma fase orbital para todas as cores, indicando que a espessura da borda do disco cai rapidamente neste azimute. Isto é remanescente da distribuição azimutal da espessura da borda do disco de acréscimo encontrada para a nova anã OY Car durante uma super-erupção (Billington et al. 1996), que parece aumentar abruptamente próximo à posição azimutal do bright spot e decai lentamente ao longo da direção de rotação do material no disco, se estendendo por $\simeq 180^\circ$.

A Fig. 3.4 mostra a simulação do eclipse de uma binária com um disco de acréscimo espesso, similar ao modelo proposto acima para X1822-37.

A análise das curvas orbitais de flickering permite restringir a localização da fonte de flickering no ótico em X1822-37. Se o flickering em X1822-37 é originado nas partes internas do disco (como é possivelmente o caso em variáveis do tipo Nova; ver por exemplo, Horne & Stiening 1985; Bruch 2000), então o espectro do flickering deve ser tão azul quanto o espectro das partes centrais do disco e deve existir um eclipse na curva de amplitude do flickering acompanhando a ocultação das partes internas do disco durante as fases do *dip*. Tais eclipses devem ser mais pronunciados em comprimentos de onda mais curtos. Entretanto, se o flickering é produzido no bright spot onde o feixe de gás proveniente da secundária colide com a borda externa do disco, a curva do flickering deveria mostrar um hump orbital similar ao que é visto em novas anãs em quiescência e um eclipse assimétrico (com respeito a fase 0,0) coincidente com a ocultação do bright spot pela estrela secundária (Warner 1995). Nossas curvas de luz de flickering não apresentam nenhum destes comportamentos. Não há evidência de eclipse da fonte de flickering – i.e.,

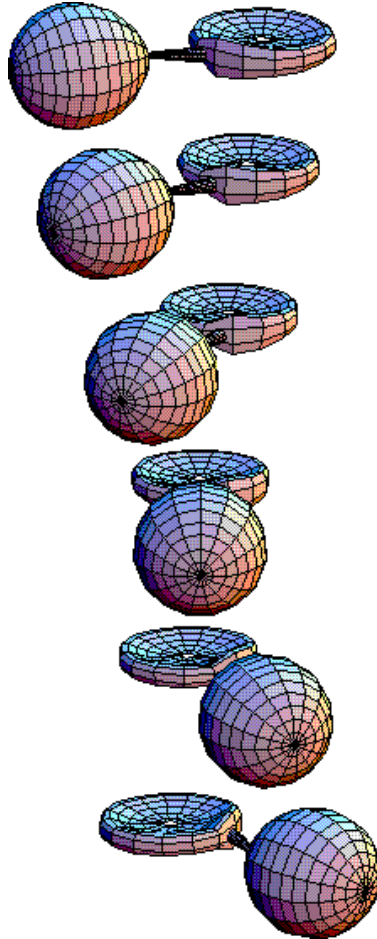


Fig. 3.4: Simulação do eclipse de um disco de acreção em uma binária compacta. A borda espessa do disco oculta as partes centrais, mais quentes e azuis do disco e progressivamente oculta regiões mais afastadas do centro (a parte de “trás” do disco), mais frias e vermelhas. A redução abrupta da espessura do disco na região do bright spot faz com que o egresso ocorra no mesmo instante para as regiões internas (azuis) e externas (vermelhas) do disco.

não existe uma redução perceptível na amplitude do flickering durante as fases de eclipse ou *dip* – e nem hump orbital nas curvas de flickering. Estas considerações sugerem que o flickering ótico em X1822-37 vem de uma região de dimensões comparáveis às da estrela secundária, possivelmente se estendendo para fora do plano orbital, de maneira a ser pouco ou não eclipsada. Isto sugere que o flickering no ótico em X1822-37 é dominado por reprocessamento de raios-X em uma ADC verticalmente extensa.

3.5 As cores do disco e do flickering

As curvas de luz orbitais em UBVR_I fornecem uma oportunidade ímpar de separar as cores das diversas fontes de luz na binária. Para este fim, definimos três faixas em fase para a extração de fluxos medianos, indicadas por linhas verticais pontilhadas na Fig. 3.3. A faixa 1 (entre +0,3 e +0,4 ciclos) representa as cores de X1822-37 fora do eclipse e do *dip*, quando tanto as partes centrais do disco quanto a sua borda externa espessa são visíveis. A região 2 (de -0,2 a -0,1 ciclos) corresponde à região onde a borda externa do disco oculta as partes centrais, e a região 3 (de -0,05 a +0,05 ciclos) corresponde ao eclipse da borda externa e espessa do disco pela secundária. Fluxos medianos em UBVR_I foram extraídos das curvas médias para cada região. A diferença entre os fluxos das regiões 1 e 2 fornece a cor das partes internas do disco ocultadas durante o *dip*, enquanto a diferença entre os fluxos das regiões 2 e 3 fornece a cor da borda externa do disco ocultada pela secundária. Os fluxos medianos (sobre todas as fases) das curvas de flickering em UBVR_I fornecem uma estimativa das cores das fontes de flickering no ótico em X1822-37. Os fluxos medidos estão mostrados como círculos cheios nos três painéis da Fig. 3.5. Em todos os casos as cores medidas são consistentes com a emissão de radiação térmica óticamente espessa.

Uma estimativa simples das dimensões e temperaturas efetivas destas fontes foi obtida ajustando-se espectros de corpo negro aos fluxos observados com o auxílio do pacote de fotometria sintética **SYNPHOT** do IRAF. Os modelos de melhor ajuste em cada caso

