



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

aa/bb/cc/dd-TDI

UM ESTUDO FOTOMÉTRICO DO SISTEMA BINÁRIO DE RAIOS-X V2116 OPH/GX1+4

Marildo Geraldête Pereira

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. João Braga e Francisco José Jablonsky, aprovada em 31 de março de 1998.

URL do documento original:

<http://urlib.net/xx/yy>

INPE
São José dos Campos
1998

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6923/6921

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Amauri Silva Montes - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espaciais (ETE)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas
(CEA)

Dr. Joaquim José Barroso de Castro - Centro de Tecnologias Espaciais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos
(CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação
(SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

aa/bb/cc/dd-TDI

UM ESTUDO FOTOMÉTRICO DO SISTEMA BINÁRIO DE RAIOS-X V2116 OPH/GX1+4

Marildo Geraldête Pereira

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. João Braga e Francisco José Jablonsky, aprovada em 31 de março de 1998.

URL do documento original:

<http://urlib.net/xx/yy>

INPE
São José dos Campos
1998

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Pereira, Marildo Geraldête.

Cutter UM ESTUDO FOTOMÉTRICO DO SISTEMA BINÁRIO
DE RAIOS-X V2116 OPH/GX1+4 / Marildo Geraldête Pereira.
– São José dos Campos : INPE, 1998.
 xxiii + 95 p. ; (aa/bb/cc/dd-TDI)

Tese (**Astrofísica**) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1998.

Orientadores : João Braga e Francisco José Jablonski.

1. Sistemas Binários de Raios-X. 2. Estrelas 3. Fotometria.
4. Acresção. 5. Pulsar 6. GX1+4 7. V2116 Oph

CDU 000.000



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).

Informar aqui sobre marca registrada (a modificação desta linha deve ser feita no arquivo publicacao.tex).

Aprovada pela Banca Examinadora em
cumprimento a requisito exigido para a
obtenção do Título de Doutor em Astrofísica

Dr. João Braga

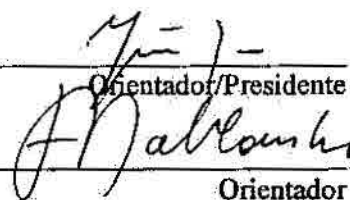
Francisco José Jablonski


Dr. Odylio Denys de Aguiar

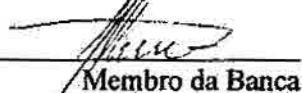
Dr. Udaya Bhaskaram Jayanthi

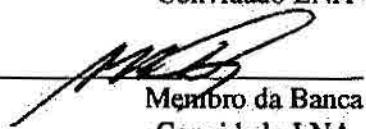
Dr. João Evangelista Steiner

Dr. Albert Bruch


Orientador/Presidente
Orientador


Membro da Banca
Membro da Banca


Membro da Banca
- Convidado LNA-


Membro da Banca
- Convidado LNA-

Candidato: Marildo Geraldete Pereira

São José dos Campos, 31 de março de 1998

“Já não acredito apenas no pulsar das minhas veias...”

*Dedico para minha mãe **Mafalda** e agradeço a todos que acreditaram em mim*

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus dois orientadores, Dr. João Braga e Francisco Jablonski que tanto contribuíram nessa minha jornada. Agradeço à minha família pelo suporte ao longo de toda a minha vida, aos meus professores que tanto me fizeram aprender e aos meus amigos os quais tornaram a jornada mais amena.

RESUMO

Este trabalho apresenta os resultados de fotometria óptica em escalas de tempo de longa e curta duração no sistema simbiótico binário de raios-X de baixa massa V2116 Oph/GX1+4, realizada com os telescópios de 1,6 e 0,6 m do Laboratório Nacional de Astrofísica, Brasil. A descoberta das pulsações ópticas e os resultados da monitoria destas pulsações, realizada ao longo de 1996-1997, são consistentes com o período pulsado observado em raios-X no pulsar em GX1+4. As cores *UBVRI* das componentes pulsadas e DC do espectro óptico de V2116 Oph, e a observação de um intenso flickering, fornecem um forte suporte para a presença de um disco de acréscimo neste sistema. Modelos sintéticos de espectros compostos indicam que o disco de acréscimo é provavelmente 20 vezes mais brilhante que a estrela gigante em 6600Å para $E(B - V) \sim 2,1$, quando o sistema se encontra em estado brilhante. O melhor espectro composto é obtido para uma estrela M6III, e relações fotométricas padrão levam a uma distância de 8,3 kpc e $M_v(DC) \sim -4,2$ para V2116 Oph/GX1+4. A correlação discreta entre a luz óptica na banda *R* e o fluxo em raios-X medidos pelo ASM no RXTE, mostra um atraso de ~ 5 dias no sentido de que a emissão em raios-X ocorre posteriormente à emissão óptica. Pesquisas objetivando encontrar alguma modulação orbital na curva de luz de longa duração indicam a presença de duas modulações periódicas com ~ 31 e ~ 110 dias. A análise espectral na curva de variação histórica da frequência do pulsar em GX1+4 mostra uma periodicidade de ~ 300 dias nas flutuações residuais de frequência, com máximos compatíveis com previsões de efeméride publicada anteriormente.

Palavras-chave: Sistemas Binários de Raios-X. Estrelas. Fotometria. Acresção. Pulsar. GX1+4. V2116 Oph.

A PHOTOMETRIC STUDY OF THE X-RAY BINARY SYSTEM V2116 OPH/GX1+4

ABSTRACT

This work presents results of long and short time-scale optical photometry of the symbiotic pulsating low-mass X-ray binary V2116 Oph/GX1+4 carried out at the 1.6m and 0.6 m telescopes at Laboratório Nacional de Astrofísica, Brazil. The discovery and the results of the 1996-1997 measurements of optical pulsations, consistent with the X-ray pulsed period of the x-ray pulsar in GX1+4, are reported. The *UBVRI* colors of the pulsed and DC components of the optical spectrum of V2116 Oph and the prominent flickering observed give strong support for the presence of an accretion disk in this system. Synthetic composite spectral models indicate that the accretion disk is probably 20 times brighter than the giant star at 6600\AA for $E(B - V) \sim 2.1$, when the system is in the high optical state. The best composite spectrum is obtained for a M6III star, and standard photometric relations result in a distance to the system of 8.3 kpc and $M_v(DC) \sim -4.2$. The cross-correlation between the optical light in the *R* band and the X-ray flux measured by the ASM on the RXTE shows a ~ 5 day lag in the sense that the X-rays arrive later than the optical emission. Search for orbital modulation in the long-term photometric light curve in the *R* band seems to indicate the presence of two periodic modulations with ~ 31 and ~ 110 days. Spectral analysis in the frequency variation history of the GX1+4 pulsar shows a ~ 300 -days periodicity in the residual frequency fluctuations with maxima compatible with earlier ephemeris.

Keywords: X-Ray Binary Systems. Stars. Photometry. Accretion. Pulsar. GX1+4. V2116 Oph.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Classificação esquemática de SBRX.	5
1.2 Espectro de V2116 Oph/GX1+4 na banda 5500Å – 6750Å obtido no LNA. 14	14
1.3 Espectro de V2116 Oph/GX1+4 na banda 6000Å – 10000Å obtido no LNA. 15	15
4.1 Imagem do campo de V2116 Oph/GX1+4 (estrela 2). A estrela 1 é a estrela de referência usada para o cálculo da fotometria diferencial, as estrelas 3,4,5,6 são estrelas usadas para checagem da qualidade das medidas. Os círculos são uma representação do diafragma usado para a fotometria e seu respectivo anel de céu.	34
4.2 Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro de 9900Å (<i>IV</i>).	35
4.3 Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro <i>I</i>	36
4.4 Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro <i>R</i>	36
4.5 Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro de <i>CuSO₄</i>	37
4.6 Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro <i>V</i>	37
4.7 Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro <i>B</i>	38
4.8 Curva de luz de longa duração de V2116 Oph/GX1+4. Observações realizadas na banda <i>R</i> ao longo dos anos 1991-1997.	39
4.9 Histograma da distribuição de brilho na banda <i>R</i> de V2116 Oph/GX1+4. 40	40
4.10 Auto-correlação da curva de luz de longa duração.	41
4.11 Espectro de potências de Lomb da curva de luz de longa duração é mostrado no painel superior (a linha tracejada indica o limiar de 3σ para detecção de uma oscilação). O painel inferior mostra o espectro CLEAN da curva de luz de longa duração. Os períodos mais significativos são indicados sobre suas respectivas frequências.	42

4.12	Diagramas de fase mostrando a curva de luz de longa duração em fase com os períodos de 31 (painel superior) e 110 dias (painel inferior). Sobre cada um dos diagramas de fase foram ajustadas senóides com os respectivos períodos. A escala de intensidades é ajustada de modo a apresentar intensidade média igual a zero.	43
4.13	Espectros de potências para análise de flutuações de brilho em intervalos de tempo \sim horas.	44
4.14	Diagrama de fase mostrando a curva de luz de 1991 em fase com o período de \sim 10 horas.	45
4.15	Fotometria rápida de V2116 Oph/GX1+4 em 27 de maio de 1996. As curvas estão na sequência <i>UBVRI</i> e Clear (de baixo para cima).	46
4.16	Curva de variação da magnitude diferencial de V2116 Oph/GX1+4 nas bandas <i>BVRI</i> , 9900Å e <i>CuSO₄</i> , em relação a estrela de referência.	51
4.17	Variação do brilho em <i>R</i> vs. Cores em V2116 Oph/GX1+4. Linhas contínuas representam o ajuste de um modelo como o proposto na seção 4.3.	51
4.18	Curva de variação de magnitude na banda <i>R</i> (painel superior) e fluxo em raios-X do ASM-RXTE (painel inferior) de V2116 Oph/GX1+4.	53
4.19	Correlação cruzada entre as curvas de luz na banda <i>R</i> e raios-X.	53
4.20	Influência de um anel brilhante (na banda <i>R</i>) transitando no disco. Os *s estão associados com $\dot{M} = 10^{-8}M_{\odot}/\text{ano}$; \square estão associados com $\dot{M} = 10^{-9}M_{\odot}/\text{ano}$ e \diamond s com $\dot{M} = 10^{-10}M_{\odot}/\text{ano}$	55
4.21	Conjuntos de dados mostrando o <i>flickering</i> em V2116 Oph/GX1+4. Observe como o <i>flickering</i> praticamente desaparece no painel central e no último painel.	58
4.22	<i>Flickering</i> vs. Brilho na banda <i>R</i> em V2116 Oph/GX1+4. A linha tracejada representa um ajuste linear dos pontos.	59
5.1	Curva de variação da frequência do pulsar em V2116 Oph/GX1+4. Todos os pontos deste gráfico são originados de experimentos de raios-X e gama. As linhas contínuas representam ajustes lineares aos dados observados nos períodos de <i>spin-up</i> e <i>spin-down</i>	64

5.2	Curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 na noite de 25 de abril de 1996. Imagens somam um total de 4.6 h de observação com tempo de exposição de 5 s por imagem, usando o filtro de $CuSO_4$. A curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 apresenta elevada variabilidade (<i>flickering</i>), sob a qual estaria mascarado o sinal das pulsações coerentes do pulsar óptico. As pulsações podem ser vistas claramente no detalhe mostrado na figura. As duas outras curvas mostradas são estrelas de comparação próximas a V2116 Oph/GX1+4.	66
5.3	Espectro de potências de V2116 Oph/GX1+4 na noite de 25 de abril de 1996. A linha tracejada indica o nível do ruído introduzido pela estatística de fótons no espectro de potências.	67
5.4	Curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 em fase com o período de 124,17 s.	68
5.5	Evolução do período do pulsar em V2116 Oph/GX1+4. Os *s representam medidas feitas pelo BATSE-CGRO e ●s medidas ópticas.	70
5.6	Atividade de <i>flickering</i> e pulsações em diferentes estados de brilho de V2116 Oph/GX1+4.	71
5.7	Espectro de potências CLEAN do <i>flickering</i> e fração pulsada.	71
6.1	Curva de luz de longa duração de V2116 Oph/GX1+4. Observações realizadas na banda <i>R</i> ao longo dos anos 1996-1997.	74
6.2	Curva de variação de resíduos em frequência do pulsar em V2116 Oph/GX1+4 (após 1987). As linhas verticais sobre a curva indicam os máximos de <i>spin – up</i> com período de 304 previstos pela efeméride de Cutler, Dennis & Dolan (1986). No painel superior é subtraído um ajuste linear da curva de variação de longa duração da frequência, enquanto que no painel inferior é subtraído um ajuste não linear.	76
6.3	Espectro de potências de Lomb da curva de variação de frequência residual. O intenso pico destacado no espectro tem período de 301 dias.	77
6.4	Diagrama da curva de variação de frequência residual em fase com o período de 301 dias.	78

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Características de BXBM e BXAM	4
1.2 Pulsares de Raios-X (até setembro de 1997)	10
4.1 Cores de V2116 Oph	47
4.2 Composição Disco + Estrela Vermelha	49
4.3 Dimensões das regiões emissoras da componente DC e pulsada de um corpo negro com temperatura T_{BB}	50
4.4 Aplicação do Modelo de Disco Fino	56
4.5 <i>Flickering</i> em V2116 Oph/GX1+4.	61
4.6 <i>Flickering</i> em V2116 Oph/GX1+4 - Conclusão	62
5.1 Diário de Observações de Pulsações em V2116 Oph/GX1+4.	69
5.2 Quantidades Físicas Derivadas para V2116 Oph/GX1+4.	70
6.1 V2116 Oph.	75
6.2 Parâmetros orbitais estimados para V2116 Oph/GX1+4.	79

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Sistemas Binários de Raios-X	2
1.1.1 Introdução	2
1.1.2 Classificação de SBRX	4
1.2 Acréscimo de Matéria em SBRX	4
1.2.1 Transbordamento do Lobo de Roche	6
1.2.2 Formação do Disco de Acréscimo	6
1.3 Pulsares de Raios-X	7
1.3.1 Variação de Período (P_{spin}) em Pulsares de Raios-X	9
1.4 O BXB M GX1+4/V2116 Oph	12
1.4.1 Observações em Raios-X	12
1.4.2 V2116 Oph/GX1+4 – Um Sistema Simbiótico	13
1.4.3 Observações Ópticas	14
1.4.4 Período Orbital	16
1.4.5 Observações Ópticas no LNA	16
2 DADOS E INSTRUMENTAÇÃO	17
2.1 Introdução	17
2.2 Fotometria CCD	18
2.3 Fotometria diferencial CCD com o CHFOT	19
2.4 Fotometria com o FOTRAP	21
2.5 Observações em Raios-X e γ	21
2.5.1 Rossi X-Ray Timing Explorer	21
2.5.2 Compton Gamma Ray Observatory	22
3 ANÁLISE TEMPORAL	25
3.1 Introdução	25
3.2 Transformada de Fourier	25
3.2.1 A Transformada Discreta de Fourier	26
3.2.2 A Transformada Rápida de Fourier	27
3.2.3 O Espectro de Potências	27
3.2.4 Ruído no Espectro de Potências	28
3.2.5 Incerteza na Determinação de Frequências	28

3.2.6	Método de Lomb	29
3.3	CLEAN	31
3.4	PDM	31
3.5	Correlação Cruzada Discreta	32
4	FOTOMETRIA EM V2116 OPH/GX1+4	33
4.1	Introdução	33
4.2	Observações Ópticas	33
4.2.1	Cálculo de Erro	34
4.2.2	Curva de Luz de Longa Duração	38
4.3	Variações de Brilho em Escalas de Tempo de horas	43
4.4	Cores de V2116 Oph/GX1+4	45
4.4.1	Introdução	45
4.4.2	Observações com o FOTRAP	46
4.4.3	Um Modelo Espectral para V2116 Oph	46
4.4.4	Resultados do Modelo	48
4.5	Modelo Espectral vs. Cores CCD	50
4.6	Raios-X vs. Óptico em GX1+4/V2116 Oph	52
4.6.1	Introdução	52
4.6.2	Os Dados	52
4.6.3	O Modelo	54
4.7	O Flickering em V2116 Oph/GX1+4	57
4.7.1	Introdução	57
4.7.2	Observações e Análise	57
5	PULSACÕES ÓPTICAS EM V2116 OPH/GX1+4	63
5.1	Introdução	63
5.2	A Descoberta do Pulsar Óptico em V2116 Oph/GX1+4	65
5.3	Análise das Pulsações em V2116 Oph/GX1+4	66
6	O PERÍODO ORBITAL DE V2116 OPH/GX1+4	73
6.1	Introdução	73
6.2	As Modulações Fotométricas	73
6.3	A Natureza de V2116 Oph	75
6.4	Variação Secular do Spin de GX1+4	76
6.5	O Modelo de Roche	78
6.6	Conclusão	80
7	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	83

7.1	Conclusões	83
7.2	Perspectivas Futuras	84
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85

1 INTRODUÇÃO

Tendo se passado cerca de 30 anos após a descoberta do primeiro sistema binário de raios-X, questões como a transferência de matéria de uma estrela ordinária para uma estrela compacta, a evolução do campo magnético, a massa e processos de emissão de radiação na estrela de nêutrons são alguns dos muitos problemas gerais associados aos sistemas binários de raios-X que permanecem ainda em aberto. De uma forma específica, alguns sistemas apresentam características peculiares que os tornam objetos de intenso estudo, como exemplo o sistema SS433 no resto de supernova W50, o candidato a buraco negro Cyg X-1 e a binária de baixa massa Her X-1 com seus três modos de flutuação de brilho. Junte-se a estes sistemas a binária de baixa massa GX1+4. Este sistema tornou-se objeto de estudo deste trabalho por apresentar várias características peculiares, além de apresentar muitas questões relativas às suas propriedades físicas que ainda não foram respondidas. Entre as particularidades do sistema destacam-se as seguintes:

- É o único sistema binário de raios-X em um sistema simbiótico;
- Apresenta como companheira óptica uma estrela gigante de tipo espectral M5-6III;
- A estrela de nêutrons é um pulsar e possui o espectro em raios-X mais duro dentre os pulsares de acréscimo;
- É um dos três pulsares ópticos detectados em sistemas de acréscimo;
- O pulsar possui a mais elevada taxa de variação de *spin* observada em pulsares de acréscimo.

Apesar de todo o interesse devotado ao estudo de GX1+4, muitas perguntas ainda estão sem resposta, e entre estas podem ser destacadas as seguintes:

- O que faz o pulsar apresentar uma taxa de aceleração tão alta?
- O mecanismo de acréscimo é controlado por transbordamento do lobo de Roche ou emissão por vento?
- Qual o comportamento óptico do sistema?
- Qual a origem das flutuações da aceleração do *spin* do pulsar observadas na curva de evolução do período pulsado?

- Qual o período orbital do sistema?

Motivados por estas questões e pela escassez de observações ópticas deste objeto, este trabalho é direcionado para a observação fotométrica na banda óptica de V2116 Oph, a contrapartida óptica de GX1+4. O objetivo do trabalho é determinar quais as propriedades da emissão de luz na banda óptica e a partir destas observações extrair informações que permitam responder algumas das questões mencionadas previamente. As observações são voltadas para a determinação e caracterização das variações das cores fotométricas desde a banda U até 9900\AA , em escalas de tempo que permitam análises temporais que vão desde alguns segundos até anos. Assim, é possível determinar propriedades até então não observadas neste sistema, tais como o *flickering*, pulsações ópticas e o período orbital do sistema. Aproveitando os resultados recentes em raios-X e γ , obtidos pelos observatórios *Rossi X-Ray Timing Explorer* (RXTE) e *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO), pretende-se fazer uma correlação entre as observações nestas bandas e a banda óptica.

Este trabalho está estruturado como segue: No Capítulo 1 é feita uma introdução aos sistemas binários de raios-X e um resumo dos principais aspectos teóricos de interesse para este trabalho. O Capítulo 2 descreve os instrumentos e as técnicas observacionais usadas para obtenção dos resultados. O Capítulo 3 trata das técnicas de análise temporal aplicadas sobre os dados oriundos das observações. O Capítulo 4 apresenta os resultados obtidos da fotometria, suas implicações para as correntes de pensamento sobre a estrutura do sistema e comparação com as medidas em raios-X feitas pelo RXTE e CGRO. O Capítulo 5 trata da descoberta do pulsar óptico no sistema e a evolução do período destas pulsações observado na banda óptica ao longo dos anos de 1996 e 1997. O Capítulo 6 trata da avaliação dos diversos candidatos ao período orbital do sistema. O Capítulo 7 encerra o trabalho apresentando as conclusões e as diversas perspectivas abertas no sentido de dar continuidade às observações ópticas de V2116 Oph/GX1+4 e outros sistemas binários de raios-X.

1.1 Sistemas Binários de Raios-X

1.1.1 Introdução

Os primeiros passos da astrofísica de raios-X foram dados no ano de 1962 com um experimento a bordo de um foguete. O experimento, composto de três contadores Geiger, mostrou pela primeira vez a existência de fontes de raios-X discretas fora do sistema solar, sendo a primeira fonte descoberta chamada de Sco X-1 (GIACCONI et al., 1962). Subsequentes vôos de foguetes e balões com experimentos do mesmo tipo,

viriam identificar cerca de 20 outras fontes até o final da década de 60. Sandage et al. (1966) associaram Sco X-1 a uma contrapartida óptica de magnitude $V \sim 12 - 13$. Esta associação motivaria a primeira proposta de modelagem destes sistemas como tendo a origem da emissão em raios-X na captura de matéria, proveniente do gás de uma estrela ordinária, por um objeto compacto (estrelas de nêutrons ou buraco negro). Neste processo de captura ocorreria a conversão da energia potencial gravitacional da matéria capturada em radiação (SHKLOVSKY, 1967).

O salto seguinte foi dado pelo primeiro satélite de raios-X projetado exclusivamente para fins de observações astronômicas, o satélite *Uhuru*. Este satélite viria a produzir o primeiro catálogo de fontes de raio-X astrofísicas (GIACCONI et al., 1972; GIACCONI et al., 1974; FORMAN et al., 1978), dando impulso e motivação para a continuidade de projetos desta natureza. É creditada também às observações do *Uhuru* a descoberta do pulsar em Cen X-3, a primeira fonte de raios-X pulsada presente em sistemas de acréscimo (GIACCONI et al., 1971). A detecção do efeito Doppler nos tempos de chegada dos pulsos, a observação de modulações nas curvas de luz e a descoberta de pulsares de raios-X que também apresentavam pulsações na banda óptica, viriam a caracterizar definitivamente aqueles sistemas como sendo binários.

Missões posteriores à do *Uhuru* seriam realizadas por grandes satélites como o EINSTEIN, EXOSAT, ROSAT, Ginga, ASCA, RXTE e CGRO, o que viria a aumentar o número de fontes em sistemas binários de acréscimo para ~ 250 objetos (veja catálogo em Lewin et al. (1995)).

Define-se que um sistema binário de raios-X (SBRX) como um sistema cerrado formado por uma estrela normal que transfere matéria para uma estrela de nêutrons ou buraco negro. A transferência de matéria pode ocorrer na forma de vento estelar ou pelo transbordamento do lobo de Roche. A captura de matéria (usualmente chamada de acréscimo) pelo objeto degenerado leva à produção de raios-X.

As variabilidades da radiação óptica e em raios-X podem ser classificadas como regulares (pulsos e efeitos orbitais), semi-regulares (*bursts* e oscilações quasi-periódicas) e caóticas (*flares e flickering*).

A emissão da radiação nestes sistemas é determinada pelos seguintes fatores:

- Natureza da estrela ordinária;
- Quantidade de matéria perdida pela estrela ordinária;

- Tipo de objeto compacto: buraco negro ou estrela de nêutrons;
- Caso seja uma estrela de nêutrons, a intensidade e a geometria do campo magnético;
- A geometria do fluxo de matéria perdida pela estrela ordinária e capturada pelo objeto compacto, se por vento com geometria esférica ou por transbordamento do lobo de Roche.

1.1.2 Classificação de SBRX

Os ~ 250 SBRX apresentam sua classificação baseada na massa da componente óptica de modo a serem agrupados em SBRX de baixa massa (BXBM) e de alta massa (BXAM). As propriedades básicas que definem estes dois tipos de SBRX podem ser observadas e confrontadas na Tabela 1.1

Tabela 1.1 - Características de BXBM e BXAM

	BXBM	BXAM
Massa da Componente Óptica	$\leq 2M_{\odot}$	$\geq 5M_{\odot}$
Tipo Espectral	K-M	OB, Be
Luminosidade Óptica	Disco de Acréscimo	Estrela Ordinária
L_X/L_{Opt}	100-1000	≤ 1
Espectro em Raios-X	mole (kT \sim keV)	duro (kT \geq 15 keV)
Distribuição Galáctica	Centro Galáctico e Aglomerados Globulares	Plano Galáctico e Braços Espirais
População Estelar	Velha	Jovem

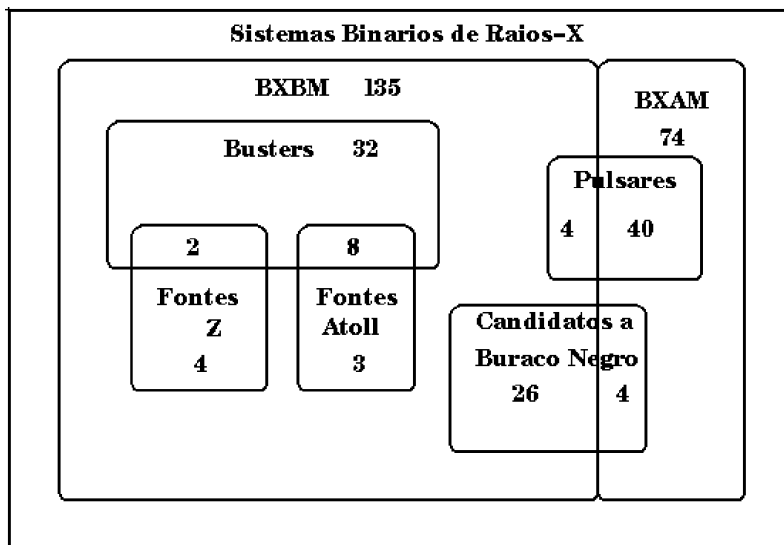
Fonte: Produção do autor

Estes dois tipos de SBRX podem ainda ser subdivididos em sistemas com pulsares de raios-X, candidatos a buracos negros, *bursters*, fontes *Z* e *atoll*, distribuídos como mostra o esquema da Figura (1.1) (detalhes sobre as características destas fontes podem ser encontrados em (HASINGER; KLIS, 1989), (SCHULZ et al., 1989), e (ZIOLKOWSKI, 1996)).

1.2 Acréscimo de Matéria em SBRX

O processo de perda de matéria da estrela ordinária é uma decorrência natural da evolução desta estrela e pode se dar nos seguintes casos:

Figura 1.1 - Classificação esquemática de SBRX.



Fonte: Produção do autor.

- A estrela se expande ou a separação do sistema diminui até que o raio da estrela ordinária tenha preenchido o seu lobo de Roche. Neste ponto, a estrela ordinária começa a transferir matéria pelo ponto interno de Lagrange formando um disco em torno do objeto compacto. A matéria do disco é capturada pelo objeto compacto, transformando neste processo energia gravitacional em radiação. Este processo é conhecido como *Acréscimo por Transbordamento do Lobo de Roche*.
- A estrela ordinária perde matéria na forma de vento estelar de modo que o objeto compacto captura matéria deste vento. A geometria deste tipo de acréscimo pode ser tanto esférica quanto por disco. Este processo é conhecido como *Acréscimo por Vento (AV)*. Devido ao fato de que a estrela doadora perde matéria de forma quase que isotrópica, o acréscimo de matéria por vento é uma forma menos efetiva de transferência de matéria. O acréscimo de matéria por vento é o modo preferencial de acréscimo nos sistemas de GX 301-2, Vela X-1 e 4U 1538-52. A velocidade do vento nestes sistemas é de $1 - 2 \times 10^3$ km/s, e apesar da taxa de perda de massa ser de $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ /ano, somente uma fração de $\leq 10^{-4}$ do vento é capturado (para maiores detalhes sobre o acréscimo por vento, veja Davidson e Ostriker (1973), Treves et al. (1988) e Lewin et al. (1995)).

1.2.1 Transbordamento do Lobo de Roche

A essência do problema da descrição do transbordamento do lobo de Roche é analisar a órbita de uma partícula de teste no potencial gravitacional de dois corpos massivos, orbitando um em volta do outro sob a influência de suas atrações gravitacionais mútuas. Considere-se o problema de duas estrelas centralmente condensadas (o que equivale supor que as massas sejam pontuais) executando uma órbita circular kepleriana (isto é uma boa aproximação para sistemas binários em interação uma vez que o efeito de maré tende a circularizar a órbita destes sistemas rapidamente). A dinâmica destas estrelas obedece a terceira Lei de Kepler

$$4\pi^2 a^3 = G(M_{Opt} + M_X)P^2, \quad (1.1)$$

onde G é a constante gravitacional, a é a separação do sistema, P é o período orbital, M_{Opt} e M_X são as massas das estrelas ordinária e compacta, respectivamente. A obtenção das massas e período orbital depende da determinação do tipo espectral das estrelas e a observação de modulações temporais. Uma vez determinadas estas quantidades, a terceira Lei de Kepler escrita em termos da razão das massas $q = M_{Opt}/M_X$, permite obter a separação orbital do sistema na forma da equação

$$a = 2,9 \times 10^{11} M_X^{1/3} (1 + q)^{1/3} P_{dias}^{2/3} cm, \quad (1.2)$$

onde M_X é a massa do objeto compacto em unidades de massa solar e P_{dias} o período orbital do sistema expresso em dias.

Outra importante quantidade associada com a geometria de Roche é o raio das superfícies equipotenciais que envolvem as duas estrelas, [Eggleton \(1983\)](#) derivou uma aproximação analítica para o raio médio R_{LR} da superfície equipotencial de Roche da estrela M_{Opt} , dado pela equação:

$$R_{LR} = \frac{0,49aq^{2/3}}{0,6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}. \quad (1.3)$$

O raio da superfície de Roche da estrela compacta é obtido de forma equivalente, substituindo q por q^{-1} na equação (1.3).

1.2.2 Formação do Disco de Acréscimo

A principal condição para que haja a formação do disco de acréscimo é que o momento angular específico (J) do material estelar perdido pela estrela ordinária seja

suficientemente grande. Desta forma, o material não irá atingir a estrela compacta diretamente, devendo orbitar a estrela degenerada com um raio de circularização (LEWIN et al., 1995)

$$R_{circ} = \frac{J^2}{GM_X}. \quad (1.4)$$

Supondo que a matéria perca energia mais rapidamente que o momento angular, o acréscimo de matéria acontecerá através de uma sequência de órbitas circulares com um gradual decréscimo de J , o qual é transportado para fora de R_{circ} , fazendo com que a matéria se distribua ao longo de um plano. O agente responsável tanto pela dissipação de energia quanto pelo transporte do momento angular que leva à formação do disco é a viscosidade (ν_{vis}), a qual surge em decorrência da existência de um torque entre anéis de matéria em órbitas vizinhas.

A solução das equações de difusão de matéria em um disco de acréscimo é complicada, entretanto elas podem ser simplificadas diante das seguintes considerações:

- Disco Fino - onde as dimensões radiais são muito maiores que a espessura do disco, H ;
- Disco Estacionário - onde as variações da taxa de transferência de matéria ocorrem em escalas de tempo muito maiores que a escala de tempo de viscosidade.
- Disco α (proposto por Shakura e Sunyaev (1973) - o qual estabelece uma parametrização da viscosidade do disco em termos de um parâmetro α , de forma que:

$$\nu_{vis} = \alpha c_s H; \quad (1.5)$$

onde c_s é a velocidade do som no disco e α um parâmetro adimensional com valores estimados entre 0,1 e 1.

Estas considerações serão usadas em capítulos futuros para a determinação e estimativas de propriedades físicas do disco. Para discussões detalhadas da teoria de acréscimo em sistemas binários veja Lewin et al. (1995), Frank et al. (1992) e Treves et al. (1988).

1.3 Pulsares de Raios-X

Os pulsares em SBRX são estrelas de nêutrons altamente magnetizadas ($B \sim 10^{12}$ G), cujo eixo de dipolo magnético não coincide com o eixo de rotação. O intenso campo magnético da estrela de nêutrons domina a dinâmica da matéria que está sendo

capturada até uma distância R_A , chamada de raio de Alfvén. A matéria perdida pela estrela ordinária, seja por transbordamento do lobo de Roche ou por vento, ao atingir a superfície definida pelo R_A é canalizada ao longo das linhas do campo magnético e conduzida até os polos magnéticos da estrela de nêutrons. A matéria é acelerada ao longo das linhas do campo, afunilando-se nas proximidades de uma pequena área definida pela calota polar magnética da estrela de nêutrons, com velocidades de $\sim 0,2c$. Os fótons emitidos pela matéria acelerada no campo magnético se encontram concentrados em um cone de radiação. A passagem deste cone na linha de visada de um observador externo faz com que este veja a radiação como um efeito farol, ou seja, o observador vê um pulso de radiação a cada vez que o feixe passa em sua linha de visada.

Para os pulsares rádio, a fonte de produção de radiação é a conversão de energia rotacional em partículas aceleradas. A consequência da aceleração destas partículas ao longo das linhas de intensos campos magnéticos é a produção de radiação. No caso dos pulsares de raios-X (daqui por diante assim chamados para que sejam distinguidos dos pulsares rádio), a produção de radiação é oriunda da precipitação da matéria perdida pela estrela ordinária, no intenso poço de potencial gravitacional da estrela compacta, levando a conversão de energia potencial em radiação. Deste modo, as variações na taxa de acréscimo (\dot{M}) e a interação do campo magnético com a matéria do vento ou do disco podem provocar variações no período de rotação da. As principais características dos pulsares de raios-X são as seguintes:

- Campo magnético intenso ($B \sim 10^{11} - 10^{13}$ G);
- Espectro duro em raios-X ($kT \geq 15$ keV). Isto é um efeito do acréscimo da matéria em pequenas áreas e um poço de potencial profundo;
- Rotação próxima ao período de equilíbrio ($P_{eq} \sim B^{6/7} \dot{M}^{-3/7} = 0,07$ até 1413 s);
- Presença de um disco de acréscimo (permanente ou temporário) em torno da estrela de nêutrons.

O primeiro pulsar a ser descoberto com estas características foi encontrado no SBRX Cen X-3 (DAVIDSEN et al., 1972). Posteriormente outros pulsares de raios-X viriam a ser descobertos e hoje formam uma lista de ~ 45 objetos (BILDSTEN et al., 1997). De uma forma geral os pulsares de raios-X se encontram distribuídos ao longo do plano galáctico e alguns se encontram na Pequena e Grande Nuvens de Magalhães.

A Tabela (1.2) mostra a relação de pulsares de raios-X agrupados nas diferentes categorias de SBRX, com seus períodos de rotação (P_{spin}), período orbital (P_{orb}), identificação da estrela óptica e respectivo tipo espectral.