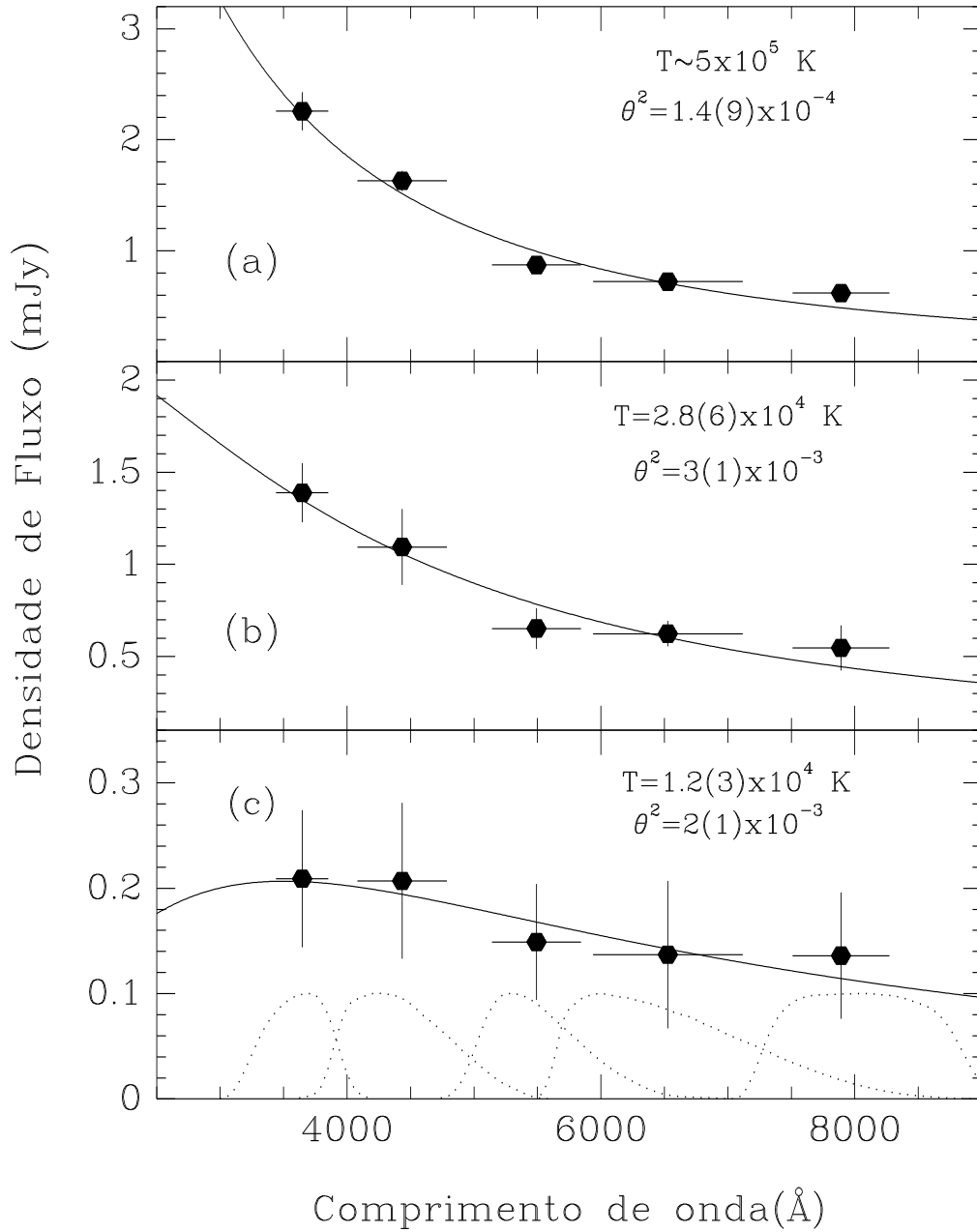


Fig. 3.5: Fluxos médios para as diferentes fontes (símbolos cheios) com as barras de erros (traços verticais) e o melhor ajuste de corpo negro (linhas sólidas). As barras horizontais marcam a largura-total à meia-altura (FWHM) em cada banda observada. a) região interna do disco (1 – 2); b) borda externa do disco (2 – 3); c) a fonte de flickering. A temperatura efetiva, T_{ef} , e o ângulo sólido, θ^2 , do modelo de melhor ajuste estão indicados em cada painel. As curvas pontilhadas no painel inferior mostram a função resposta normalizada para as bandas UBVRI.

estão mostrados como linhas cheias na Fig. 3.5. A correspondente temperatura efetiva, T_{ef} e o ângulo sólido, $\theta^2 = \pi[(R/R_\odot)/(D/kpc)]^2$, estão indicados em cada painel. As incertezas nos valores de T_{ef} e θ^2 foram obtidas por simulação de Monte Carlo variando os fluxos UBVRI medidos independentemente, de acordo com distribuições Gaussianas de desvios padrão iguais às incertezas correspondentes.

A temperatura estimada para a região central do disco é $T_{ef}(12) \sim 5 \times 10^5$ K para um ângulo sólido de $\theta_{12}^2 = (1,4 \pm 0,9) \times 10^{-4}$. As incertezas deste ajuste são dominadas pelos erros no fluxo em U e são grandes, uma vez que a inclinação do espectro no ótico não é sensível à temperatura para estas altas temperaturas. Obtivemos uma temperatura de $T_{ef}(23) = (2,8 \pm 0,6) \times 10^4$ K e um ângulo sólido $\theta_{23}^2 = (3 \pm 1) \times 10^{-3}$ para as regiões externas do disco. As cores do flickering são bem descritas por um corpo negro de temperatura $T_{ef}(Flick) = (1,2 \pm 0,3) \times 10^4$ K e um ângulo sólido de $\theta_{Flick}^2 = (2 \pm 1) \times 10^{-3}$. Nós consistentemente encontramos que as partes mais internas do disco (ocultadas durante o *dip*) são consideravelmente mais quentes e menores que as regiões externas. Os resultados também indicam que a fonte do flickering é ainda mais fria que as partes externas do disco mas tem dimensões comparáveis a esta última. Uma vez que todas as fontes estão à mesma distância, as razões entre os ângulos sólidos nos fornece uma estimativa das razões de áreas efetivas das regiões conforme projetadas no plano do céu,

$$\frac{\theta_{12}^2}{\theta_{23}^2} = \frac{A_{12}}{A_{23}} \simeq \frac{1}{21} \quad (3.3)$$

e

$$\frac{\theta_{(Flick)}^2}{\theta_{(2-3)}^2} = \frac{A_{(Flick)}}{A_{(2-3)}} \simeq 0,67 \quad (3.4)$$

Das relações(3.3) e (3.4) podemos estimar as dimensões características das partes centrais do disco e da fonte do flickering em termos das dimensões das partes externas do disco, R_{23} . Obtemos $R_{12} = 0,21 R_{23}$ e $R_{Flick} = 0,82 R_{23}$.

Como um exercício adicional, assumimos que a estrela secundária obedece à relação massa-raio para a sequência principal e estimamos seu raio a partir da expressão $R_s/R_\odot = 0,094 P_{orb}^{13/12}(h) = 0,6$ (Warner, 1995). Então assumimos que as regiões eclipsadas do disco são comparáveis em tamanho à estrela secundária e adotamos $R_{23} = R_s = 0,6 R_\odot$ para estimar uma distância de $d \simeq 19 Kpc$ para X1822-37. Este resultado não é razoável porque, uma vez que o objeto está na direção do centro da galáxia, a esta grande distância o objeto estaria sob efeito de uma extinção interestelar extremamente alta, muito maior do que a observada. Portanto, concluímos que as regiões do disco ocultadas durante o eclipse são menores do que a estrela secundária (porque a distância deve ser $d < 19 Kpc$).

Agora, invertamos a argumentação e adotamos o valor mais provável para a distância inferida por Mason & Cordova (1982), $d = 2,5 Kpc$, para termos uma estimativa do tamanho das regiões eclipsadas do disco.

Isto resulta em $A_{23} = d^2 \times \theta_{23}^2 = 0,019 (d/2,5 Kpc)^2 R_\odot^2$. Para a alta inclinação de X1822-37, a largura da região eclipsada é aproximadamente igual ao diâmetro da estrela secundária. Assumindo uma geometria toroidal, $A_{23} = (2R_s \times 2h_d)$, obtemos a meia-espessura da borda externa do disco de,

$$h_d = 0,008 \left(\frac{d}{2,5 Kpc} \right)^2 \left(\frac{R_s}{0,6 R_\odot} \right)^{-1} R_\odot \quad . \quad (3.5)$$

Deve-se notar que o resultado acima é bastante incerto uma vez que depende da distância e do raio da estrela secundária, grandezas mal determinadas. Podemos, entretanto, usar este resultado para restringir a distância até X1822-37. Para uma inclinação i , as regiões internas do disco serão ocultadas pela borda externa do disco se o semi-ângulo de abertura do disco $\alpha (= \tan^{-1}[h_d/R_d])$ é tal que $i < 90^\circ - \alpha$. Assim, para um raio do disco de $R_d \simeq 1 R_\odot$ e $i \lesssim 87^\circ$ (Hellier & Mason 1989), as regiões internas do disco apenas serão ocultada pela borda do disco se $d \gtrsim 6Kpc$. Este valor é um pouco maior que o

limite superior de 5 *Kpc* encontrado por Mason & Cordova (1982).