1.3.1 Variação de Período (P_{spin}) em Pulsares de Raios-X

A teoria de acréscimo de matéria em fontes de raios-X pulsantes diz que a matéria perdida da estrela ordinária, seja pelo transbordamento do lobo de Roche ou por emissão de vento, é capturada pela estrela de nêutrons. Na parte interna do disco de acréscimo existe uma região limitada pelo raio de Alfvén (R_A). Este raio é definido como a distância onde ocorre o equilíbrio entre a pressão magnética e a pressão exercida pela matéria da parte interna do disco. Devido a esta definição, a dimensão da magnetosfera apresenta uma variação funcional com a taxa de acréscimo, e por consequência com a luminosidade em raios-X do sistema (L_X). A relação aproximada entre o R_A , a luminosidade e as propriedades da estrela de nêutrons foi derivada por Pringle e Rees (1972) e Lamb et al. (1973), sendo dada por:

$$R_A \approx \alpha \left(\frac{\mu}{10^{30} G cm^3} \right)^{4/7} \left(\frac{L_X}{10^{37} erg s^{-1}} \right)^{-2/7} \left(\frac{M_X}{M_\odot} \right)^{1/7} \left(\frac{R_X}{10^6 cm} \right)^{-2/7} cm, \quad (1.6)$$

com $\alpha = 10^8 (\xi v_r / v_{ql})^{2/7}$, onde ξ é o fator geométrico associado com a seção de choque da interface da matéria do disco com a superfície de Alfvén, v_r e v_{ql} são as velocidades radiais e de queda-livre das partículas fora da superfície de Alfvén. M_X , R_X e μ são a massa, raio e momento de dipólo magnético da estrela de nêutrons, respectivamente. A Equação(1.6) pode ser escrita de uma forma alternativa e aproximada como:

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{\sqrt{2GM_X\dot{M}}} \right)^{2/7} \quad (1.7)$$

ou

$$R_A = \left(\frac{B^2 R_X^6}{\sqrt{2GM_X\dot{M}}} \right)^{2/7}, \quad (1.8)$$

Tabela 1.2 - Pulsares de Raios-X (até setembro de 1997)

Sistema	$P_{spin}(s)$	$P_{orb}(d)$	Companheira
Baixa Massa			
GRO J1744-28	0,467	11,8	
Her X-1	1,24	1,7	HZ Her (A9-B)
4U 1626-67	7,66	0,0289	KZ TrA (K??)
GX1+4	120	...	V2116 Oph (M5-6III)
Alta Massa			
SMC X-1	0,717	3,89	Sk160 (B0I)
Cen X-3	4,82	2,09	V779 Cen (O6-8f
RX J0648.1-4419	13,2	1,54	HD 49798 (O6p)
LMC X-4	13,5	1,42	Sk-Ph (O7III-V)
OAO 1657-415	37,7	10,4	(B0-6Iab)
Vela X-1	283	8,96	HD77581 (B0.5Ib)
1E 1145-614	297	5,65	V830 Cen (B2Iae)
4U 1907+09	438	8,38	(B I)
4U 1538-52	530	3,73	QV Nor (B0Iab)
GX 301-2	681	41,5	Wray 977 (B1.5Ia)
BeX			
A 0538-67	0,069	16,7	(B2III-IVe)
4U 0115+63	3,61	24,3	V635 Cas (Be)
V 0332+53	4,37	34,2	BQ Cam (Be)
2S 1417-624	17,6	42,1	(OBe)
EXO 2030+375	41,7	46,0	(Be)
GRO J1008-57	93,5	≈248	(Be)
A 0535+26	105	110	HDE245770 (O9.7IIe)
GX 304-1	272	133 (?)	V 850 Cen (B2Vne)
4U 1145-619	292	187	Hen 715(B1Vne)
A 1118-616	405	...	He3-640 (O9.5III-Ve)
4U 0352+309	835	...	X Per (O9III-Ve)
RX J0146.9+6121	1413	...	LSI +61 ⁰ 235 (B5IIIe)
Persistentes/companheiras indeterminadas			
RX J1838.4-0301	5,45
1E 1048-593	6,44
1E 2259+586	6,98
RX J0720.4-3125	8,38
4U 0142+614	8,69
Transientes/companheiras indeterminadas			
RX J1838.4-0301	2,76
RX J0502.9-6626	4,06
GRO J1750-27	4,45	29,8	...
2E 0050.1-7247	8,9
2S 1553-54	9,26	30,6	...
GS 0834-430	12,3
GRO J1948+32	18,7
GS 1843+00	29,5
GS 2137+57 (Cep X-4?)	66,2
GS 1843-024	94,8
Sct X-1	111
GRO J2058+42	198
GPS 1722-363	414

Fonte: Produção do autor.

onde

$$L_X = \frac{GM_X \dot{M}}{R_X}. \quad (1.9)$$

Um valor típico do R_A para estrela de nêutrons em SBRX com $L_X \sim 10^{37}$ erg/s é $R_A \sim 3 \times 10^8$ cm. Pelas Equações (1.6), (1.7) e (1.8) pode-se observar que a variação da taxa de acréscimo (\dot{M}) ou da luminosidade em raios-X (L_X) influencia na variação do R_A . Desta forma, quando o fluxo de matéria diminui, a magnetosfera se expande, e quando o fluxo aumenta, a magnetosfera diminui. Apesar do acoplamento entre a magnetosfera e o disco ser complexo, uma descrição simples é que o momento angular do material capturado é transferido para o pulsar, de modo que o pulsar experimenta um torque de *spin* igual a

$$N = \dot{M} \sqrt{GM_X R_A} = 2\pi I \nu_{spin}, \quad (1.10)$$

onde $I \sim 10^{45}$ g cm² é o momento de inércia do pulsar e ν_{spin} é a frequência de rotação do pulsar.

Numa escala de tempo T_{spin} (GHOSH; LAMB, 1979), definida como:

$$T_{spin} \equiv -\frac{P}{\dot{P}}, \quad (1.11)$$

é atingido um estado de equilíbrio no qual a matéria junto ao lado externo da magnetosfera (limitada por R_A) gira com um período de equilíbrio (P_{eq}) dado por:

$$P_{eq} = \frac{2\pi}{\Omega_K(r = R_A)} = 2\pi \left(\frac{R_A^3}{GM_X} \right)^{1/2}. \quad (1.12)$$

Combinando as Equações (1.8) e (1.12) (DAVIDSON; OSTRIKER, 1973; GHOSH et al., 1977), obtém-se

$$P_{eq} \sim B^{6/7} \dot{M}^{-3/7}. \quad (1.13)$$

Trabalhos recentes têm discutido questões relacionando o torque e o estado em que o pulsar se encontra em relação ao período de equilíbrio. De uma forma básica os pulsares de raios-X podem ser encontrados em dois estados:

- Acretor – estado em que tipicamente $P_{spin} > P_{eq}$ (rotor lento). Neste estado a velocidade do lado externo da magnetosfera é menor do que a velocidade Kepleriana do disco, de modo que não há formação de barreira centrífuga. Neste caso, o pulsar se torna um forte emissor de raios-X e experimenta uma aceleração de sua velocidade de rotação (devido ao momento angular

transferido pela matéria capturada) (PRINGLE; REES, 1972; LAMB et al., 1973).

- Propulsor - estado onde $P_{spin} < P_{eq}$ (rotor rápido). A velocidade da magnetosfera é maior que a velocidade Kepleriana do disco, formando uma barreira centrífuga que inibe o acréscimo de matéria pelo pulsar. Devido à quantidade marginal de matéria acretada pelo pulsar, sua luminosidade em raios-X é baixa. O pulsar é freado pela perda da energia gasta no trabalho realizado pela magnetosfera para manter a barreira centrífuga atuando (ILLARIONOV; SYUNIAEV, 1975).

É importante destacar que apesar da teoria padrão dos pulsares de raios-X ter sido proposta nos anos 70, somente com as recentes observações do BATSE-CGRO e ASM-RXTE tem sido possível testar a validade destes modelos. Os principais resultados das observações destes experimentos se resumem no refinamento de parâmetros orbitais, na descoberta de novos pulsares em sistemas transientes, na observação de oscilações quasi-periódicas em vários BXBM, nas medidas de variações de longa duração do fluxo pulsado, e nas medidas contínuas do fluxo pulsado dos pulsares Her X-1, Cen X-3, Vela X-1, OAO 1657-415, GX 301-2, 4U 1538-52, GRO J1744-28 e GX 1+4. Os recentes resultados das observações e estudos de pulsares de raios-X podem ser encontrados em Nelson et al. (1997); Yi et al. (1997); Cui (1997); Bildsten et al. (1997) e Chakrabarty et al. (1997).

1.4 O BXBM GX1+4/V2116 Oph

1.4.1 Observações em Raios-X

GX1+4 (4U 1728-24) foi o nome dado à fonte de raios-X do Centro Galáctico ($l = 1^{\circ}.4$ e $b = 3^{\circ}.9$ em coordenadas Galácticas, ou $\alpha = 17^h 28^m 57^s$ e $\delta = -24^{\circ} 42' 42''$ em coordenadas equatoriais de 1950) descoberta no início dos anos 70 por um experimento a bordo de balão (LEWIN et al., 1971). Por ocasião da descoberta, estes autores reportaram que GX1+4 apresentava uma variabilidade periódica com duração de ~ 2 min associada com as pulsações de uma estrela de nêutrons. Estas pulsações mostraram uma taxa de aceleração de >2 s/ano, a mais elevada taxa já observada em um pulsar de acréscimo (NAGASE, 1989)

Ao longo dos anos 70, GX1+4 foi a fonte mais brilhante em raios-X duros na região do Centro Galáctico. Entretanto, no início dos anos 80 entrou em um estado de baixa emissão (HALL; DEVELAAR, 1983), do qual só viria a emergir em 1987 (MAKISHIMA et al., 1988; DOTANI et al., 1989). Estas medidas também mostraram que o pulsar havia mudado seu estado de *spin*, entrando em um longo período de desaceleração,

o qual persiste até a presente data. Na ocasião, um modelo propondo que o pulsar estava sendo alimentado por um intenso vento da estrela gigante foi cogitado para explicar a reversão do torque aplicado na estrela de nêutrons (MAKISHIMA et al., 1988).

Observações realizadas desde 1991 pelo BATSE-CGRO mostram que GX1+4 tem o espectro mais duro já observado entre os pulsares de acréscimo. Ao longo destas observações vários *flares* acompanhados de episódios de *spin-down* foram observados (CHAKRABARTY et al., 1996; CHAKRABARTY et al., 1997; BILDSTEN et al., 1997). A correlação entre *flares* em raios-X e o fluxo óptico foram relatadas em Greenhill et al. (1995), Manchanda et al. (1995) e Pereira et al. (1997a).

1.4.2 V2116 Oph/GX1+4 – Um Sistema Simbiótico

Sistemas simbióticos consistem de uma estrela tardia (K/M) e gigante, tendo por companheira uma estrela compacta (anã branca/estrela de nêutrons). Ambas as estrelas são envolvidas por uma nebulosa com linhas de emissão, as quais são resultantes da fotoionização do vento da gigante vermelha pela radiação emitida pela estrela compacta ou disco de acréscimo. O espectro óptico de sistemas simbióticos é caracterizado por apresentar linhas características do espectro da estrela tardia sobre o qual são sobrepostas linhas de H I, He I, He II, Fe II, [Fe II], [Fe VI] e [O III] (KENYON; GARCIA, 1986; GARCIA, 1986).

A espectroscopia óptica de V2116 Oph mostra que esta estrela é a componente fria de um sistema simbiótico (DAVIDSEN et al., 1977). Este é o único sistema binário de raios-X em um sistema simbiótico. As principais características observadas no espectro óptico são a presença das bandas de absorção de TiO e VO de uma estrela M5-6III altamente avermelhada ($A_V = 5 - 7$), assim como linhas de emissão muito intensas de H α e He I. É frequente a presença de linhas de Fe II e, em algumas ocasiões, linhas proibidas de espécies altamente ionizadas como [Fe VII] e [Fe X] são também observadas (DAVIDSEN et al., 1977; SHAHBAZ et al., 1996). Nas Figuras (1.2)-(1.3) são mostrados dois espectros de V2116 Oph/GX1+4 obtidos no Laboratório Nacional de Astrofísica.

A nebulosa em torno de V2116 Oph/GX1+4 tem uma densidade de elétrons de $\sim 10^9 \text{cm}^{-3}$ e um raio de $\sim 4 \text{UA}$ (DAVIDSEN et al., 1977). A presença das linhas de emissão no espectro permite a determinação da origem da fonte de excitação da nebulosa. Por analogia com linhas de emissão de galáxias, a natureza da fonte fotoionizante da nebulosa pode ser determinada usando a razão entre as intensidades

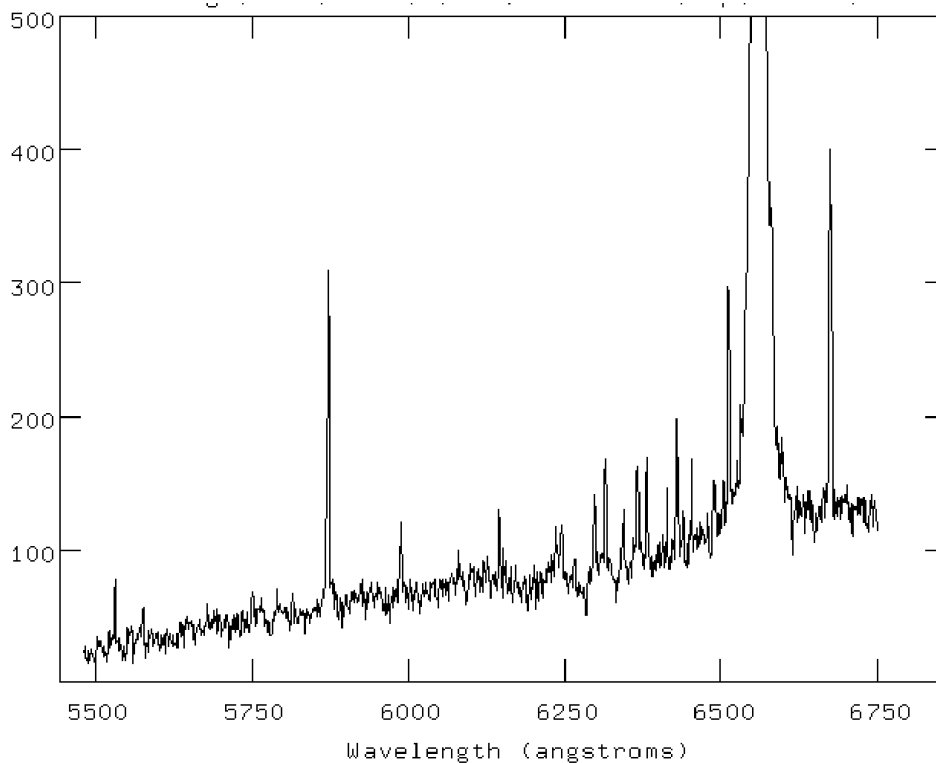
das linhas ($[\text{OIII}] \lambda 5007$)/ $\text{H}\beta$ e ($[\text{OI}] \lambda 6300$)/ $\text{H}\alpha$ no diagrama BPT (BALDWIN et al., 1981). Galáxias fotoionizadas por ultra-violeta de estrelas OB populam uma região distinta daquelas ionizadas por um *continuum* de raios-X, sendo a posição de V2116 Oph/GX1+4 no diagrama BPT indicadora de que a nebulosa é ionizada por ultra-violeta térmico proveniente de um disco de acréscimo (CHAKRABARTY; ROCHE, 1997).

1.4.3 Observações Ópticas

Baseados na posição fornecida pelo Uhuru, Glass e Feast (1973) identificaram a contrapartida óptica de GX1+4 como sendo a estrela gigante V2116 Oph de magnitude $V \sim 18$ mag, associação esta que seria corroborada por Doxsey et al. (1977).

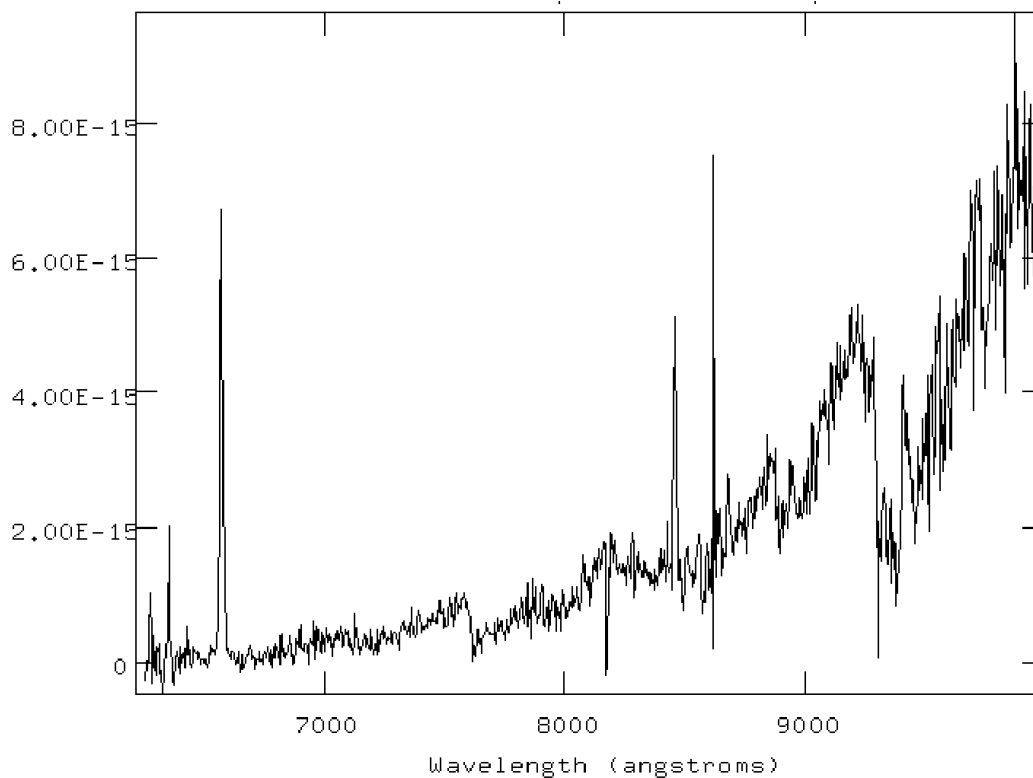
Devido à proeminência do $\text{H}\alpha$ no espectro de V2116 Oph, muitas observações ópticas têm sido direcionadas à observação desta linha. O principal objetivo destas observações têm sido a determinação do período orbital a partir do deslocamento Doppler. Entretanto, Davidsen et al. (1977) e Chakrabarty e Roche (1997) mostram espectros em que esta linha se encontra com velocidade radial $v \sim -150$ km/s

Figura 1.2 - Espectro de V2116 Oph/GX1+4 na banda 5500Å – 6750Å obtido no LNA.



Fonte: Elizalde (1995).

Figura 1.3 - Espectro de V2116 Oph/GX1+4 na banda 6000Å – 10000Å obtido no LNA.



Fonte: Elizalde (1995).

(esta medida tem sido confirmada pelos espectros obtidos no LNA, mostrados nas Figuras (1.2)-(1.3)).

A região do infra-vermelho próximo se mostra promissora para o estudo de V2116 Oph. Na banda K , V2116 Oph aparece como uma estrela brilhante de magnitude $K \sim 8$ mag. Intensas linhas do tripleto de Ca II, O I $\lambda 8446$ e $\text{Br}\gamma$, juntamente com linhas mais fracas da série de Paschen do Hidrogênio são também observadas (CHAKRABARTY; ROCHE, 1997) e (BANDYOPADHYAY et al., 1997). A linha $\text{Br}\gamma$ é originada tanto no disco de acrecimento quanto na face da estrela vermelha aquecida por raios-X vindo da estrela de nêutrons. Uma vez que a emissão nesta banda é totalmente dominada pela estrela vermelha, esta linha é um excelente candidato para o estudo de variações da velocidade radial do sistema. Destacam-se ainda nesta região do espectro as bandas de ^{12}CO e ^{13}CO as quais são características de estrelas tardias. A razão das largas equivalentes destas linhas depende da classe de luminosidade (DHILLON; MARSH, 1995) e pode ser usada para um estabelecimento definitivo da classe de luminosidade de V2116 Oph.

1.4.4 Período Orbital

O período orbital de V2116 Oph/GX1+4 se encontra ainda no mundo das especulações, mas é consenso que este período seja superior a 100 dias. Isto se deve ao fato de que períodos menores implicam na presença da estrela de nêutrons dentro da atmosfera da estrela gigante. A principal proposta surge do modelo de órbita elíptica de Cutler et al. (1986), o qual sugere a presença de uma modulação de 304 dias na curva de variação do período do pulsar. Em Chakrabarty et al. (1996) é proposto que modulações de ~ 200 dias, observadas na curva de variação de período do pulsar em GX1+4, podem ser vinculadas ao período orbital. Devido a variação da intensidade e do perfil do $H\alpha$, Sood et al. (1995) propuseram a monitoria do perfil desta linha com intuito de determinar o período orbital do sistema. Observações espectroscópicas do $H\alpha$ ainda se mostram inconclusivas a respeito do período orbital, mas no entanto as baixas velocidades radiais indicam períodos superiores a 100 dias (SOOD et al., 1995; CHAKRABARTY; ROCHE, 1997).

1.4.5 Observações Ópticas no LNA

Um intenso trabalho de monitoria tem sido realizado por nós no Laboratório Nacional de Astrofísica desde 1991. Dentre os resultados publicados até o presente, destacam-se a detecção do pulsar de 2 min e as medidas da variação deste período (JABLONSKI et al., 1996; JABLONSKI et al., 1997; PEREIRA et al., 1997a; PEREIRA et al., 1997b). Acompanham estes resultados a monitoria de longa duração na banda R , a qual tem mostrado evidência de modulações com períodos de ~ 30 e ~ 120 dias (PEREIRA et al., 1997a; PEREIRA et al., 1997b). Baseados nas cores fotométricas do sistema, foi produzido um modelo espectral sintético para o sistema (JABLONSKI et al., 1997). Variações rápidas de brilho (*flickering*) e correlação entre as variações de brilho na banda óptica e raios-X também têm sido medidas (PEREIRA et al., 1997b).

2 DADOS E INSTRUMENTAÇÃO

2.1 Introdução

Os principais resultados deste trabalho foram obtidos a partir da análise de séries temporais de V2116 Oph/GX1+4, provenientes de observações ópticas e de raios-X. Deste modo, é importante que se faça um resumo dos principais instrumentos e métodos utilizados para a obtenção dos dados analisados neste trabalho.

Os dados usados neste trabalho se diferenciam pela maneira de serem obtidos e analisados, sendo agrupados em quatro classes:

- Curva de luz óptica de longa duração – cada ponto da série é obtido a partir do valor médio do brilho da fonte em cada noite. Esta série se caracteriza basicamente por ser não-igualmente espaçada no tempo. A análise temporal desta série permite avaliar a existência de modulações de longa duração.
- Curva de luz óptica diária – usualmente formada por grande número de pontos, igualmente espaçados, com ou sem lacunas. Estas séries são de grande utilidade para o estudo de oscilações com longa e curta duração, tais como oscilações quasi-periódicas associadas com o *flickering* e pulsações periódicas associadas com a rotação da estrela de nêutrons.
- Curva de luz em raios-X do ASM-RXTE – obtida a partir dos dados públicos do ASM-RXTE em <http://space.mit.edu/XTE/XTE.html>, é constituída por um conjunto de pontos oriundos do fluxo diário médio em raios-X. Estes dados apresentam lacunas e são usados tanto para a análise de periodicidade quanto para correlação com os dados ópticos.
- Curva de variação do período do pulsar em GX1+4 – série temporal obtida de vários experimentos de raios-X conduzidos desde a descoberta do pulsar em GX1+4. Este conjunto de dados é caracterizado por apresentar uma primeira parte com poucos pontos distribuídos ao longo de um grande intervalo de tempo, e uma segunda parte formada por um grande número de pontos medidos pelo BATSE-CGRO. Esta série é usada para a busca de indícios de alguma modulação em escala de longa duração temporal.

Nas seções seguintes serão apresentadas as técnicas instrumentais de obtenção e de redução dos dados de fotometria usados neste trabalho. Em seguida, é feito um

resumo das características dos observatórios que forneceram os dados em raios-X e γ .

2.2 Fotometria CCD

As imagens geradas para a realização deste trabalho foram obtidas com os programas de aquisição AT1 e o programa de aquisição do Fotômetro CCD. O tratamento das imagens CCD exige a remoção de efeitos tais como a presença de corrente de escuro, do nível DC das imagens (*bias*), resposta não uniforme *pixel a pixel* e raios cósmicos. A presença destes efeitos torna necessário um pré-processamento das imagens de onde são extraídas as magnitudes. O processo usual consiste na obtenção dos seguintes tipos de imagens:

- OBJETO – Imagens obtidas dos alvos a serem estudados. Para cada imagem é estipulado um tempo de integração e o filtro a ser utilizado.
- BIAS – O *bias* contribui de forma aditiva nas imagens e independe do tempo de integração. Imagens de *bias* são obtidas sem iluminação do *chip* do CCD e com tempo de exposição curto (≤ 1 s), sendo destinadas a estimar o nível DC ao longo de uma imagem. A remoção deste efeito é obtida de um grande número de imagens, as quais devem gerar uma imagem final do *bias*. Esta imagem final é obtida a partir dos algoritmos de combinação como o IMCOMBINE do IRAF, onde as opções de média, mediana e σ -clipping devem ser usadas para tornar o efeito da combinação imune à presença de raios cósmicos.
- ESCURO – O efeito de escuro tem uma contribuição multiplicativa a qual se escalona com o tempo de integração. Imagens de escuro são obtidas sem iluminação do *chip* do CCD e tempo de exposição longo (> 30 min). Estas imagens são destinadas a reduzir os efeitos da corrente de escuro e de *pixels* quentes no CCD, sendo que de uma forma geral, este efeito é desprezível nos CCDs do LNA.
- FLAT – Imagens obtidas com iluminação uniforme do *chip* do CCD, seja a iluminação feita por luz refletida em um domo ou diretamente do céu. Tais imagens visam corrigir as diferenças de resposta *pixel a pixel* do CCD. Os tempos de exposição devem ser estabelecidos de modo a manter um compromisso entre a minimização do ruído estatístico das contagens e o nível de saturação do CCD. A imagem final é obtida de forma similar a

da imagem de *bias*, sendo posteriormente normalizada para que apresente uma media igual a ~ 1 (em unidades analógicas digitais - ADUs).

Antes de qualquer procedimento é importante fazer uma pesquisa nas imagens visando verificar se há ocorrência de raios cósmicos nas imagens. A presença de estruturas causadas por raios cósmicos são características marcantes em imagens obtidas com longo tempo de exposição. A remoção destes artefatos em imagens objeto devem ser feitas com cuidado, principalmente quando estes se encontram na vizinhança de alguma estrela. O algoritmo IMEDIT do IRAF com a opção *background* ativada é uma boa ferramenta para extração de raios cósmicos.

O passo seguinte é a utilização do sistema de redução e análise de dados IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). Uma descrição geral do IRAF pode ser obtida em Tody (1986). Uma vez convertidas as imagens para o formato IRAF, as operações básicas para a extração dos efeitos de *bias*, corrente de escuro e *flat-field* podem ser realizadas, procedendo com a subtração de *bias* médio e o escuro, e divisão pelo *flat-field* mediano de cada imagem objeto.

2.3 Fotometria diferencial CCD com o CHFOT

O método de fotometria diferencial CCD usado neste trabalho é bastante intuitivo e uma descrição dos princípios pode ser encontrada em Howell e Jacoby (1986). Uma vez que o CCD permite o imageamento de vários objetos ao mesmo tempo, a fotometria diferencial permite calcular as diferenças relativas de magnitude (ou razões de fluxo) entre uma estrela de referência R, uma estrela objeto V, e outras estrelas de comparação C_i para verificação da estabilidade das medidas. Sendo assim, as magnitudes relativas são dadas por:

$$\Delta m_{RV} = m_R - m_V \quad (2.1)$$

e

$$\Delta m_{RC_i} = m_R - m_{C_i} \quad (2.2)$$

Para a obtenção das magnitudes é necessário o estabelecimento das posições de cada estrela dentro de uma imagem. Tal procedimento pode ser obtido com vários *tasks* dentro do IRAF, como por exemplo IMEXAMINE, RADPROF ou DAOFIND. Uma vez obtidas as posições das estrelas, definem-se as aberturas para a fotometria, o raio interno do anel de céu e a largura do anel de céu. O *script* CHFOT efetua o cálculo das magnitudes diferenciais de cada estrela. O *task* que executa a tarefa de extração

da fotometria de abertura é o WPHOT dentro do NOAO.DIGIPHOT.APPHOT. As equações básicas usadas para isto são as seguintes:

$$FLUXO = C - A \times \overline{SKY}, \quad (2.3)$$

$$m = z_m - 2,5 \log_{10}(FLUXO) + 2,5 \log_{10}(\Delta t), \quad (2.4)$$

$$\sigma = \sqrt{FLUXO/GANHO + A + \sigma_{SKY}^2 + A^2 \times \sigma_{SKY}^2/N_{SKY}}, \quad (2.5)$$

$$\sigma_m = 1,0875\sigma/FLUXO, \quad (2.6)$$

onde as quantidades usadas têm o seguinte significado:

$FLUXO$ – número de contagens total dentro da abertura, subtraída a contribuição do céu;

C – número de contagens incluindo o céu;

A – área da abertura de fotometria;

\overline{SKY} - valor médio do céu por pixel;

m – magnitude;

Δt – tempo de exposição;

z_m – ponto zero de magnitude;

σ_m – erro em magnitude;

σ_{SKY} – erro das contagens de céu;

N_{SKY} – número de pixels usados para computar o céu.

Os instantes em que são realizadas as medidas encontram-se gravados nos cabeçalhos de cada imagem e são utilizados pelo CHFOT através do *task* RVCORRECT do IRAF, para a obtenção da data juliana corrigida ao heliocentro. O produto final da fotometria é uma tabela contendo a data juliana heliocêntrica de cada medida, a magnitude bruta da estrela de referência e as magnitudes relativas entre as outras estrelas e esta, constituindo assim uma curva de luz para cada estrela. Detalhes adicionais sobre fotometria diferencial CCD podem ser encontrados em [Stover e Allen \(1987\)](#), [Howell et al. \(1988\)](#), e [Ming-Zhi et al. \(1990\)](#).

2.4 Fotometria com o FOTRAP

O FOTRAP é um fotômetro fotoelétrico multicolor de alta velocidade destinado a funcionar em três modos de operação:

- Rápido Eletrônico - permite realizar monitorias em um único filtro, com tempo de integração de milisegundos;
- Rápido Mecânico - permite monitorias nas cores Clear, U , B , V , R , I , com resolução temporal de 200 ms;
- Magnitude & Cores - permite a obtenção das magnitudes V e os índices de cor $U - B$, $B - V$, $V - R$ e $R - I$ em tempo real, usando uma sequência de medidas “simultâneas” dos 6 filtros.

O sistema fotométrico usado no FOTRAP é o Johnson/Cousins $UBVRI$. O instrumento é descrito detalhadamente em Jablonski et al. (1994).

2.5 Observações em Raios-X e γ

2.5.1 Rossi X-Ray Timing Explorer

O Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE) foi lançado em dezembro de 1995 com objetivo de estudar por intermédio da variabilidade temporal da emissão em raios-X, a natureza, o ambiente e a evolução de fontes de raios-X associadas com objetos compactos tais como anãs degeneradas, estrelas de nêutrons, buracos negros e quasares. Eventos ocorrendo em escalas de tempo de milionésimos de segundos a meses são cobertos em uma banda espectral que vai de 2 a 250 keV. O observatório é constituído pelos três experimentos descritos a seguir:

- PCA (Proportional Counter Array) – Este experimento é o de maior área coletora de todo o RXTE, sendo formado por 5 contadores proporcionais de Xe de grandes dimensões. O experimento é dotado de sistema de anti-coincidência para atenuação dos efeitos do ruído de fundo.
- HEXTE (High Energy X-ray Timing Experiment) – Este experimento é formado por dois blocos de 4 detectores *phoswich* de NaI/CsI. Os dois blocos de detectores são pivotados de modo que ao apontar para uma fonte, possam ser feitas medidas alternadas de fonte e *background* a cada 15 s.

- ASM (All-Sky Monitor) – Este experimento se destina a fazer monitoria da intensidade de ~ 75 fontes de raios-X selecionadas previamente, além de monitorar o céu para alertar sobre a ocorrência de variações associadas com eventos fortuitos. O ASM é formado por três câmeras (scanning shadow cameras - SSC) montadas sobre uma plataforma giratória. Cada câmera contém um contador proporcional sensível a posição, sob um colimador de grande abertura. Uma das câmeras aponta na mesma direção que o eixo de rotação do ASM e as outras duas são perpendiculares a esta. O topo de cada colimador é coberto com uma placa de alumínio com 6 perfurações retangulares que funcionam como uma máscara codificada. Esta máscara produz uma sombra bi-dimensional para cada fonte no campo de visada do colimador. A banda espectral de operação deste instrumento é de 2-10 keV.

Maiores detalhes sobre o RXTE e alguns dos resultados podem ser encontrados em [Bradt \(1997\)](#) e [Remillard e Levine \(1997\)](#), ou na [www](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte) em <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte> e <http://space.mit.edu//XTE>.

2.5.2 Compton Gamma Ray Observatory

O Observatório de Raios Gamma Compton (Compton Gamma Ray Observatory – CGRO), lançado em abril de 1991, é um instrumento destinado a observar fontes astrofísicas que emitam radiação com energias na banda de 20 keV a 30 GeV. O observatório é composto de quatro experimentos com características especificadas para diferentes tipos de observações, funcionando separadamente e atuando em bandas de energias complementares uns aos outros. Os experimentos e suas características são resumidos abaixo:

- OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) – É formado por quatro detectores cintiladores *phoswich* de NaI(Tl)-CsI(Na) idênticos, que podem ser orientados de forma independente um do outro. Este experimento é destinado a medidas de variabilidade temporal e espectros de raios- γ de baixa energia. Os principais alvos deste experimento são eventos explosivos como os *flares* solares, novas e supernovas.
- COMPTEL (Imaging Compton Telescope) – É baseado na técnica de absorção da radiação em duas fases, iniciando com o espalhamento Compton em um primeiro plano detector formado por cintiladores líquidos, seguida da absorção em um segundo plano de detectores formados por cristais cintiladores de NaI(Tl). O conhecimento da posição da incidência dos fótons- γ

no primeiro e segundo plano dos detectores torna possível reconstruir a imagem do céu dentro do campo de visada dos detectores. O experimento tem capacidade para detectar fontes pontuais fracas, estruturas difusas da Galáxia, determinar características espectrais e espaciais da radiação extragaláctica difusa, além de poder determinar o grau de polarização linear de fontes de radiação intensas.

- EGRET (High Energy Gamma-Ray Telescope) – É destinado a observar a banda de radiação mais energética de todo o observatório. Este experimento é constituído por um domo de cintiladores plásticos com sistema de anti-coincidência, câmaras de centelhas com sistema de coincidência direcional e contadores proporcionais de NaI. Este experimento é entre 10 e 20 vezes maior e mais sensível que outros telescópios de raios- γ de altas energias previamente colocados no espaço. Isto o torna apto a observar fontes muito mais fracas que as observadas até então. Outra de suas características é a capacidade de medir o espectro da emissão difusa na banda de raios- γ de altas energias. Tem por objetivo observar quasares, buracos negros, explosões estelares e galácticas e fontes de aniquilação de matéria e antimatéria.
- BATSE (Burst and Transient Experiment) – Este experimento é formado por oito módulos detectores localizados em cada canto do observatório. Cada detector é constituído por um disco de cristal de NaI com cerca de meio metro de diâmetro, localizado sobre um tubo fotomultiplicador. O BATSE é destinado a observar *bursts* e fontes transientes. Apesar dos *bursts* serem fenómenos extremamente energéticos, eles são eventos breves e de ocorrência e localização incerta. Deste modo, o BATSE é desenhado para monitorar a máxima porção possível do céu. Desde que os outros instrumentos possuem campos de visada limitados, o BATSE funciona como um *all sky monitor* do CGRO. Assim, quando é detectado um aumento de fluxo em alguma região do céu, um sinal é enviado para outros instrumentos do CGRO, fazendo com que estes sejam direcionados para a fonte em questão. A gravação de um alto fluxo de eventos ocorrendo nos detectores, e a brevidade destes eventos, exigem que o BATSE tenha um sistema de aquisição de dados diferenciado, de modo a permitir a gravação de eventos com resolução temporal de milissegundos, permitindo estudo de estruturas de *bursts* e fontes de emissão periódica tais como pulsações e oscilações quasi periódicas em estrelas de nêutrons. O BATSE opera na banda es-

pectral que vai de 0,03 MeV até 1,9 MeV. São deste instrumento obtidas as medidas das variações temporais rápidas de vários pulsares de raios-X.

Textos explicativos sobre o CGRO podem ser encontrados em [Gehrels et al. \(1996\)](#) e [Neal et al. \(1990\)](#).