3.6 Análise de séries temporais

Nesta seção investigamos a dependência em fase, com também em frequência, do flickering em X1822-37. Com este fim, calculamos Transformadas de Fourier (Press et al. 1986) de fragmentos das curvas de luz individuais UBVR_I centradas em três faixas selecionadas em fase, uma cobrindo o eclipse (de $-0,1$ a $+0,1$ ciclos), uma amostrando as fases da ocultação das partes centrais do disco pela borda externa (de $-0,3$ a $-0,1$ ciclos), e uma outra amostrando as regiões longe do eclipse e do *dip* (de fases $-0,5$ a $-0,3$). Para suprimir as contribuições das componentes de baixa frequência devidas ao eclipse, *dip* e hump orbital, a correspondente curva de luz média (Fig. 3.3) foi subtraída de cada fragmento antes de serem calculados os espectros de potência. Os espectros de potência de cada fragmento foram combinados e divididos em um conjunto de caixas em frequência com resolução de $5 \times 10^{-4} Hz$ para se obter um espectro de potência mediano para cada banda e faixa em fase. As barras de erros foram calculadas a partir da mediana dos desvios absolutos com relação à mediana em cada caixa.

A Fig. 3.6 mostra os espectros de potência médios das faixas em fase para as bandas U e I. O espectro de potência é plano, sem apresentar nenhum corte em frequência. Na banda U existe uma evidência marginal de redução na potência para as altas frequências ($f > 0,01 Hz$) durante o *dip*, que torna-se clara durante o eclipse. Este efeito se torna progressivamente menos pronunciado nas bandas B e V, e desaparece nos espectros de potência das bandas R e I. Isto sugere que uma pequena contribuição ao flickering provém das partes internas e quentes do disco e/ou ADC ocultadas durante o *dip* e o eclipse.

Na banda U há um aumento claro na potência para as frequências $f \simeq 0,005 - 0,01 Hz$ durante o *dip*, que desaparece durante o eclipse. Se notarmos que o *dip* corresponde às fases onde o bright spot é visto de frente por um observador na Terra, este resultado sugere que o bright spot contribui para o flickering nestas frequências. Porém, esta contribuição

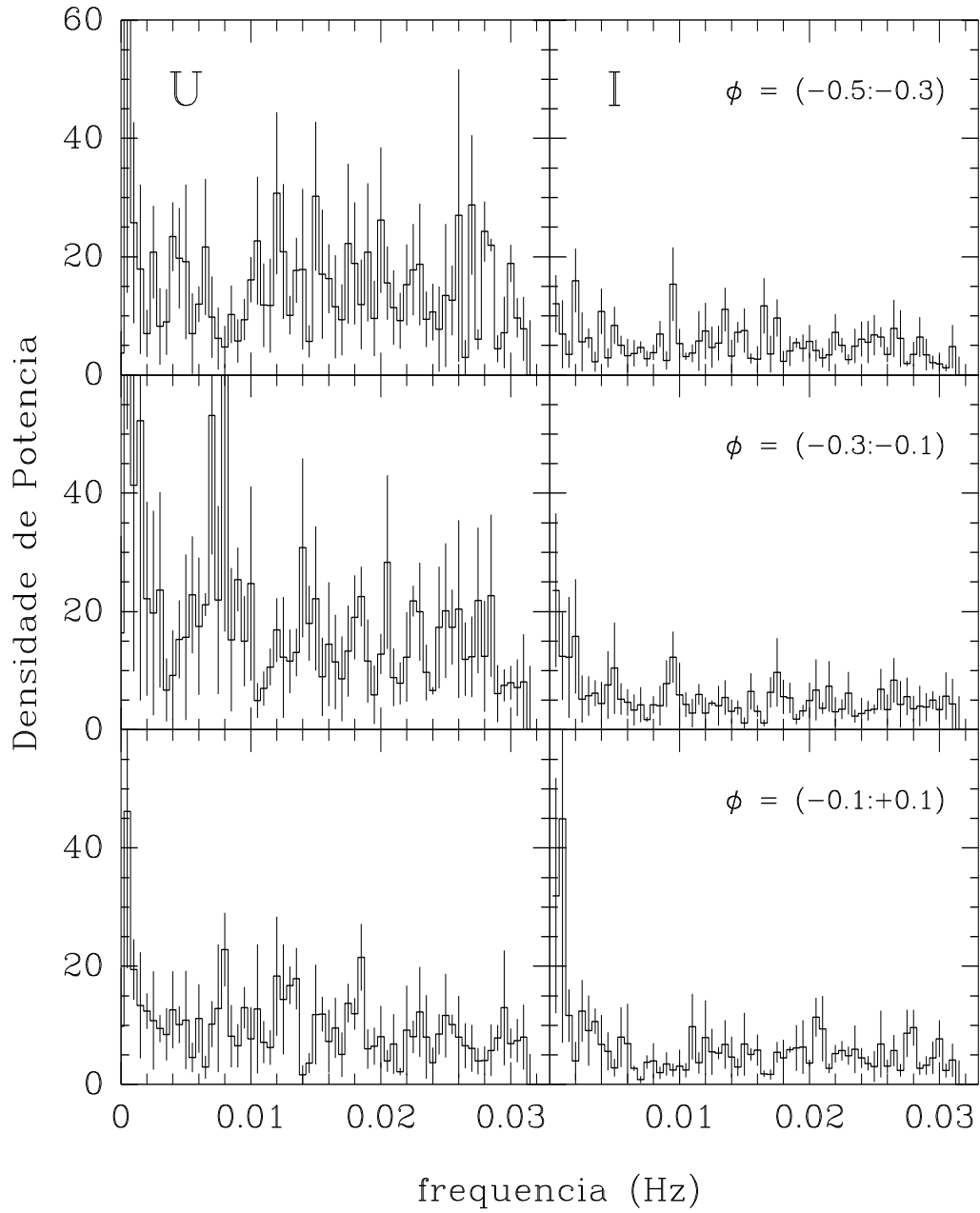


Fig. 3.6: Espectros de densidade de potência média das regiões selecionadas das curvas de luz na banda U e I, para uma resolução de $5 \times 10^{-4} \text{ Hz}$. As incertezas são mostradas como traços verticais. As faixas em fase orbital correspondentes estão indicadas em cada painel.

é pequena. A potência extra nestas frequências corresponde somente a 10 por cento da potência integrada total nesta banda, em concordância com a não detecção de eclipse na curva de flickering da Fig. 3.3.

Capítulo 4

Flickering e variações seculares em cataclísmicas eclipsantes

4.1 Introdução

A importância do estudo do flickering pode ser medida pelos seguintes argumentos :

- Ele é observado em todas as fontes cuja energia gerada é dominada por processos de acréscimo, sendo uma assinatura destes processos;
- A potência luminosa associada ao flickering pode ser uma fração substancial da luminosidade total da fonte (p. ex., é bem mais importante do que a contribuição da estrela secundária na maioria das VCs);
- O flickering é um fenômeno dependente do tempo, cujo estudo pode fornecer a chave para a compreensão do mecanismo de viscosidade em discos de acréscimo, algo que não pode ser obtido a partir de teorias independentes do tempo (i.e., modelos estacionários).

Uma vez que eclipses fornecem uma oportunidade impar de isolar a contribuição das várias fontes emisoras na binária bem como mapear a distribuição destas fontes, as VCs e BXBMs eclipsantes constituem os laboratórios mais promissores para estudos de flickering.

4.2 O projeto observacional

Em 1998 iniciamos um projeto observacional que tem como objetivo mapear a distribuição de brilho do flickering em variáveis cataclísmicas utilizando técnicas de mapeamento por eclipse. Além disto, o estudo das variações seculares permite distinguir entre variações originadas em todo o disco de variações que afetam particularmente as suas partes externas (provavelmente associadas a variações na taxa de transferência de matéria da estrela companheira). A distribuição espacial das fontes de flickering e das variações seculares é obtida aplicando-se técnicas de mapeamento por eclipses às curvas orbitais da amplitude do flickering e das variações seculares. É possível então discernir se, para os objetos em estudo, o flickering se origina no ponto de impacto entre o jorro de matéria proveniente da estrela secundária e a borda externa do disco (p.ex., por inhomogeneidades no fluxo causadas por convecção na superfície da secundária), nas partes mais internas do disco (p.ex., por turbulência na interface entre o disco e a superfície da anã-branca, ou *boundary layer*), ou se provém de uma região extensa do disco de acréscimo (p.ex., em consequência de turbulência/convecção no disco causada pela instabilidade de Balbus-Hawley [Hawley, Balbus & Winters 1999]).

O programa consiste na coleta de um grande número de curvas de luz dos objetos da amostra utilizando a técnica de fotometria diferencial. As observações são efetuadas com o Fotômetro CCD rápido do LNA. A técnica observacional adotada maximiza a eficiência das observações – permitindo que se obtenha dados úteis mesmo sob condições de transparência atmosférica variável e presença de cirrus – além de fornecer um conjunto homogêneo de curvas de luz onde as alterações observadas de brilho são associada sem ambiguidades, a variações intrínsecas do objetos observados. A aquisição de dados com o fotômetro CCD utiliza o modo de “frame-transfer”, onde as imagens obtidas são rapidamente transferidas para a metade escura do detetor e gravadas em disco durante a exposição seguinte (ver Cap 3). Este procedimento garante que o tempo morto entre

as exposições é desprezível. A resolução temporal das imagens é de alguns segundos, o suficiente para resolver a maior parte das oscilações de brilho caracterizadas como flickering. Para um dado objeto da amostra, todos os conjuntos têm sido obtidos utilizando a mesma configuração instrumental de modo a garantir a uniformidade dos dados e evitar os problemas de normalização que afetam a análise no caso de dados não homogêneos (ver, por exemplo, Bruch 2000)

Para este projeto, selecionamos inicialmente objetos que: (i) estão localizados no hemisfério Sul; (ii) sejam eclipsantes; e (iii) sejam suficientemente brilhantes para permitir obter dados de boa qualidade com os telescópios do LNA (curvas com sinal/ruído $\sim 30-50$ longe do eclipse). Esta amostra compreende objeto que estão acima e abaixo do *gap* de períodos orbitais para as VCs e inclui novas-anãs (objetos com baixa \dot{M}), *nova-likes* (alta \dot{M}) e uma anti-nova anã (possivelmente \dot{M} intermediário); objetos com atividade de flickering bastante intenso (*V2051 Oph*, *UU Aqr*) e com flickering pouco pronunciado (*GS Pav*, *VZ Scl*). Assim, poderemos investigar o flickering em um amplo conjunto de condições físicas. A Tabela 4.1 lista os objetos da amostra bem como indica o número de curvas de luz obtidas até o momento em cada caso.

Tab. 4.1: Jornal das observações

Objeto	No. de curvas obtidas	Classe
V2051 Oph	12	nova-anã
UU Aqr	18	<i>nova-like</i>
SW Sex	11	<i>nova-like</i>
GS Pav	5	nova-anã
VZ Scl	4	anti nova-anã
IP Peg	3	nova-anã

4.3 *A técnica de análise*

A dependência orbital do flickering pode ser obtida quantificando-se as variações randomicas devidas ao flickering em um conjunto de curvas de luz em função da fase orbital (i.e., calculando uma curva orbital do espalhamento no conjunto de dados).

No que diz respeito aos detalhes do cálculo da curva orbital de flickering, existem duas escolas, denominadas de ‘single’ e ‘ensemble’ (Welsh et al. 1996), cujas idéias básicas descrevemos a seguir. Em ambos os casos, muitas curvas de luz são necessárias para produzir um resultado estatisticamente significativo. Na ausência de qualquer mudança no estado de brilho do objeto em estudo (i.e., variações na distribuição estacionária de brilho), estes métodos são idênticos. Obviamente eventos como erupções do tipo nova-anã violam este critério, mas mudanças nas condições de observação (p.ex., detectores com diferentes sensibilidades ou bandas passantes) podem também causar problemas. Para minimizar estes efeitos, o melhor é observar todas as curvas de luz num tempo tão próximo quanto possível e com a mesma configuração instrumental.

O método ‘single’ (Bruch 1996) calcula o desvio da curva de luz observada com relação a uma média deslizando. Isto é feito para várias curvas de luz individuais e o resultado é a média das curvas de desvio. Este procedimento equivale a uma filtragem dos dados (filtro passa-altas frequências) que extrai o flickering de alta frequência da curva de luz. A maior dificuldade deste método é justamente de separar o flickering rápido das variações de brilho de longo termo, da ordem do período orbital. Em outras palavras, é necessário que a curva suavizada siga bem as variações na curva de luz mas que não destrua a informação do flickering. As principais desvantagens deste métodos uma baixa resolução em fase nas curvas de flickering e a introdução de artefatos, nas fases de ingresso/egresso do eclipse (c.f., Welsh et al. 1996).

O método ‘ensemble’ foi introduzido por Horne & Steining (1985) e utiliza a curva dos desvios quadráticos médios com relação à curva de luz média para definir a curva de luz do

flickering. As vantagens deste método são: (i) quando várias curvas de luz são usadas, a média é bem definida e não há necessidade de um ajuste arbitrário (p.ex., com uma função spline) para o cálculo da média; ; (ii) cada fase orbital é tratada independentemente desta maneira não há correlações entre fases adjacentes. A maior desvantagem é a sensibilidade para qualquer mudança no estado de brilho do sistema observado. Este problema pode se tornar sério, pois para esta análise é necessário que não haja mudanças substanciais na estrutura do disco (ou detector/condições de observação) durante a coleta dos dados. Se isto é violado, as curvas de luz do flickering no eclipse podem ser enganosas. Por sorte, é fácil testar se o estado estacionário de brilho do sistema foi alterado e então sabemos quando as compensações para as variações de longo termo são necessárias.

Bennie, Hilditch & Horne (1996) conseguiram minimizar o problema da variabilidade do estado “estacionário” de brilho, obtendo curvas de luz médias, da variabilidade secular e do flickering, a partir da decomposição de um conjunto de curvas de luz de eclipse em pequenas caixas em fase, conforme o seguinte procedimento: para um conjunto de curvas de luz de um dado objeto, define-se um fluxo de referência para cada curva individual calculando o fluxo médio fora do eclipse. Todas as curvas são então agrupadas em um conjunto de ‘caixas’ em fase orbital e, para cada caixa, é feito um ajuste linear do fluxo na fase em função do correspondente fluxo de referência. Cada ajuste fornece um valor médio de fluxo, um coeficiente angular (que representa a variabilidade secular naquela fase), e uma dispersão dos dados com relação ao ajuste (que representa a amplitude do flickering naquela fase, após descontada a contribuição devido à estatística Poissoniana). Ajustes para todas as fases fornecem as curvas orbitais média, das variações seculares, e do flickering. Neste procedimento assume-se que o flickering tem amplitude constante, independente das variações de brilho de natureza secular (i.e., em escalas de tempo de meses a anos). Nos casos em que esta hipótese não é válida, os conjuntos de dados para cada estado de brilho devem ser analisados separadamente. Adotamos este procedimento para a análise dos nossos dados.