3 ANÁLISE TEMPORAL

3.1 Introdução

Os dados usados neste trabalho tem por objetivo principal permitir uma análise temporal dos eventos que ocorrem em V2116 Oph/GX1+4. Os conjuntos de eventos observados trazem informações sobre variações temporais coerentes, como as pulsações do pulsar, e quasi-coerentes como o *flickering*. Variações presentes em algumas das séries temporais cujo grau de coerência ainda não são determinadas (como as flutuações de brilho óptico de longa duração e as flutuações na variação de período nas pulsações do pulsar), podem trazer novas e importantes informações a respeito de propriedades físicas encontradas nestas séries temporais.

As séries temporais analisadas neste trabalho apresentam as seguintes características:

- Séries com muitos pontos igualmente espaçados;
- Séries com muitos pontos igualmente espaçados, porém apresentando lacunas em alguns locais;
- Séries com poucos pontos não igualmente espaçados e distribuídos em um intervalo de tempo muito longo.

A tarefa de quantificar e qualificar sinais periódicos nestas séries requer a utilização de métodos específicos de análise para cada caso. Desta forma, com o intuito de executar análises temporais sobre os diversos conjuntos de séries temporais disponíveis para este trabalho, vários métodos foram utilizados, de modo que uma breve descrição destes torna-se necessária.

3.2 Transformada de Fourier

Uma técnica largamente utilizada e muito eficiente de determinação de sinais periódicos é a transformada de Fourier. Este método consiste na decomposição de um sinal $x(t)$ em ondas senoidais, de modo que, para uma dada frequência ω , pode ser encontrado um conjunto de valores (a, ϕ) ou (A, B) , relacionados por

$$a = \sqrt{A^2 + B^2} \tag{3.1}$$

e

$$\phi = B/A, \quad (3.2)$$

os quais permitem ajustar ao sinal $x(t)$ uma função do tipo

$$a \cos(\omega t - \phi) = A \cos \omega t + B \sin \omega t. \quad (3.3)$$

De uma forma geral, o sinal $x(t)$ pode ser uma combinação de várias funções senoidais com j frequências, que no caso de amostras discretas é descrito pelo somatório

$$x(t) = \frac{1}{N} \sum_j a_j \cos(\omega_j t - \phi_j) = \frac{1}{N} \sum_j (A_j \cos \omega_j t + B_j \sin \omega_j t), \quad (3.4)$$

onde N é o número total de pontos da amostra. Os coeficientes de Fourier A_j e B_j podem ser computados a partir das equações:

$$A_j = \sum_k x_k \cos \omega_j t_k \quad (3.5)$$

e

$$B_j = \sum_k x_k \sin \omega_j t_k, \quad (3.6)$$

onde $x_k = x(t_k)$. A partir destas duas equações pode-se escrever a transformada de Fourier e a sua inversa em termos de números complexos:

$$a_j = \sum_k x_k e^{i\omega_j t_k} \quad (3.7)$$

$$x_k = \frac{1}{N} \sum_j a_j e^{-i\omega_j t_k}, \quad (3.8)$$

onde $i^2 = -1$. Vale notar que A_j e B_j representam a correlação do sinal x_k com uma onda senoidal ou cosenoidal de frequência ω_j , de modo que a ocorrência de uma correlação alta implica que o correspondente coeficiente de Fourier tem valor elevado e contribui significativamente para a soma na Equação (3.4).

3.2.1 A Transformada Discreta de Fourier

Definindo o sinal como uma série de N números x_k ($k = 0, \dots, N - 1$) (no caso aqui exposto x_k estará associada com alguma grandeza vinculada ao número de fótons detectados em um *bin* k). A transformada discreta de Fourier a_j ($j = -N/2, \dots, N/2 - 1$) faz a decomposição deste sinal em N senóides. As seguintes expressões descrevem

o par de transformadas do sinal:

$$a_j = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{2\pi i j k / N}; \quad j = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} - 1 \quad (3.9)$$

e

$$x_k = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} a_j e^{-2\pi i j k / N}; \quad k = 0, \dots, N - 1. \quad (3.10)$$

Estas equações fornecem uma descrição completa de um sinal gerado por amostras discretizadas nos *bins* k . A mais alta frequência que se pode definir para a completa descrição da amostra é $\nu_{N/2} = \frac{1}{2}N/T$ (a frequência de Nyquist), onde T é o tempo total da amostra.

3.2.2 A Transformada Rápida de Fourier

A transformada rápida de Fourier é um algoritmo computacional destinado a calcular a transformada discreta de Fourier. A motivação para a implementação deste procedimento é a otimização do tempo de processamento para efetuar os cálculos da transformada discreta. O tempo de cálculo de uma transformada discreta é escalonado com N^2 , enquanto que o tempo para calcular uma transformada rápida se escalona com $N(\log_2 N)$, sendo assim da ordem de $N/(\log_2 N)$ vezes mais rápido. Usualmente o número N de pontos da série temporal deve ser igual a uma potência de 2, de modo que em casos onde isto não ocorre o procedimento tem sido completar a série temporal com a média da amostra.

3.2.3 O Espectro de Potências

As amplitudes dos coeficientes de Fourier podem ser tratadas de modo a oferecerem uma quantificação da contribuição de uma determinada frequência dentro de um determinado sinal $x(t)$. Esta quantificação é baseada no teorema de Parseval, o qual estabelece que:

$$\sum_{k=0}^{N-1} |x_k|^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} |a_j|^2. \quad (3.11)$$

Este teorema implica na existência de uma relação entre a somatória dos quadrados dos módulos das amplitudes de Fourier e a variância total dos dados:

$$Var(x_k) = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} |a_j|^2; \quad j \neq 0, \quad (3.12)$$

de modo que o Espectro de Potências é definido como:

$$P_j \equiv \frac{2}{N_e} |a_j|^2; \quad j = 0, \dots, N/2, \quad (3.13)$$

onde N_e é o número total de eventos dado por $\sum x_k = a_0$. Desta forma, um sinal senoidal com frequência de Fourier $\nu_j = \omega_j/2\pi$ com $x_k = A \text{sen}(2\pi\nu_j t_k)$, provoca um pico no espectro de potências com intensidade igual a:

$$P_j = \frac{1}{2} \frac{N^2}{N_e} A^2, \quad (3.14)$$

onde o termo de normalização $(2N_e)^{-1}$ esta associado com as propriedades estatísticas do ruído no espectro de potências.

3.2.4 Ruído no Espectro de Potências

Um espectro de potências P_j pode ser representado pela soma das componentes associadas ao sinal e ruído, podendo ser escrito como:

$$P_j = P_{j,\text{ruído}} + P_{j,\text{sinal}}, \quad (3.15)$$

onde $P_{j,\text{ruído}} = A_{j,\text{ruído}}^2 + B_{j,\text{ruído}}^2$ é a componente associada ao ruído. Deste modo, sob a consideração de que x_k, A_j e B_j estejam associados com uma distribuição normal, P_j será distribuído como uma distribuição χ^2 com dois graus de liberdade. Usualmente o ruído da contagem de fótons dos dados x_k tem origem puramente Poissônica, o que sempre permite a utilização da estatística χ^2 para quantificar os espectros associados.

3.2.5 Incerteza na Determinação de Frequências

As frequências apresentadas no espectro de potências são obtidas de valores discretos definidos por

$$f_j \equiv \frac{j}{N\Delta t} \text{Hz}. \quad (3.16)$$

A incerteza associada a cada frequência foi estimada em Kovacs (1981), tendo a

seguinte forma:

$$\sigma_\nu = \frac{3\sigma}{4N^{1/2}TR} Hz, \quad (3.17)$$

onde σ é o desvio padrão obtido na vizinhança de f_j , e R a amplitude da frequência no espectro de potências. Esta equação mostra que séries com grande número de pontos e longos intervalos de cobertura apresentam erros pequenos quando comparados com séries de mesma origem, obtidas com menor número de pontos e menor tempo de cobertura.

3.2.6 Método de Lomb

A proposta deste método é avaliar a presença de sinais periódicos em séries temporais não igualmente espaçadas com lacunas grandes, de modo que a interpolação dos dados nestas lacunas não produz um resultado satisfatório. O efeito destas lacunas no espectro de potências é complexo e está associado com a janela de amostragem dos dados.

O método aqui apresentado foi desenvolvido em Lomb (1976) e subsequentemente elaborado em Scargle (1982). O método de Lomb avalia um sinal com ondas senoidais somente nos intervalos de tempos t_k onde as medidas são realizadas, ou seja, os dados são ponderados ponto a ponto em vez de uma base fornecida por um determinado intervalo de tempo. Desta forma, o *Periodograma Normalizado de Lomb* (o espectro de potências de Lomb) é definido como:

$$P_N(\omega) \equiv \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{[\sum_j (x_j - \bar{x}) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_j (x_j - \bar{x}) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (3.18)$$

onde

$$\bar{x} \equiv \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad (3.19)$$

e

$$\sigma^2 \equiv \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x}_k)^2 \quad (3.20)$$

são a média e variância de x_k . O parâmetro τ é definido pela relação:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \text{sen}2\omega t_j}{\sum_j \text{cos}2\omega t_j}, \quad (3.21)$$

Sua função é tornar $P_N(\omega)$ independente dos deslocamentos de t_k por qualquer constante, fazendo ainda com que a Equação (3.18) trate x_k como se a ela fosse feito um ajuste linear de mínimos quadrados com uma função do tipo (idêntico ao procedimento usado na Transformada de Fourier)

$$x(t) = A\cos\omega t + B\text{sen}\omega t. \quad (3.22)$$

Uma das grandes vantagens do método de Lomb é que a significância de um sinal no espectro de potências pode ser obtida de forma rigorosa. A normalização pela variância feita na Equação (3.18) faz com que $P_N(\omega)$ tenha uma distribuição de probabilidade exponencial com média unitária. Em outras palavras, a probabilidade de que $P_N(\omega)$ esteja entre z e $z+dz$ é dada por $e^{-z}dz$. Segue disto que uma varredura de M frequências independentes fornece uma probabilidade de falso alarme dada por:

$$P(> z) \equiv 1 - (1 - e^{-z})^M, \quad (3.23)$$

ou seja, um pequeno valor da probabilidade de falso alarme indica a presença de um sinal periódico altamente significativo.

Neste ponto, o problema consiste em determinar o valor de M . Tal caso é resolvido avaliando a Equação (3.23) em regiões onde a significância do sinal assume um valor muito baixo, ou seja $\ll 1$. Deste modo, pode-se expandir a Equação (3.23) em série, fornecendo

$$P(> z) \approx Me^{-z}. \quad (3.24)$$

Neste caso, simulações de Monte Carlo mostram que em geral M depende do número de frequências amostradas, do número de pontos da amostra, N , e do espaçamento detalhado da amostra. No caso dos pontos da amostra serem aproximadamente igualmente espaçados e $M \simeq N$, ocorre uma superamostragem de frequências na região que vai de 0 até a frequência de Nyquist. De uma forma geral, no caso de amostras não igualmente espaçados, M não é significativamente diferente do caso de uma amostra igualmente espaçada. O único caso em que M muda significativamente de valor no caso de se comparar dados igualmente espaçados e não igualmente es-

paçados, é o caso onde os dados apresentam aglomerações de pontos. Neste caso, o número de frequências independentes diminui de um fator aproximadamente igual ao número de aglomerações. A receita usada para as análises deste trabalho segue a prescrição fornecida em [Press et al. \(1992\)](#), onde M é igual ao número de frequências fornecidas na saída do programa.

3.3 CLEAN

O CLEAN é um método não linear de análise espectral desenvolvido em [Roberts et al. \(1987\)](#), tendo por objetivo minimizar os efeitos povocados pela presença das janelas de amostragem de um determinado sinal, a qual leva à distorção do espectro de frequências.

O espectro de potências neste caso é considerado como resultado da convolução dos espectros associados com o sinal $P(\omega)$ e o espectro da janela de amostragem $W(\omega)$, de modo que:

$$D(\omega) = P(\omega) \otimes W(\omega), \quad (3.25)$$

onde $D(\omega)$ é chamado de *espectro sujo*. O método consiste em calcular o espectro $D(\omega)$ e remover os lobos laterais devido a estrutura de $W(\omega)$, obtendo um espectro residual $R(\omega)$. O processo é realizado fazendo $D(\omega) = R(\omega)$ durante i interações, até a obtenção de um espectro CLEAN $S(\omega)$.

3.4 PDM

O método de determinação de periodicidades usando minimização de dispersão de fase, conhecido como PDM, é baseado no procedimento proposto por [Stellingwerf \(1978\)](#). O PDM é bem adequado para análise de periodicidades em amostras de dados esparsas e irregularmente espaçadas, fornecendo bons resultados para análises em sinais que não apresentam características senoidais, diferentemente dos métodos espectrais mencionados aqui anteriormente.

O PDM consiste na procura da curva de luz (somada em fase) que tenha a menor dispersão. O intervalo de fase unitário é dividido em *bins* igualmente espaçados associados com a curva de luz “média” e a dispersão é calculada para cada *bin*. Sendo a variância da amostra de dados fornecida pela Equação (3.20) e considerando M amostras distintas com variância $s_j^2 (j = 1, M)$ contendo cada uma n_j pontos, pode-se calcular a variância para todas as amostras pela equação:

$$s^2 = \frac{\sum(n_j - 1)s_j^2}{\sum n_j - M}. \quad (3.26)$$

A espectro do PDM é obtido em termos da equação

$$\Theta \equiv s^2/\sigma^2 \quad (3.27)$$

fornece um periodograma conhecido como Θ -plot. A Equação (3.27) estabelece que a ocorrência de um sinal não verdadeiramente periódico, implica em $s^2 \approx \sigma^2$ e $\Theta \approx 1$. No caso de um sinal verdadeiramente periódico, Θ irá atingir um mínimo local no periodograma, se comparado com as frequências vizinhas.

3.5 Correlação Cruzada Discreta

Uma implementação do método de função de correlação cruzada discreta (FCD) pode ser encontrada em Edelson e Krolik (1988). Seu objetivo é calcular a correlação cruzada de duas amostras de dados, $x(t)$ e $y(t)$, as quais têm por características serem medidas em intervalos de tempos diferentes, não igualmente espaçados e de comprimentos diferentes. Deste modo, a FCD de duas amostras com pontos $x_j(t_j)$ e $y_k(t_k)$, é obtida a partir do cálculo de um conjunto de correlações discretas não *binadas* de cada par de medidas, fornecida por:

$$UFCD_{jk} = \frac{(x_j - \bar{x})(y_k - \bar{y})}{\sqrt{\sigma_x^2 \sigma_y^2}}. \quad (3.28)$$

Fazendo a média de todos os M pontos que têm o mesmo tempo de atraso (τ) obtem-se como resultado direto a função de correlação discreta:

$$FCD(\tau) = \frac{1}{M} \sum_{jk} UFCD_{jk}(\tau). \quad (3.29)$$

As vantagens deste procedimento são a utilização de todos os pontos dos conjuntos de dados, a não introdução de novos erros devido à interpolação e o fato de que os erros em cada *bin* podem ser obtidos de forma simples por:

$$\sigma_{FCD}(\tau) \equiv \frac{1}{M-1} \sqrt{\sum_{jk} (UFCD_{jk} - FCD(\tau))^2}. \quad (3.30)$$

4 FOTOMETRIA EM V2116 OPH/GX1+4

4.1 Introdução

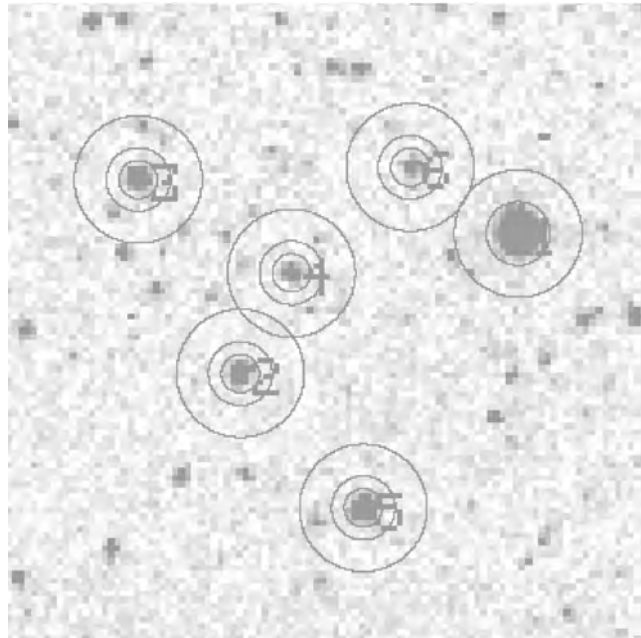
Neste capítulo serão apresentados os principais resultados obtidos das observações de V2116 Oph/GX1+4, particularmente os derivados das observações ópticas realizadas no LNA e raios-X realizadas pelo RXTE. Os dados analisados permitem inferir informações sobre variações de brilho de longa e curta duração, medir a contribuição de brilho de cada componente do sistema e correlacionar a curva de luz óptica com a curva de luz em raios-X fornecida pelo ASM-RXTE.

4.2 Observações Ópticas

Os dados ópticos foram obtidos nos telescópios de 0,6m e 1,6m do Laboratório Nacional de Astrofísica, usando as câmaras diretas 01 e 02 com os CCDs 048, 09, 301 e 398, e o *FOTRAP* (veja em Jablonski et al. (1994) e <http://www.lna.br/instrum/intr.html> para uma descrição detalhada dos detectores). Os resultados aqui expostos subentendem um total de 149 noites de observações realizadas entre os anos de 1991 e 1997. Até 1995 estas observações foram direcionadas para a observação sistemática na banda *R*, objetivando monitorar as variações de longa duração. A partir da implementação do fotômetro CCD em 1996, tornou-se possível realizar medidas com tempos de integração da ordem de segundos, permitindo que monitorias para a detecção de variações rápidas também pudessem ser realizadas. Em 1997 a monitoria CCD também se estendeu aos filtros *BVI*, clear, CuSO_4 e 9900 Å, possibilitando o acompanhamento das variações em cores da fonte. Os tempos de integração utilizados variaram de 5 a 300s, e dependiam do CCD utilizado e da qualidade da noite. O total de imagens obtidas com a fotometria diferencial CCD é de 41041 imagens na banda *R*, 14391 em clear, 10633 em CuSO_4 , 455 em *I*, 432 em 9900 Å, 188 em *B* e 208 em *V*. Séries temporais com duração de até 7 horas foram obtidas para estudo de pulsações, *flickering* de alta e baixa frequência, e possível modulações em escalas de tempos de horas-dias.