4.4 Resultados iniciais

Os primeiros resultados do projeto, com a análise parcial dos dados da nova-anã *V2051 Oph* obtidos em 1998 e 1999, foram apresentados na XXVIª reunião anual da Sociedade Astronômica Brasileira (Baptista & Bortoletto, 2000). As observações foram obtidas com o telescópio de 1,60 m no LNA. Foram obtidas oito curvas de luz em 1998 e quatro curvas em 1999, quando *V2051 Oph* estava no estado quiescente. A Fig. 4.1 mostra as curvas de luz de *V2051 Oph* em 1998 e 1999. As curvas de luz de uma estrela de comparação de mesmo brilho estão também plotadas, deslocadas verticalmente para melhor visualização. O espalhamento no fluxo da estrela de comparação em torno da média reflete as variações devido à estatística Poissoniana. O espalhamento perceptivelmente maior nas curvas de luz de *V2051 Oph* é causado pelo flickering. Pode-se também notar que o objeto estava claramente mais brilhante em 1999 (por um fator $\sim 1,5$) e que a amplitude do flickering é também maior nos dados deste ano. Para melhor caracterizar a dependência do flickering com o brilho (e indiretamente com a taxa de transferência de matéria na binária), os dados de cada ano foram analisados separadamente.

A Fig. 4.2 mostra os ajustes do fluxo $f(\phi)$ em função do fluxo de referência em três fases selecionadas, para os dados de 1998 e 1999. As retas de melhor ajuste estão indicadas por linhas cheias. As linhas tracejadas mostram os desvios quadráticos médios e fornecem a amplitude do flickering em cada caso. Os painéis à direita mostram as curvas orbitais médias de 1998, 1999, e a diferença entre elas (no sentido 1999–1998), bem como as curvas resultantes de flickering para os dois anos. As curvas de flickering apresentam um perceptível hump orbital, indicando uma contribuição significativa do bright spot. As diferenças no nível fora do eclipse refletem a maior amplitude do flickering em 1999.

Os painéis da esquerda na Fig. 4.3 mostram as curvas de flickering de 1998 e 1999 com os respectivos ajustes obtidos pelo método de mapeamento por eclipses. Os painéis da direita mostram os mapas da distribuição de brilho do flickering em cada caso e os

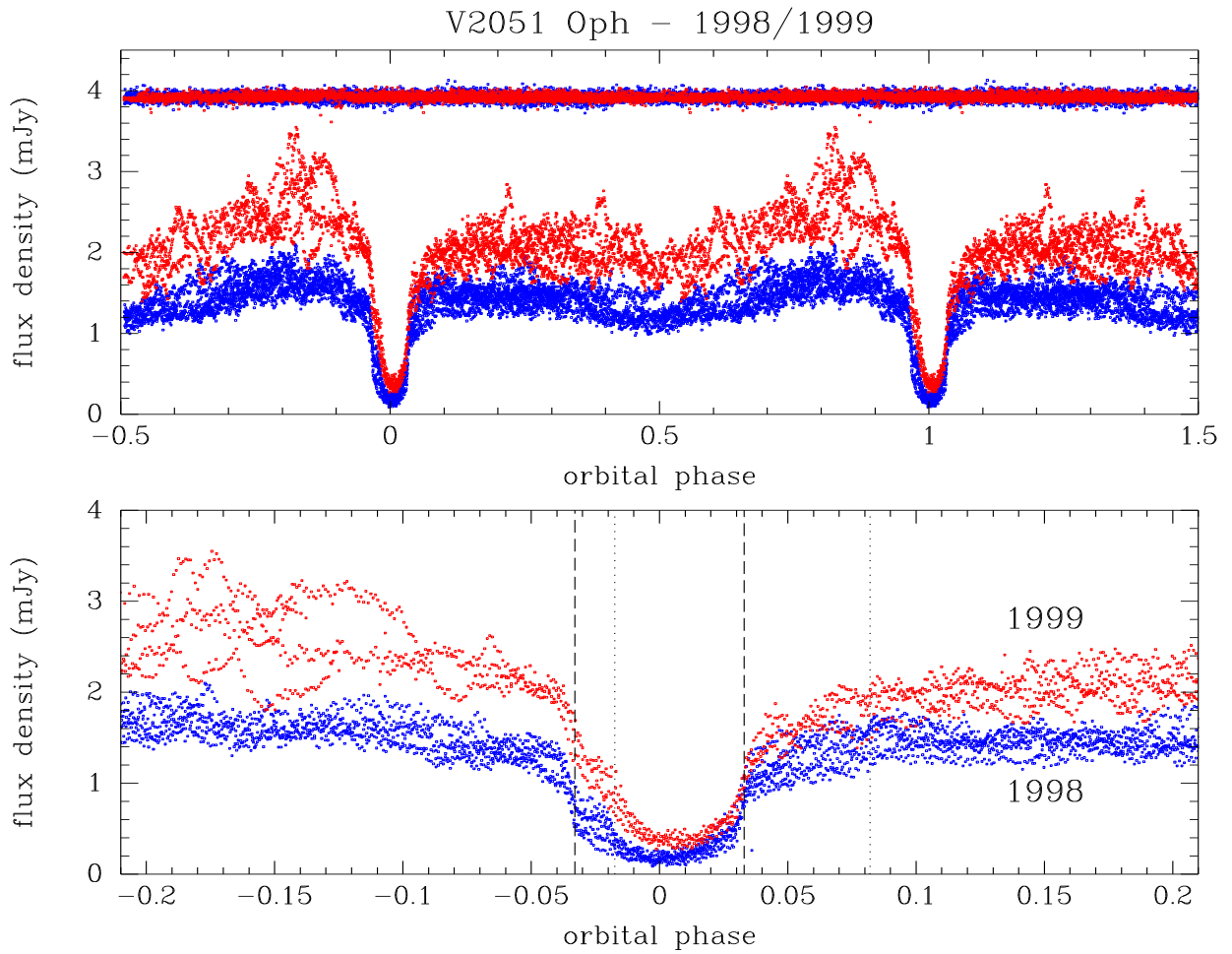


Fig. 4.1: Acima: curvas de luz de V2051 Oph e de uma estrela de comparação de mesmo brilho, em 1998 (azul) e 1999 (vermelho) superpostas e repetidas em fase. As curvas da estrela de comparação foram deslocadas verticalmente para melhor visualização. O painel inferior mostra uma versão ampliada das curvas de luz em torno do eclipse. Linhas verticais tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da ana-branca e linhas verticais pontilhadas marcam as fases de ingresso/egresso do bright spot.

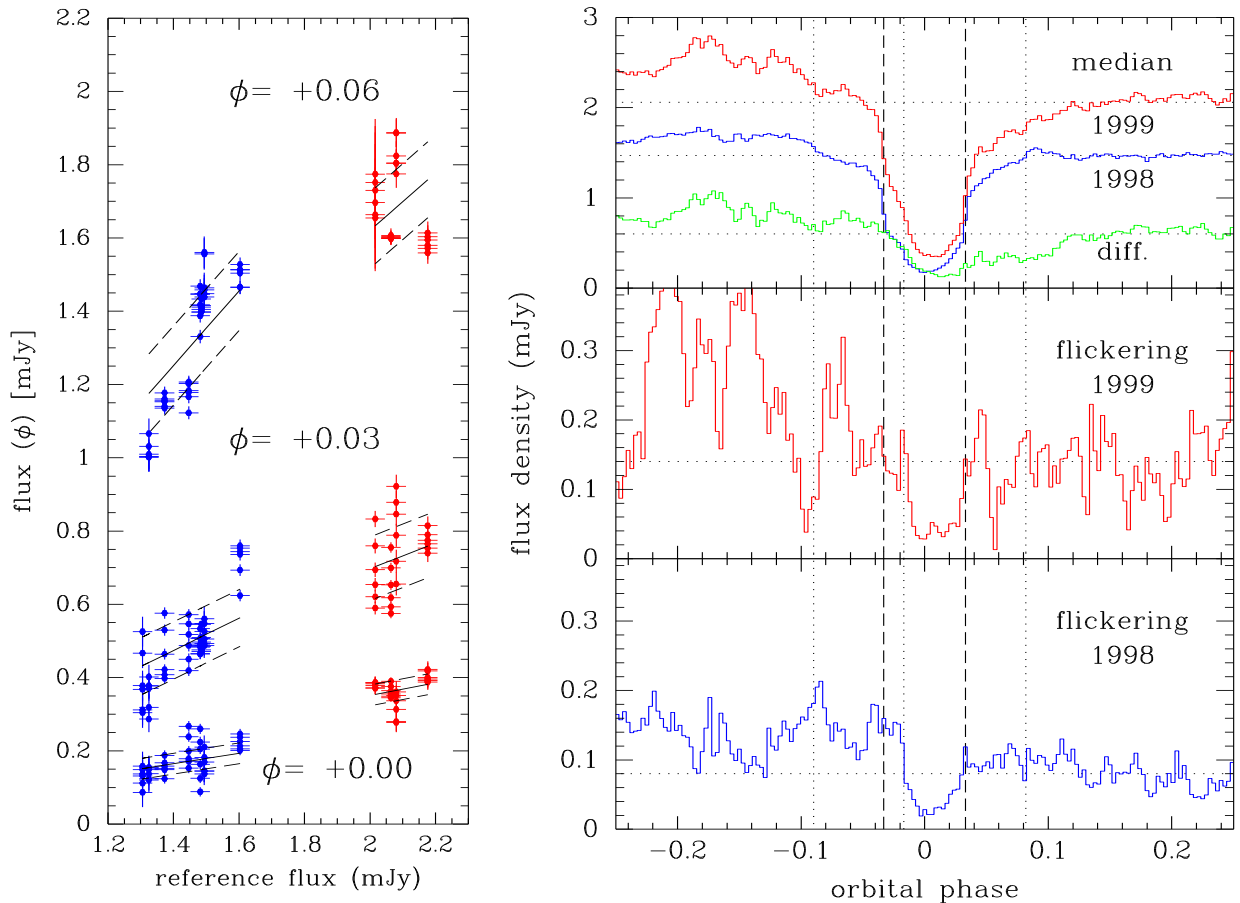


Fig. 4.2: Esquerda: diagrama de fluxos para uma dada fase ϕ em função do fluxo de referência, para 3 fases (indicadas), para os dados de 98 (azul) e 99 (vermelho). A inclinação das retas é o coeficiente de variação secular, o valor da ordenada para a abscissa média é o fluxo da curva média, e o espalhamento em torno da reta de melhor ajuste (linhas tracejadas) fornece a amplitude do flickering na correspondente fase. Direita: Curvas médias de 1998, 1999 e a diferença entre elas, e as curvas resultantes de flickering em 1998 e 1999. Linhas verticais tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca, e as linhas pontilhadas indicam as fases de início e fim do eclipse e o ingresso do bright spot.

correspondentes mapas da distribuição de brilho da componente estacionária (obtidos das curvas orbitais médias). Os mapas de flickering são notavelmente distintos dos correspondentes mapas da componente estacionária, com uma emissão pronunciada ao longo da trajetória balística descrita pelo gás proveniente da secundária e uma contribuição significativa das regiões do disco mais afastadas da secundária (i.e., a parte de “trás” do disco de acréscimo).

A distribuição espacial das fontes de flickering sugere que o flickering em V2051 Oph está associado a inhomogeneidades no fluxo de matéria proveniente da secundária e que uma parte deste material é acelerado próximo ao centro do disco e ejetado da binária pelo ponto Lagrangeano L2 (à esquerda dos mapas da Fig. 4.3). Este cenário é remanescente do modelo de “magnetic propeller” proposto por Horne et al.(1999) para explicar os “flares” na polar intermediária AE Aqr em termos de ejeção de parte do fluxo de acréscimo por uma transferência de momento angular da anã-branca em rápida rotação através do seu campo magnético.

Uma análise inicial dos dados obtidos para a *nova-like SW Sex* permite uma comparação interessante com os resultados obtidos para *V2051 Oph*. Foram obtidas 11 curvas de luz, com o telescópio de 0,60 cm do LNA (seis em 1998, três em 1999 e duas em 2000). A Fig. 4.4 mostra as curvas de luz de *SW Sex* juntamente com as curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho semelhante. As curvas da estrela de comparação foram deslocadas verticalmente para melhor visualização. As curvas de luz foram combinadas para a obtenção da curva média, da variação secular e do flickering. Os resultados estão mostrados na Fig. 4.5.

A curva de flickering mostra um hump orbital pronunciado, um eclipse assimétrico, deslocado para fases positivas, e mais estreito e raso do que o eclipse da componente estacionária de luz, sugerindo uma distribuição dominada por emissão ao longo do jorro de gás da secundária e das partes do disco mais afastadas da secundária. As semelhanças com a distribuição obtida para *V2051 Oph* sugerem a mesma distribuição para o flickering