Usou-se o procedimento padrão de redução, pré-processamento e extração de magnitudes descrito no Capítulo 2. Foi usada como referência a estrela 9 da carta de Doxsey et al. (1977) ($V = 13,39 \pm 0,04$, $V - R = +0,77 \pm 0,02$, $R - I = 0,79 \pm 0,01$). A dimensão característica da abertura usada na fotometria era estabelecida pela rotina RADPROF do IRAF, cuidando para que $\sim 80\%$ da luz da estrela de referência estivesse dentro do diafragma. Na Figura (4.1) são mostradas as estrelas usadas na fotometria e uma esquematização das aberturas utilizadas.

Figura 4.1 - Imagem do campo de V2116 Oph/GX1+4 (estrela 2). A estrela 1 é a estrela de referência usada para o cálculo da fotometria diferencial, as estrelas 3,4,5,6 são estrelas usadas para checagem da qualidade das medidas. Os círculos são uma representação do diafragma usado para a fotometria e seu respectivo anel de céu.



Fonte: Produção do autor.

4.2.1 Cálculo de Erro

Tendo em vista a variabilidade de V2116 Oph/GX1+4 e a grande diversidade de situações e condições em que foram realizadas as observações (CCDs, tempos de integração por imagem e tempo total de integração diferentes, proximidade da Lua, variabilidade das estrelas de comparação e referência, etc...), tornou-se necessário o estabelecimento de um critério que desse uniformidade às medidas de erro das magnitudes medidas. Deste modo, foi estabelecida uma forma empírica de cálculo de erro baseada na relação entre a magnitude diferencial média e do desvio padrão das medidas feitas para cada estrela de referência, em cada noite de observação. A reta ajustada a cada conjunto de pontos de cada filtro fornece uma medida uniforme do erro em magnitude de V2116 Oph/GX1+4. Os resultados desta análise são mostrados nas Figuras (4.2)-(4.7), as quais fornecem as estimativas para o erro médio da magnitude diferencial (σ_{mag}) de V2116 Oph/GX1+4 em função do brilho em cada filtro:

$$\sigma_B = 0,11\Delta_B - 0,27 \quad (4.1)$$

$$\sigma_{CuSO_4} = 0,04\Delta_{CuSO_4} - 0,07 \quad (4.2)$$

$$\sigma_V = 0,02\Delta_V - 0,034 \quad (4.3)$$

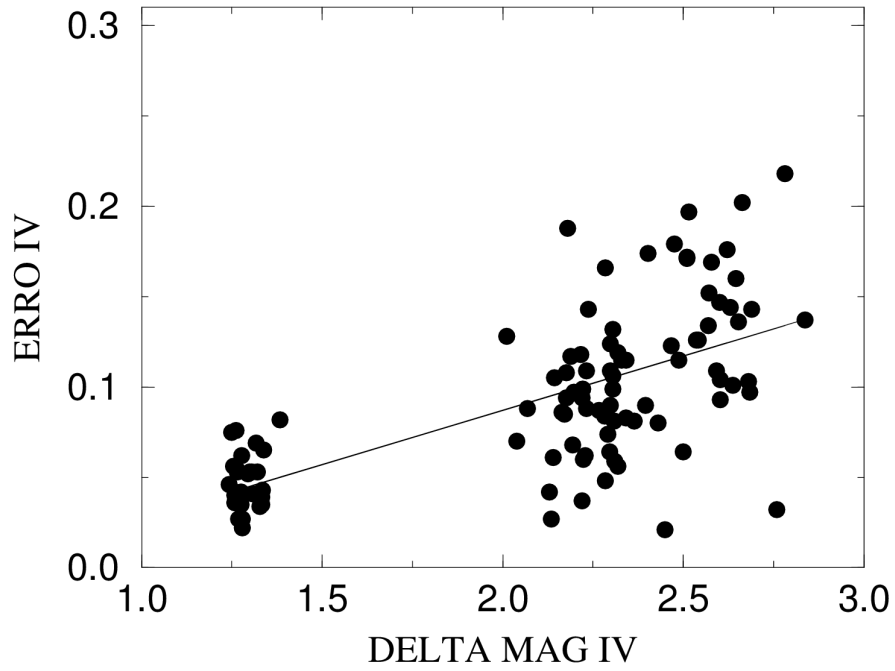
$$\sigma_R = 0,02\Delta_R - 0,027 \quad (4.4)$$

$$\sigma_I = 0,01\Delta_I - 0,01 \quad (4.5)$$

$$\sigma_{IV} = 0,06\Delta_{IV} - 0,03 \quad (4.6)$$

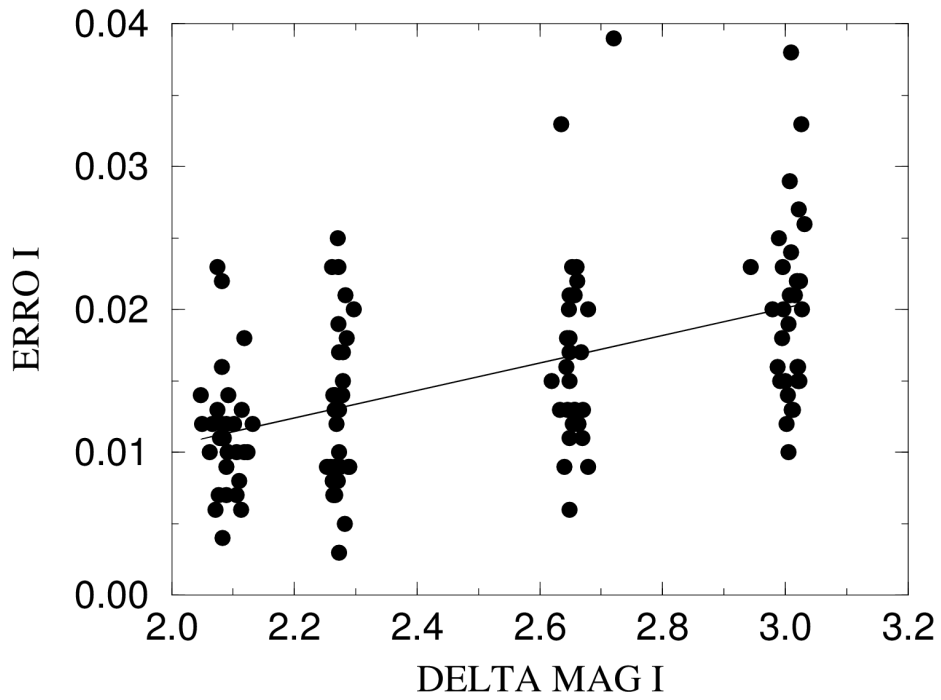
Onde os Δ s significam as diferenças de magnitude em relação a estrela de referência.

Figura 4.2 - Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro de 9900Å (*IV*).



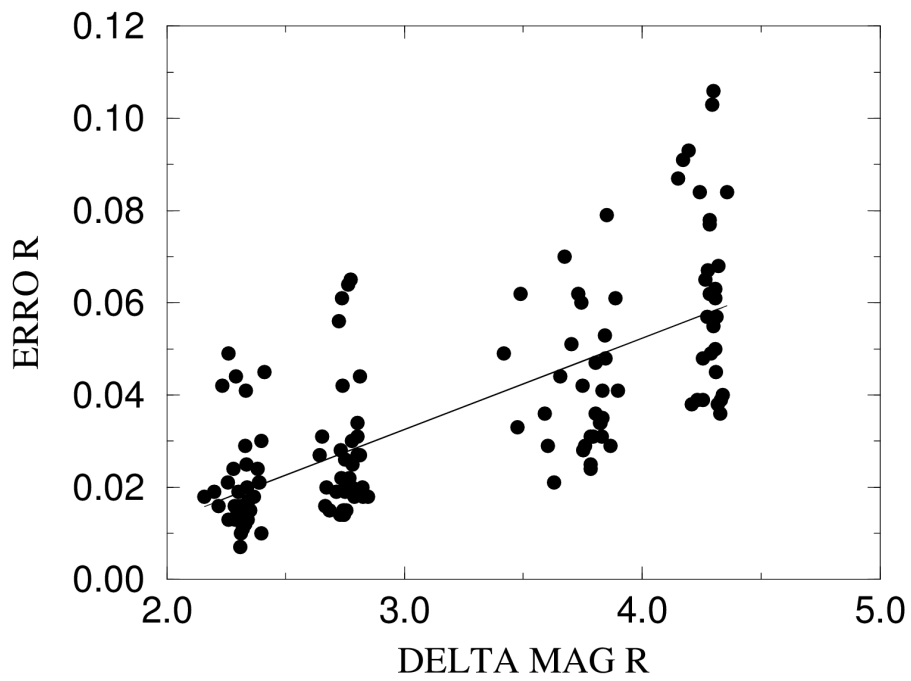
Fonte: Produção do autor.

Figura 4.3 - Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro *I*.



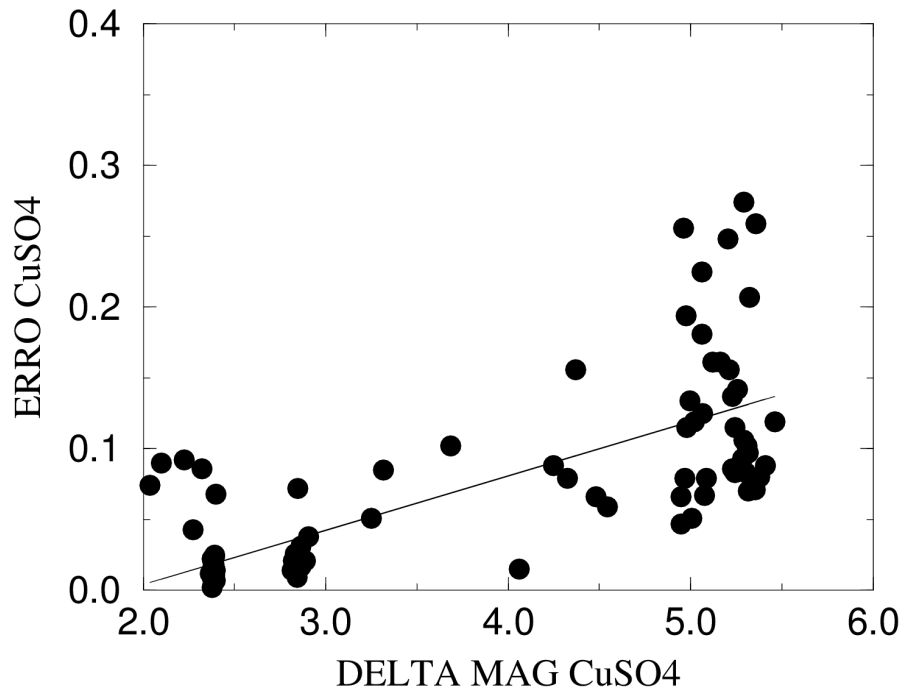
Fonte: Produção do autor.

Figura 4.4 - Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro *R*.



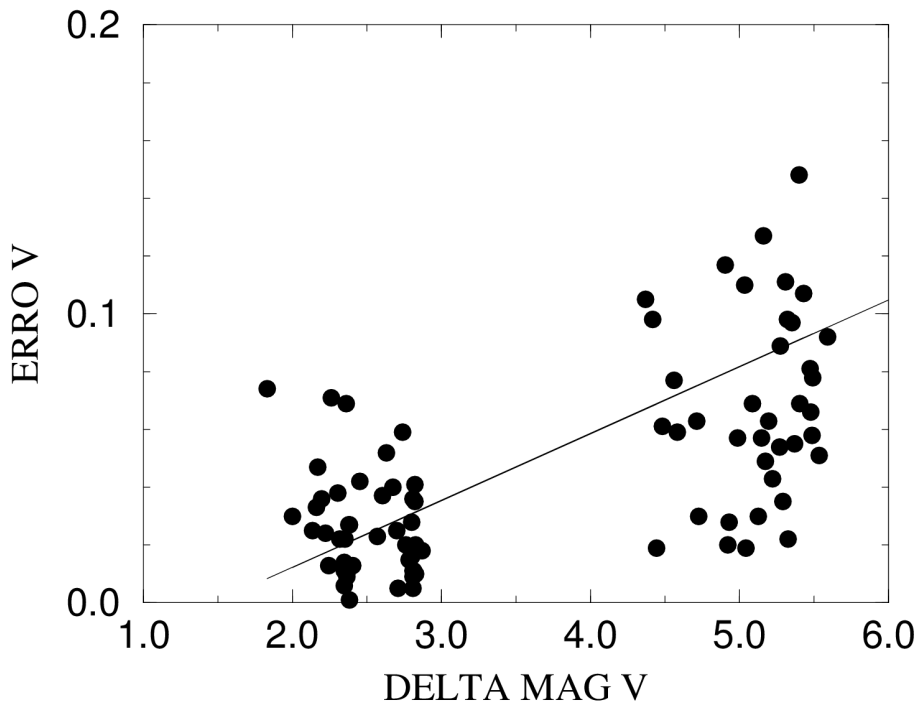
Fonte: Produção do autor.

Figura 4.5 - Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro de $CuSO_4$.



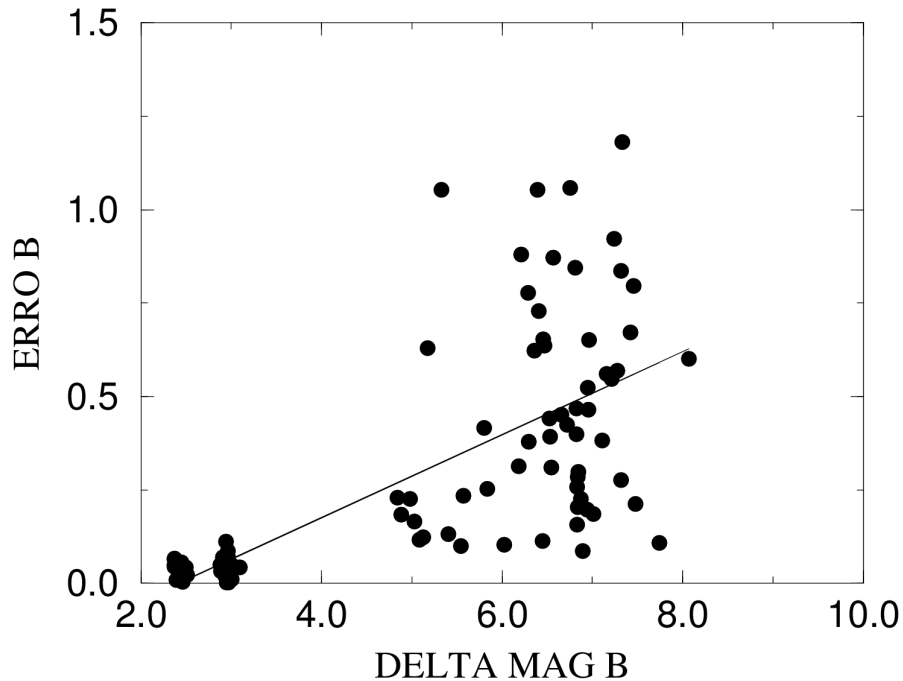
Fonte: Produção do autor.

Figura 4.6 - Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro V .



Fonte: Produção do autor.

Figura 4.7 - Estimativa empírica do erro médio de magnitude diferencial para V2116 Oph/GX1+4, para imagens obtidas com o filtro *B*.



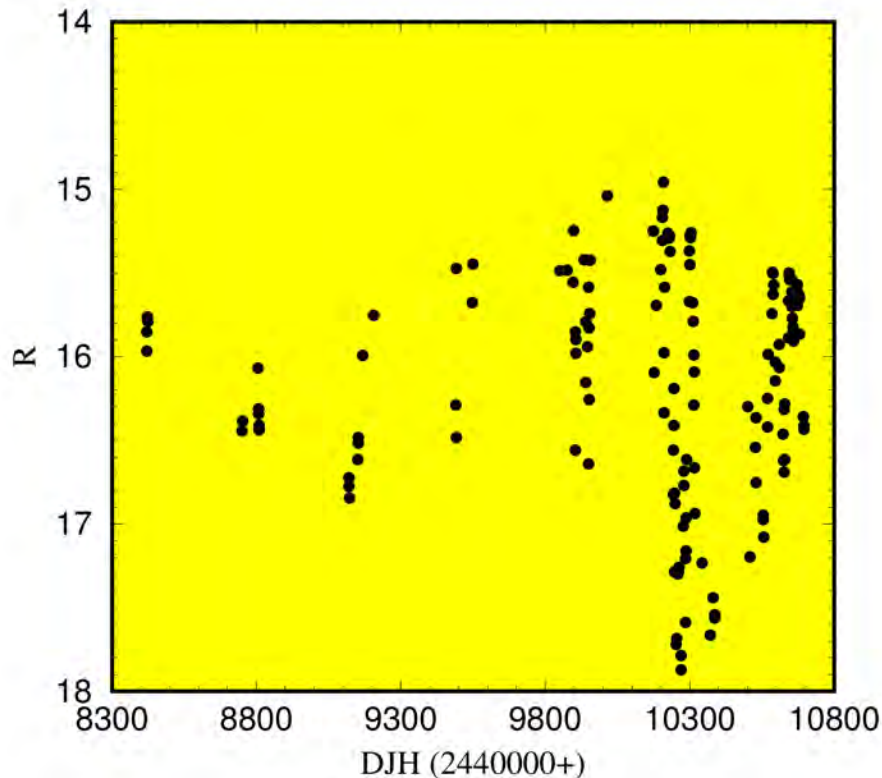
Fonte: Produção do autor.

4.2.2 Curva de Luz de Longa Duração

Apesar de GX1+4 ser uma fonte muito bem estudada em raios-X e gama, o mesmo não pode ser dito em relação aos estudos deste objeto na banda óptica. Praticamente todas as observações se restringiram a medidas espectroscópicas (para um resumo veja [Chakrabarty e Roche \(1997\)](#)) ou observações fotométricas restritas à banda $H\alpha$ [Krzeminski e Priedhorsky \(1978\)](#), de forma que nenhuma monitoria óptica sistemática havia sido conduzida até este trabalho. Uma das importantes contribuições deste trabalho é a obtenção de uma curva de luz na banda *R* obtida entre os anos de 1991 e 1997. Esta curva de luz, apresentada na Figura (4.8), compreende os resultados de 150 noites de observações na direção de V2116 Oph/GX1+4. Cada ponto desta curva é representativo da magnitude média de V2116 Oph/GX1+4 na banda *R* em cada noite.