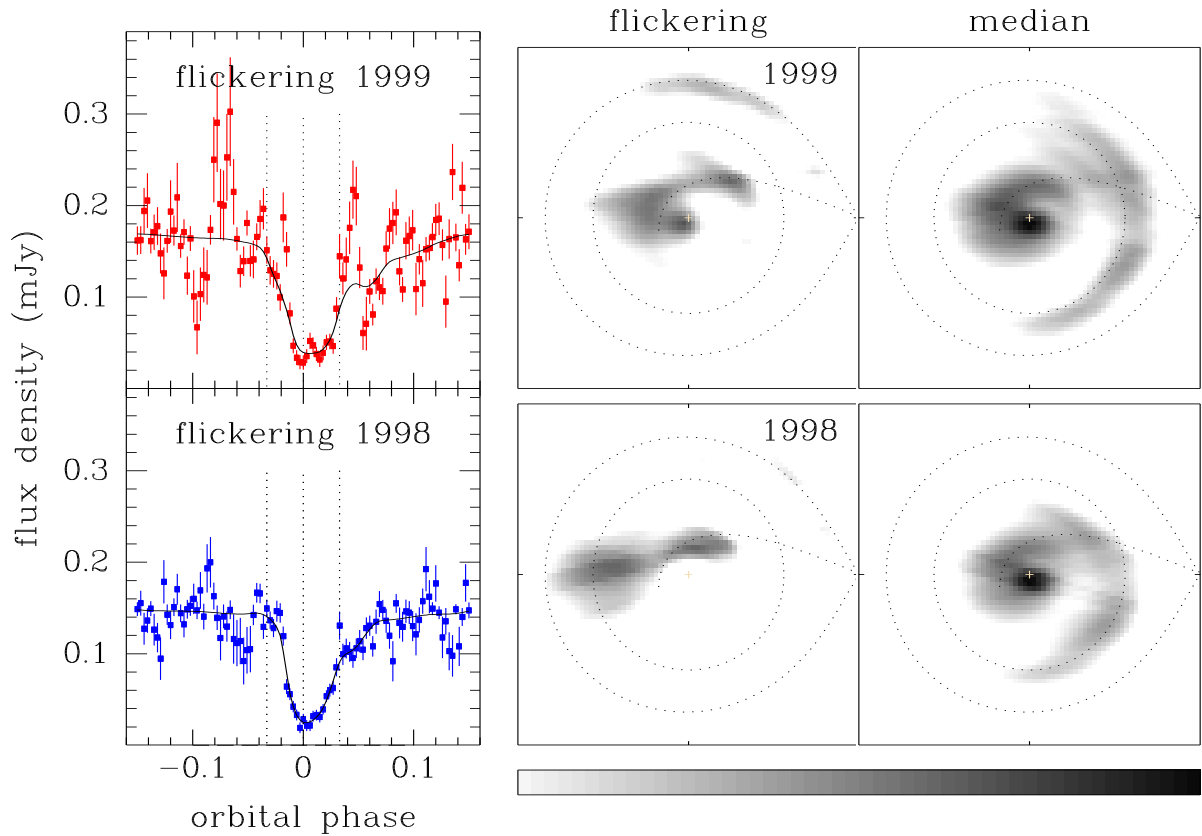


Fig. 4.3: Esquerda: curvas de luz de flickering (pontos com barras de erro) e ajustes obtidos pelo método de mapeamento por eclipse (linhas sólidas) em 1999 (acima) e 1998 (abaixo). Dir: Mapas em tons de cinza das distribuições de brilho de flickering e a distribuição de brilho estacionária em cada caso. As regiões escuras são mais brilhantes. Uma cruz marca o centro do disco de acreção. Linhas pontilhadas indicam o lobo de Roche primário, o raio do disco de acreção, e a trajetória balística descrita pelo gás que vem da secundária.

nesta *nova-like*, apesar do seu disco de acrecimento ser consideravelmente mais brilhante do que na nova-anã *V2051 Oph*.

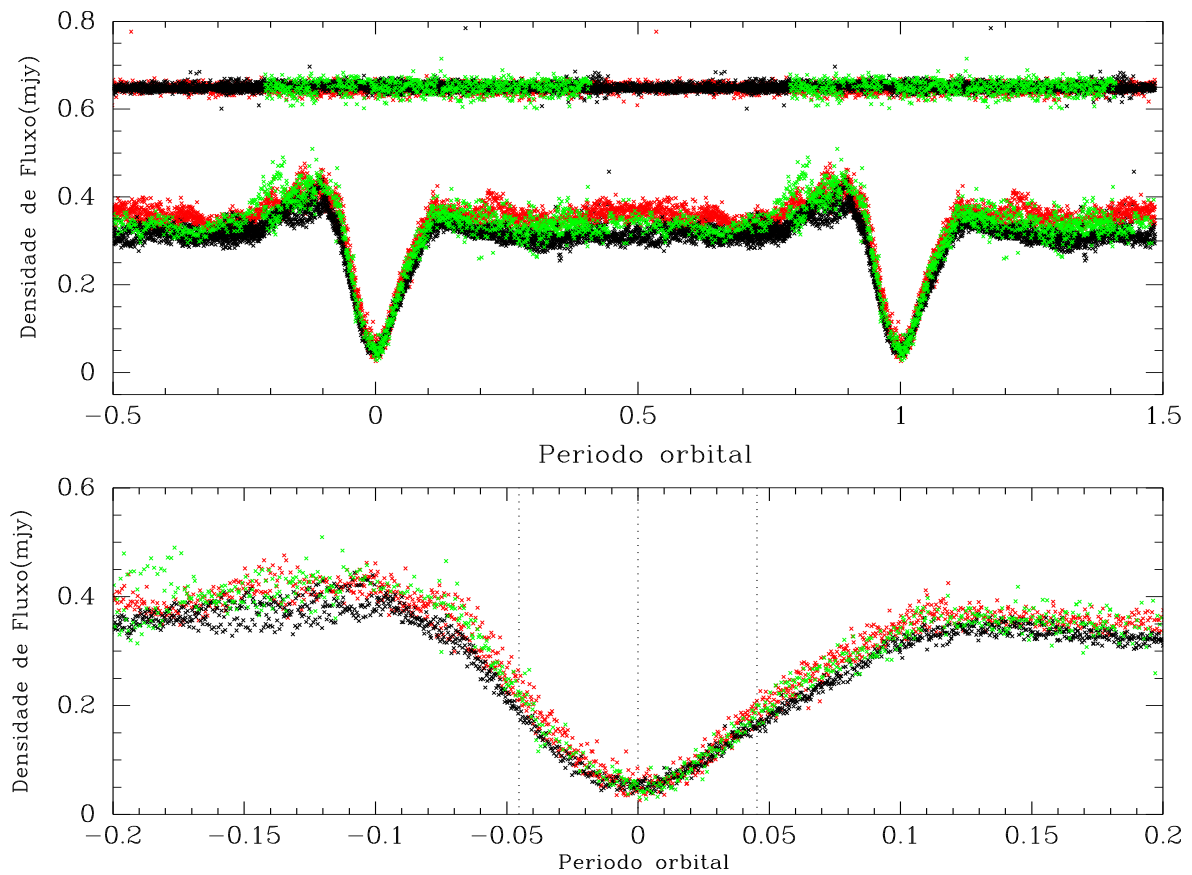


Fig. 4.4: Acima: curvas de luz de SW Sex e de uma estrela de comparação em 1998 (preto), em 1999 (vermelho) e 2000 (verde) superpostas e repetidas em fase. As curvas da estrela de comparação foram deslocadas verticalmente para melhor visualização. O painel inferior mostra uma versão ampliada das curvas de luz em torno do eclipse. Linhas verticais tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã-branca e o centro do disco.

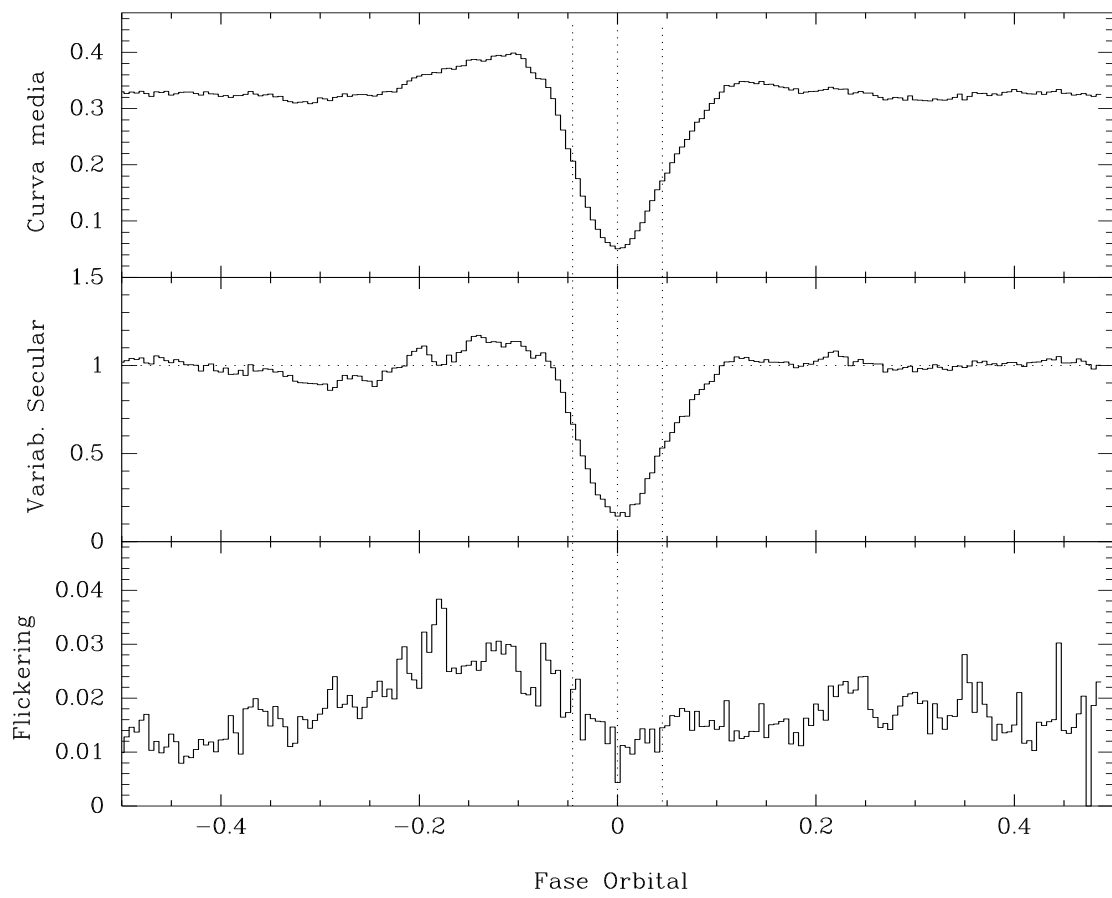


Fig. 4.5: Acima: a curva de luz média para todos os dados combinados. Centro: a curva de variação secular. Embaixo: a curva de flickering. Todas as curvas foram geradas com resolução em fase de $\phi = 0,005$ ciclo.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Este trabalho apresenta os resultados de um estudo multicolor da cintilação intrínseca (*flickering*) na binária de raios-X eclipsante X1822-37, bem como os resultados iniciais de um programa observacional de investigação do flickering em binárias cataclísmicas com técnicas de mapeamento por eclipse.

Os principais resultados da análise dos dados de fotometria multicolor da binária de raios-X eclipsante de X1822-37 são:

- (i) Usamos novos instantes de eclipse para calcular uma efeméride ótica revisada. Um ajuste quadrático para os instantes de eclipse não é estatisticamente significativo mas sugere que o período orbital de X1822-37 está aumentando numa escala de tempo de $P_0/\dot{P} \leq 4.9 \times 10^6$ anos, em concordância com os resultados obtidos da análise dos instantes em raios-X. Nós mostramos também que não existe nenhum atraso ou adiantamento sistemático dos instantes de eclipse no ótico com relação aos instantes em raios-X.
- (ii) Curvas de luz orbitais médias em UBVRi mostram o post eclipse profundo do disco pela estrela secundária superposto à uma ocultação mais suave e mais larga das partes internas do disco por sua borda externa (*dip*), e um hump orbital centrado em fase +0.25 visto mais claramente nas bandas U e B. Não há evidência de um eclipse

secundário em fase +0.5 ou de modulação elipsoidal da luz da estrela secundária. As mudanças na forma do eclipses com o comprimento de onda são consistente com a existência de um gradiente de temperatura no disco de acréscimo e/ou na ADC.

- (iii) A fase do início do *dip* ocorre *antes* para comprimentos de ondas mais curtos, enquanto o egresso ocorre na mesma fase em todas as bandas. Isto sugere que a espessura da borda externa do disco aumenta gradualmente com o azimute no ingresso mas cai rapidamente no egresso.
- (iv) As curvas de luz do flickering não mostram evidência de eclipse, *dip* ou hump orbital. Isto sugere que o flickering ótico em X1822-37 é dominado por reprocessamento de raios-X numa ADC verticalmente extensa.
- (v) Usamos o *dip* e o eclipse para separar as cores das regiões internas (ocultadas durante o *dip*) e externas (ocultadas pela estrela secundária) do disco como também as cores do flickering. As temperaturas efetivas calculadas para as regiões internas e externas do disco são, respectivamente, $T_{ef}(12) \sim 5 \times 10^5 K$ e $T_{ef}(23) = (2, 8 \pm 0.3) \times 10^4 K$, enquanto a fonte do flickering é bem descrita por um corpo negro de $T_{ef}(flick) = (1, 2 \pm 0, 3) \times 10^4 K$. o tamanho da fonte de flickering é comparável ao das regiões eclipsadas da borda externa do disco, $R_{flick} = 0, 82R_{23}$.

Em 1998 iniciamos um projeto observacional que tem como objetivo mapear a distribuição do brilho de flickering em variáveis cataclísmicas utilizando técnicas de mapeamento por eclipse. Os resultados iniciais deste programa são:

- (i) As curvas de flickering para *V2051 Oph* apresentam um perceptível hump orbital, indicando uma contribuição significativa do bright spot. O eclipse do flickering é mais estreito que o eclipse da componente estacionária de brilho. Os mapas de eclipse correspondentes revelam que o flickering provém de uma região ao ao longo

do gás stream e das regiões do disco mais afastadas da secundária (i.e., a parte de “trás” do disco de acréscimo).

- (ii) A curva de flickering de *SW Sex* também apresenta um hump orbital pronunciado e um eclipse é assimétrico e deslocado para fases positivas, e é mais estreito e raso do que o eclipse da componente estacionária de luz, sugerindo uma distribuição dominada por emissão ao longo do jorro de gás da secundária e por emissão das partes do disco mais afastadas da secundária. As semelhanças com os resultados obtidos para *V2051 Oph* sugerem a mesma distribuição para o flickering nesta *nova-like*, apesar de seu disco de acréscimo ser consideravelmente mais brilhante do que na nova-anã *V2051 Oph*.

O estudo do flickering em VCs será o tema principal do nosso trabalho de Doutorado. O conjunto de dados atual é suficiente para uma investigação detalhada acerca da distribuição do flickering em pelo menos 3 objetos: *V2051 Oph*, *SW Sex* e *UU Aqr*. A perspectiva é completar as observações para os outros objetos da amostra até o final de 2002. Com a entrada em operação do SOAR uma perspectiva interessante é estender o atual estudo monocromático da distribuição do flickering para um mapeamento multi-espectral deste pouco explorado aspecto dos processos de acréscimo. Vale ressaltar que, tanto o trabalho sobre flickering em BXBMs como o mapeamento espacial das fontes de flickering são trabalhos inéditos e que podem render vários frutos.

Em anexo, está uma cópia do paper submetido à MNRAS.