A curva de luz da Figura (4.8) apresenta variações de até 3 magnitudes podendo flutuar até 1 magnitude de um dia para o outro. A curva de luz óptica de V2116 Oph/GX1+4 se assemelha à observada no sistema simbiótico eruptivo Z And. Este sistema mostra variações quase-periódicas de longa duração (~ 700 dias) interrompidas por erupções de até 4 magnitudes. As variações de brilho em Z And são creditadas a três fontes:

Figura 4.8 - Curva de luz de longa duração de V2116 Oph/GX1+4. Observações realizadas na banda R ao longo dos anos 1991-1997.



Fonte: Produção do autor.

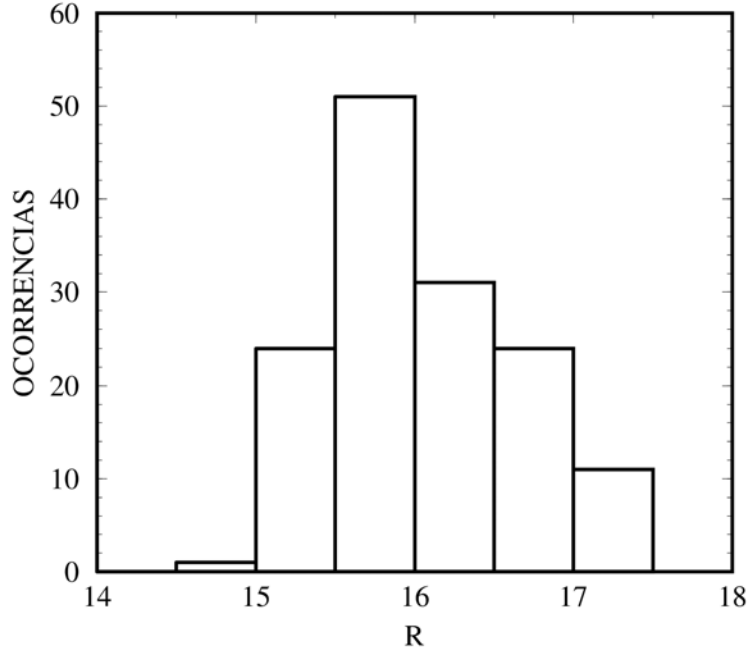
- Variação na transparência e na excitação da nebulosa em torno do sistema;
- Variabilidade da componente degenerada, provavelmente devido à irregularidades na taxa de acréscimo e geração de energia;
- Variações de longo período na estrela ordinária.

Para um resumo a respeito de Z And veja [Hoffmeister et al. \(1985\)](#).

Uma vez que é esperado que V2116 Oph/GX1+4 possua fontes geradoras de radiação e dimensões semelhantes às observadas em Z And (estrela fria, objeto compacto e disco), é de se esperar que as variações observadas possam ter as mesmas origens, a menos da presença da fonte quente representada pelo pulsar, a qual pode tornar o cenário ainda mais drástico.

Ao ser analisada a distribuição de brilho da curva de luz de V2116 Oph/GX1+4, obtém-se um histograma como mostrado na Figura (4.9). Este histograma mostra que em $\sim 50\%$ das observações o sistema se encontrava em um estado brilhante

Figura 4.9 - Histograma da distribuição de brilho na banda R de V2116 Oph/GX1+4.



Fonte: Produção do autor.

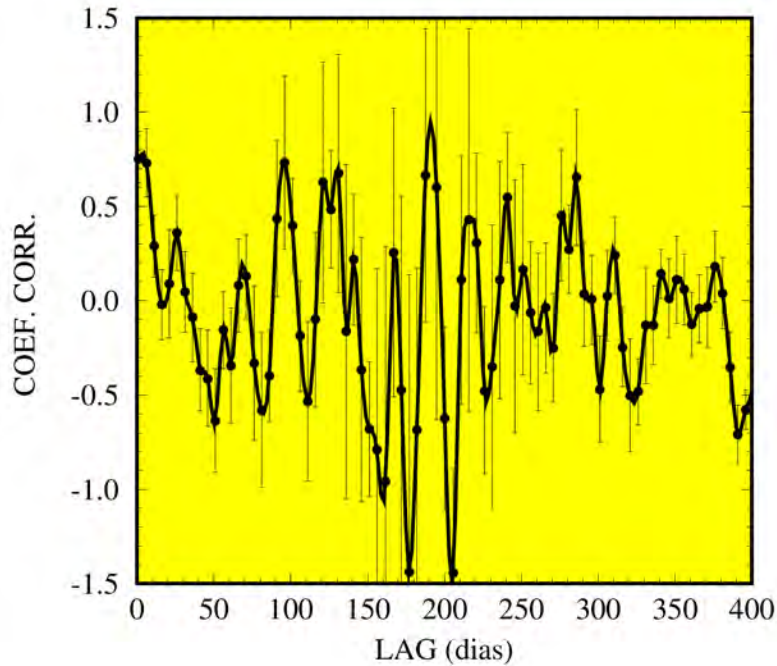
($R \leq 16$), e com alto grau de atividade (favorecendo a detecção de pulsações e *flickering*).

As observações da evolução do período de rotação da estrela de nêutrons em GX1+4, realizadas na banda de raios-X nos anos 70 propuseram um período orbital de ~ 304 dias (CUTLER et al., 1986), enquanto que as observações de espectroscopia óptica da linha de $H\alpha$ levam a períodos orbitais ≥ 100 dias (SOOD et al., 1995). Com a expectativa de encontrar variações coerentes de brilho nestas escalas de tempo, a curva de luz da Figura (4.8) foi submetida à análise de auto-correlação e espectral.

Como a série temporal da Figura (4.8) não é igualmente espaçada, é necessário que sejam usados métodos de análise que levem em consideração os efeitos das janelas de dados. Deste modo, foi usado para cálculo da correlação discreta o método de Edelson e Krolik (1988), enquanto que para cálculo da transformada discreta de Fourier o método de Lomb (LOMB, 1976) e CLEAN (ROBERTS et al., 1987).

Os resultados obtidos a partir da análise de auto-correlação, representada na Figura (4.10), mostram que durante um intervalo de tempo de ~ 10 dias a curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 apresenta cerca de 80% de correlação. Durante este período há uma tendência de que o sistema seja encontrado em um estado de brilho que não apresente grandes variações de um dia para o outro. É importante destacar que

Figura 4.10 - Auto-correlação da curva de luz de longa duração.



Fonte: Produção do autor.

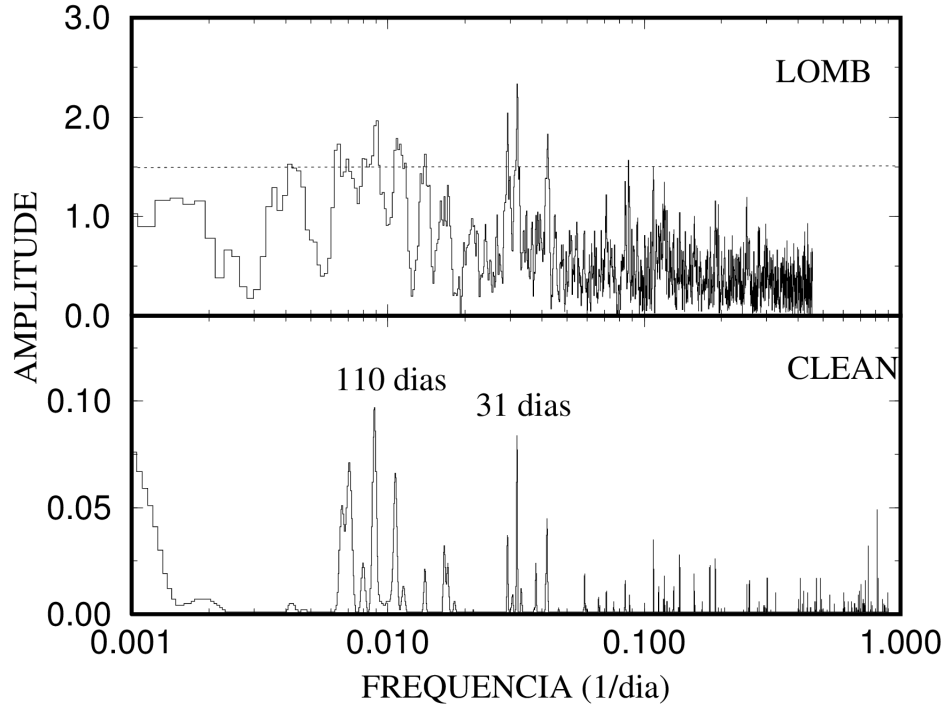
em casos eventuais são observadas variações bruscas de magnitude em intervalo de tempo de aproximadamente 3 dias, entretanto o comportamento médio da curva de luz é de que estas variações bruscas não ocorram.

Destaca-se ainda na curva de auto-correlação o pico com 40% de correlação em torno de 30 dias. Este pico ocorre logo após a correlação ter seu valor reduzido a zero em torno de 15 dias. Outro pico com correlação significativa (80%) é o de ~ 100 dias. Entretanto, este pico já apresenta indícios de ter um erro elevado devido ao efeito da amostragem dos dados. De fato, os *lags* encontrados entre 100 e 300 dias apresentam elevados índices de correlação, mas também apresentam barras de erro da ordem de suas intensidades, ou seja, o cálculo está sendo efetuado em uma região onde não existem dados e os efeitos disto na dispersão são significativos, e por esta razão esses picos não são considerados na análise.

É importante destacar na Figura (4.11) as diferenças entre as amplitudes dos sinais em cada um dos espectros. No periodograma de Lomb os dados em magnitudes são convertidos para intensidade, enquanto que o espectro CLEAN é obtido com os dados em magnitudes. O reflexo deste tratamento nos dois espectros é a inversão das intensidades entre as potências de ~ 31 e ~ 110 dias.

Os principais resultados obtidos com a análise espectral e auto-correlação da curva

Figura 4.11 - Espectro de potências de Lomb da curva de luz de longa duração é mostrado no painel superior (a linha tracejada indica o limiar de 3σ para detecção de uma oscilação). O painel inferior mostra o espectro CLEAN da curva de luz de longa duração. Os períodos mais significativos são indicados sobre suas respectivas frequências.



Fonte: Produção do autor.

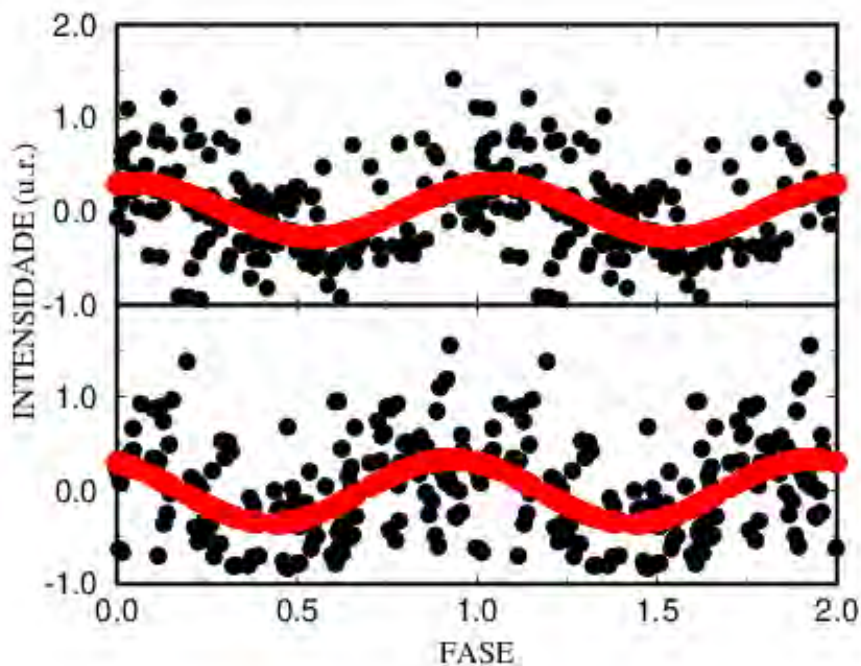
de luz da Figura (4.8) podem ser resumidos nos seguintes aspectos:

- Tanto a auto-correlação quanto os espectros de potências fornecem indícios de modulações de ~ 31 e ~ 110 dias. Estes dois sinais apresentam significância superior a 3σ ;
- As modulações de ~ 31 e ~ 110 dias apresentam frações pulsadas iguais a 36% e 32%, respectivamente;
- Auto-correlação e espectros de potências fornecem indícios de que são poucas as chances de que ocorram mudanças na variação de brilho em intervalos de tempo de 1-10 dias;
- Presença de picos vizinhos (*sidebands*) aos de ~ 31 e ~ 110 dias podem estar associados ao batimento com o período orbital do sistema.

Os períodos de ~ 31 e ~ 110 dias são testados nos diagramas de fase mostrados na Figura (4.12). O período de 31 dias apresenta a característica de reproduzir muito bem os máximos observados na curva de luz, principalmente quando V2116 Oph/GX1+4 está em estado brilhante. Já o período de 110 dias é acompanhado por picos vizinhos

com alta significância, como pode ser observado na Figura (4.11). Nas proximidades dos picos de 31 e 110 dias é observada a presença de outros picos com elevada significância (em alguns casos da ordem de 3σ). Alguns dos picos presentes no espectro de potências de Lomb são eliminados pelo CLEAN mas os picos de 24, 34, 90 e 140 dias ainda persistem. Em primeiro lugar, a presença destes picos pode ser devido ao caráter não exatamente senoidal e quasi-periódico das modulações presentes na curva de luz. Estes picos contribuem para aumentar a dispersão quando a curva de luz é colocada em fase com os períodos de 31 e 110 dias. Estes dois períodos serão abordados no contexto de possíveis candidatos ao período orbital do sistema, sendo suas influências e implicações discutidas no Capítulo 6.

Figura 4.12 - Diagramas de fase mostrando a curva de luz de longa duração em fase com os períodos de 31 (painel superior) e 110 dias (painel inferior). Sobre cada um dos diagramas de fase foram ajustadas senóides com os respectivos períodos. A escala de intensidades é ajustada de modo a apresentar intensidade média igual a zero.



Fonte: Produção do autor.

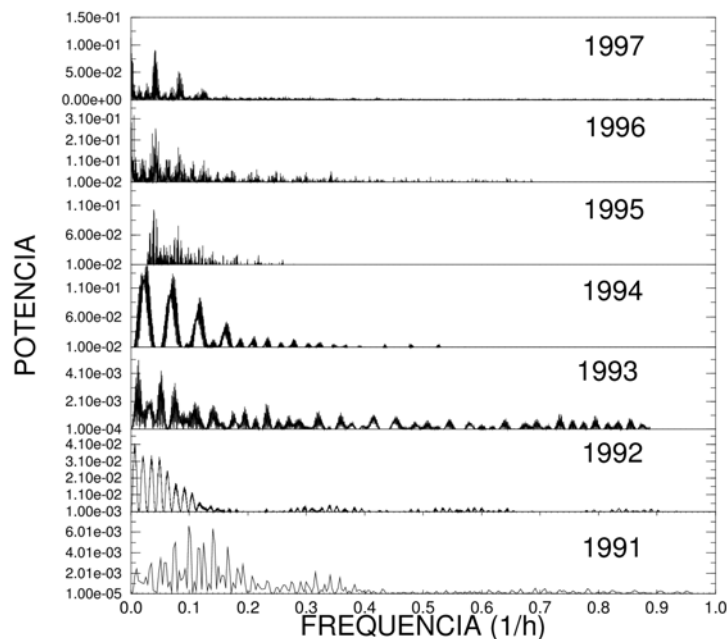
4.3 Variações de Brilho em Escalas de Tempo de horas

Em vários conjuntos de dados de V2116 Oph/GX1+4, obtidos ao longo das 149 noites de observações, são observadas flutuações de brilho em escalas de tempo de horas. Tais variações se manifestam nas curvas de luz na forma de flutuações suaves, com amplitudes da ordem de 1 mag ao longo de uma noite. Para tornar os conjuntos de dados uniformes, estes dados foram *binados* a cada 30 min com o valor médio

em magnitude contido dentro deste intervalo de tempo. Foram construídas séries temporais para cada ano de observação.

Análise espectral com o método de Lomb foi realizada sobre estas séries com objetivo de se detectar alguma estrutura periódica nestes dados. Os resultados da análise espectral para cada ano são mostrados na Figura (4.13). De uma forma geral estes espectros apresentam em comum o fato de serem contaminados pelos efeitos da sazonalidade dia-noite, de modo que estruturas em torno do período de 24 horas são marcantes. Os dados de 1995, 1996 e 1997, apesar de representarem uma grande quantidade de pontos apresentam o inconveniente de incluírem estados onde o objeto praticamente não apresentava atividade. Já os resultados de 1992, 1993 e 1994 sofrem do efeito de pouca amostragem, com poucas observações e séries muito curtas, de modo que fenômenos com duração superior a duas horas sejam difíceis de serem analisados.

Figura 4.13 - Espectros de potências para análise de flutuações de brilho em intervalos de tempo \sim horas.

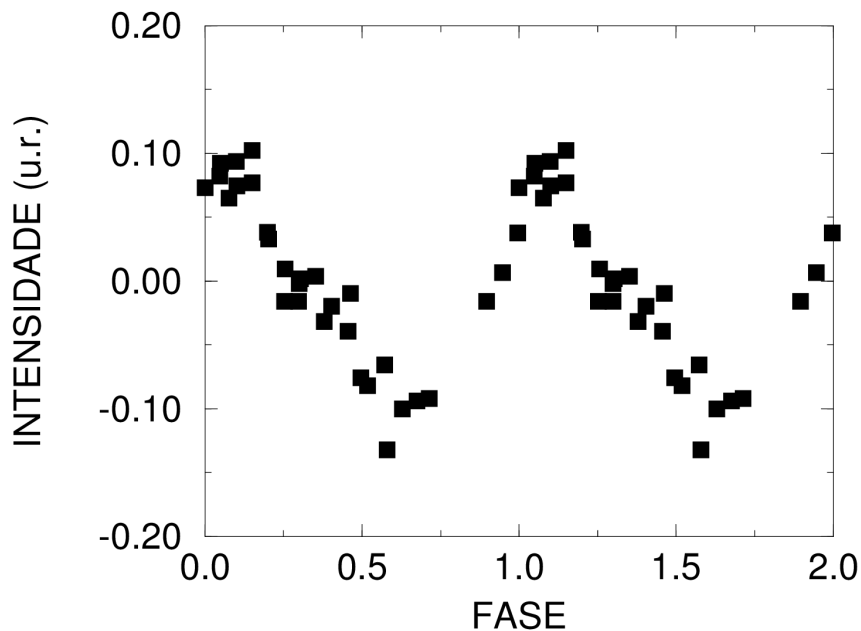


Fonte: Produção do autor.

Em algumas noites isoladas são observadas oscilações que apresentam uma forma nitidamente senoidal. Entretanto, estas oscilações não se apresentam com a mesma duração entre uma noite e outra, e sim apresentando variações de duração entre 3 a 6 horas. O aspecto mais curioso observado com flutuações com esta natureza derivam das observações obtidas em 1991. Este espectro de potências fornece dois picos com significância superior a 3σ , associados com os períodos de ~ 12 h e ~ 8 h,

entre estes dois picos também foram observados dois outros próximos a 10 h. Estes períodos foram testados em fase e o resultado mais surpreendente foi o obtido com o período de ~ 10 horas com uma estrutura claramente senoidal, o qual é mostrado na Figura (4.14). A origem destas flutuações ainda não é clara mas o fato das flutuações praticamente desaparecerem quando o sistema está em estado de brilho fraco dão força a idéia da associação destas flutuações com oscilações, distorções do disco ou eventuais pulsações da estrela vermelha. Estas parecem ser opções mais adequadas do que a presença de um terceiro corpo no sistema.

Figura 4.14 - Diagrama de fase mostrando a curva de luz de 1991 em fase com o período de ~ 10 horas.



Fonte: Produção do autor.

4.4 Cores de V2116 Oph/GX1+4

4.4.1 Introdução

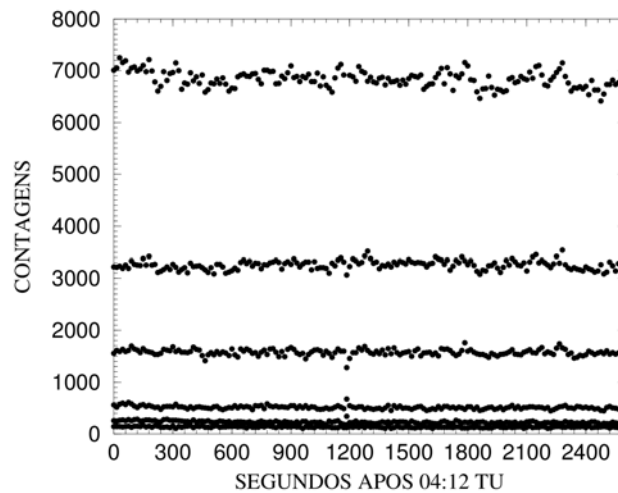
O estudo das variações de brilho em sistemas como V2116 Oph/GX1+4 fornece importantes informações sobre a emissão de radiação dos diversos componentes do sistema (estrela gigante, *hot-spot*, disco de acreção). Com este intuito, iniciou-se em 1996 um estudo mais detalhado das propriedades fotométricas nas bandas *UB-VRI*, CuSO_4 e 9900 \AA , sendo os dados usados para este fim obtidos com o FOTRAP no modo Magnitude & Cores e fotometria CCD. Uma vez que as observações de

diferentes comprimentos de onda estão associadas a regiões emissoras distintas, esta seção tem por objetivo usar as observações para testar um modelo espectral óptico para V2116 Oph/GX1+4

4.4.2 Observações com o FOTRAP

As observações com o FOTRAP realizadas em 27 de maio de 1996 foram feitas no modo Magnitude & Cores. Neste modo, as medidas de magnitude são obtidas de forma simultânea em “clear” e *UBVRI*, com resolução temporal de 15 s em um total de 42 min de observação. Os resultados desta monitoria são apresentados na Figura (4.15) e as magnitudes das componentes contínua (DC) e pulsada s apresentadas na Tabela (4.1). A componente pulsada, como será visto no Capítulo 5, está associada com o reprocessamento de raios-X, proveniente do pulsar, na superfície do disco de acréscimo e/ou da estrela gigante. Esta componente fotométrica é obtida a partir da extração do excesso de sinal acima da componente contínua.

Figura 4.15 - Fotometria rápida de V2116 Oph/GX1+4 em 27 de maio de 1996. As curvas estão na sequência *UBVRI* e Clear (de baixo para cima).



Fonte: Produção do autor.

4.4.3 Um Modelo Espectral para V2116 Oph

Observações de V2116 Oph/GX1+4 mostram que o tipo espectral da estrela gigante varia de M5 a M6 (DAVIDSEN et al., 1977; SHAHBAZ et al., 1996; CHAKRABARTY; ROCHE, 1997). As cores apresentadas na Tabela (4.1) revelam um excesso de luz azul no sistema. Em Braga et al. (1993) e Jablonski et al. (1997) foi mostrado que V2116 Oph apresenta variações incoerentes de alta e baixa frequência (*flickering*). Em variáveis cataclísmicas a origem do *flickering* tem sido creditada à presença

Tabela 4.1 - Cores de V2116 Oph

COR	Componete DC	Componente Pulsada
V	$16,93 \pm 0,05$	$19,37 \pm 0,17$
U-B	$+0,08 \pm 0,30$...
B-V	$+1,67 \pm 0,13$	$< +2,2$
V-R	$+1,83 \pm 0,05$	$+1,33 \pm 0,18$
R-I	$+1,40 \pm 0,02$	$+0,92 \pm 0,13$

Fonte: Produção do autor.

do disco de acréscimo, *hot-spot* e coluna de acréscimo. Baseado em observações de variáveis cataclísmicas, Bruch (1992) demonstra que a região central do disco de acréscimo é a responsável pela produção do *flickering*, descartando a possibilidade do *hot-spot* como fonte de tais variabilidades. Em Makishima et al. (1988) é sugerida a existência de um disco de acréscimo intermitente em V2116 Oph/GX1+4.

As informações mencionadas acima fornecem indícios para se acreditar que existe um disco de acréscimo em V2116 Oph/GX1+4. Tendo por base estes indícios, um modelo espectral sintético foi obtido para V2116 Oph/GX1+4.

O processo de síntese do espectro $C(\lambda)$ consiste na composição de dois espectros com características distintas: espectro de uma estrela vermelha tipo M5-6, $S(\lambda)$, e um espectro azulado de um disco de acréscimo fornecido por um corpo negro, $D(\lambda) \propto (\lambda, T_{BB})$, ou lei de potência, $D(\lambda) \propto \lambda^{-\alpha}$. Deste modo, temos que o espectro composto pode ser escrito como:

$$C(\lambda) = S(\lambda) + D(\lambda) \quad (4.7)$$

A contribuição relativa de brilho disco/estrela, num certo comprimento de onda de referência, λ_0 , é fornecida pelo parâmetro

$$\delta(\lambda_0) = -2,5 \log \left[\frac{D(\lambda_0)}{S(\lambda_0)} \right]. \quad (4.8)$$

O espectro obtido $C(\lambda)$ é “avermelhado” segundo a lei de avermelhamento $A_V/E_{B-V} = 3,2$ (SEATON, 1979) e submetido à fotometria sintética com os programas IRAF do pacote STSDAS.SYNPHOT. As magnitudes sintéticas obtidas são

comparadas com as observadas usando a equação:

$$\chi^2 = \frac{1}{7-p} \left[\sum_{i=2}^{i=5} \left(\frac{m_{o,i} - m_{c,i}}{\sigma_i} \right)_{DC}^2 + \sum_{i=3}^{i=5} \left(\frac{m_{o,i} - m_{c,i}}{\sigma_i} \right)_{puls}^2 \right], \quad (4.9)$$

onde $m_{o,i}$, $m_{c,i}$ e σ_i correspondem às magnitudes observadas, magnitudes sintéticas e erros observados na banda i das componentes contínuas (DC) e pulsadas (puls), respectivamente. Os índices da componente DC variando de 2,...,5 referem-se às bandas B, \dots, I , enquanto que os índices da componente pulsada variando de 3,...,5 associam-se às bandas V, R, I . O número de parâmetros ajustados é representado por p e os parâmetros escolhidos para minimização são T_{BB} (ou α), $E(B-V)$ e $\delta(\lambda_o)$. Os cálculos dos mínimos da hypersuperfície gerada pela Equação (4.9) foram efetuados com o algoritmo AMOEBA (PRESS et al., 1992).

4.4.4 Resultados do Modelo

Os resultados dos cálculos obtidos a partir do modelo espectral são mostrados na Tabela (4.2). Nesta tabela os valores sublinhados são referentes aos parâmetros fixos e não minimizados nos cálculos. GS164, GS165 e GS166 referem-se aos espectros de estrelas gigantes de tipo tardio M5-6 obtidos em Gunn e Stryker (1983).

A Tabela (4.2) é dividida em cinco blocos com as seguintes características:

GRUPO 1 - Espectro de disco dado pela modelo padrão de disco opticamente espesso, $D(\lambda) \propto \lambda^{-2,33}$ (FRANK et al., 1992);

GRUPOS 2/3 - Minimização de α e $\delta(R)$, assumindo valores fixos de $E(B-V)$ publicados na literatura, a saber $E(B-V) = 2,3$ (SHAHBAZ et al., 1996) e $E(B-V) = 1,63$ (CHAKRABARTY; ROCHE, 1997);

GRUPOS 4/5 - Modelagem de $D(\lambda)$ com um corpo negro de temperatura T_{BB} , fixando $E(B-V)$ como nos GRUPOS 2/3.

O espectros dos grupos 4/5 mostram ajustes de baixa qualidade para qualquer dos espectros estelares escolhidos. Já o grupo 3 mostra dificuldade de se ajustar a um espectro clássico de disco com $E(B-V) = 1,63$.

A melhor minimização para o modelo canônico de disco de acréscimo opticamente espesso (Frank, King & Raine 1985) com $F_\lambda \propto \lambda^{-2,33}$ fornece $E(B-V) = 2,1$, resultado que é consistente com a determinação de Shabhz (1996), com $E(B-V) = 2,3$.

Tabela 4.2 - Composição Disco + Estrela Vermelha

Star	T_{BB} / α	$E(B - V)$	$\delta(R)$	χ^2
GS164	$\alpha = \underline{-2, 33}$	2,23	-2,94	7,62
GS165	$\alpha = \underline{-2, 33}$	2,20	-2,98	6,56
GS166	$\alpha = \underline{-2, 33}$	2,11	-3,28	3,50
GS164	$\alpha = -2, 66$	<u>2, 3</u>	-2,97	7,62
GS165	$\alpha = -2, 65$	<u>2, 3</u>	-3,02	6,56
GS166	$\alpha = -2, 68$	<u>2, 3</u>	-3,36	3,50
GS164	$\alpha = -0, 37$	<u>1, 63</u>	-2,70	7,62
GS165	$\alpha = -0, 44$	<u>1, 63</u>	-2,75	6,56
GS166	$\alpha = -0, 74$	<u>1, 63</u>	-3,06	3,50
GS164	$T = 10320$	<u>2, 3</u>	-3,00	10,9
GS165	$T = 10850$	<u>2, 3</u>	-3,06	9,3
GS166	$T = 13570$	<u>2, 3</u>	-3,39	4,7
GS164	$T = 4720$	<u>1, 63</u>	-2,78	16,4
GS165	$T = 4810$	<u>1, 63</u>	-2,83	14,7
GS166	$T = 5180$	<u>1, 63</u>	-3,13	8,9

Fonte: Produção do autor.

O parâmetro $\delta(R)$, definido na Equação 4.8, indica que o disco de acrecimento é intrinsecamente ~ 20 vezes mais brilhante que a gigante vermelha em 6600\AA . Isto explica porque o *flickering* e as pulsações são observados mesmo na banda *I* (JABLONSKI; PEREIRA, 1997).

A indicação de que a melhor composição do espectro é obtida para uma gigante vermelha de tipo espectral M6, permite usar as relações fotométricas do sistema *VRI* de Cousins (THÉ et al., 1990), as quais fornecem $M_R = -1,75$ para uma estrela M6III, juntamente com as relações padrões $A_V = 3,1E(B - V)$, $A_R = 0,748A_V$, obtendo a distância do sistema, $D = 8,3\text{ kpc}$, para $E(B - V) = 2,1$ e $m_R = 17,72$ (estado fraco do sistema, onde é suposto haver contribuição apenas da luz da estrela gigante).

Usando $D = 8,3\text{ kpc}$ e $E(B - V) = 2,1$, as magnitudes absolutas das componentes DC e pulsada, derivadas para um estado de brilho com $V = 16,93$, são $M_V(DC) \sim -4,2$ (bem superior às inferidas para as estrelas gigantes de tipo M mostradas em

Tabela 4.3 - Dimensões das regiões emissoras da componente DC e pulsada de um corpo negro com temperatura T_{BB} .

T_{BB} (K)	R_{DC} (R_{\odot})	R_{puls} (R_{\odot})
100.000	4,4	1,4
20.000	13,2	4,3
10.000	29,0	9,3

Fonte: Produção do autor.

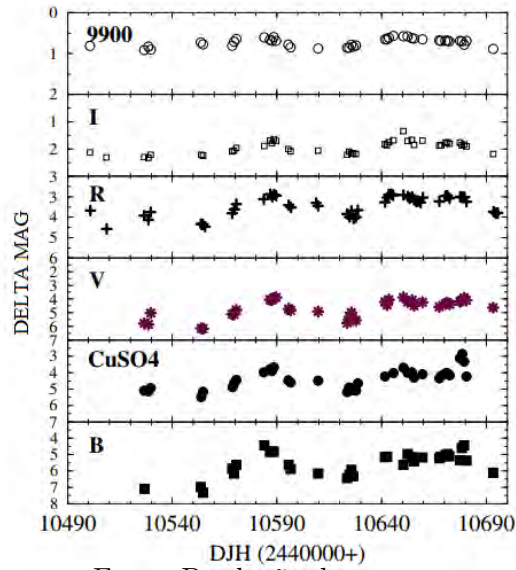
Hünsh et al. (1998) e $M_V(puls) \sim -1,7$. Supondo que as regiões de emissão contínua e pulsada emitam radiação como um corpo negro, podem ser obtidos os resultados apresentados na Tabela (4.3). Nesta tabela, R_{DC} e R_{puls} são os raios das superfícies das regiões de emissão contínua e pulsada, respectivamente, supondo uma geometria de disco. Vale ressaltar que temperaturas inferiores a 7.500 K produzem dimensões que excedem à estimada para o lobo de Roche da estrela de nêutrons.

4.5 Modelo Espectral vs. Cores CCD

A Figura (4.16) mostra os resultados da monitoria CCD de V2116 Oph nas bandas $BVRI$, 9900Å e $CuSO_4$. Este gráfico mostra o quanto o disco de acreção contribui para a variabilidade do brilho no sistema, apresentando intensas variações da amplitude nas bandas BVR . Variações de brilho nas bandas I e 9900Å são mais sutis, mas são correlacionadas com as variações nas bandas mais energéticas. O fato das variações estarem correlacionadas e o *flickering* são bons indicadores de que as dimensões da região emissora da luz óptica possui dimensões reduzidas. Não deve ser desprezada a idéia de que estas flutuações de brilho possam ser devidas à pulsações radiais associadas com a estrela gigante ou modulação orbital da taxa de acreção.

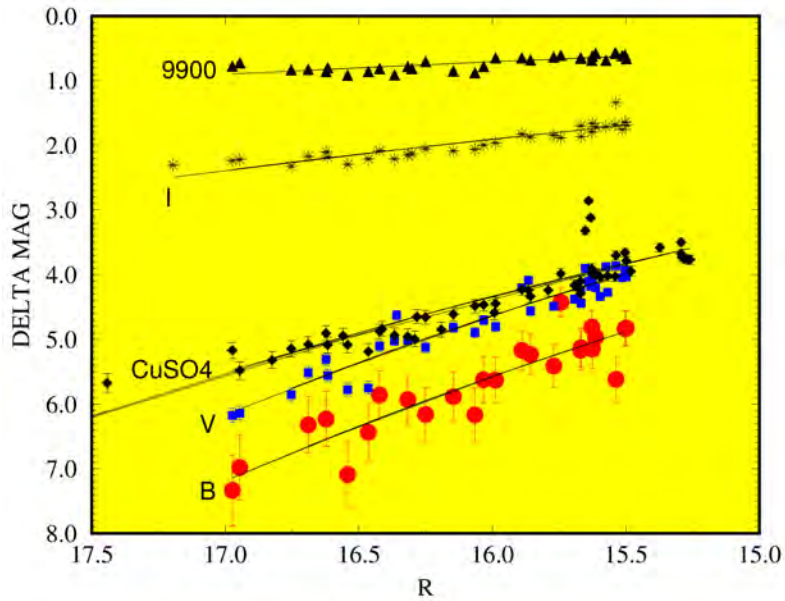
Uma outra forma de observar a Figura (4.16) é plotando as cores $BVRI$, 9900Å e $CuSO_4$ em função do brilho na banda R , como mostrado na Figura (4.17). Os ajustes feitos às curvas nas diversas cores podem ainda ser levados em consideração para refinar os parâmetros do modelo empírico.

Figura 4.16 - Curva de variação da magnitude diferencial de V2116 Oph/GX1+4 nas bandas *BVRI*, 9900Å e *CuSO*₄, em relação a estrela de referência.



Fonte: Produção do autor.

Figura 4.17 - Variação do brilho em *R* vs. Cores em V2116 Oph/GX1+4. Linhas contínuas representam o ajuste de um modelo como o proposto na seção 4.3.



Fonte: Produção do autor.

4.6 Raios-X vs. Óptico em GX1+4/V2116 Oph

4.6.1 Introdução

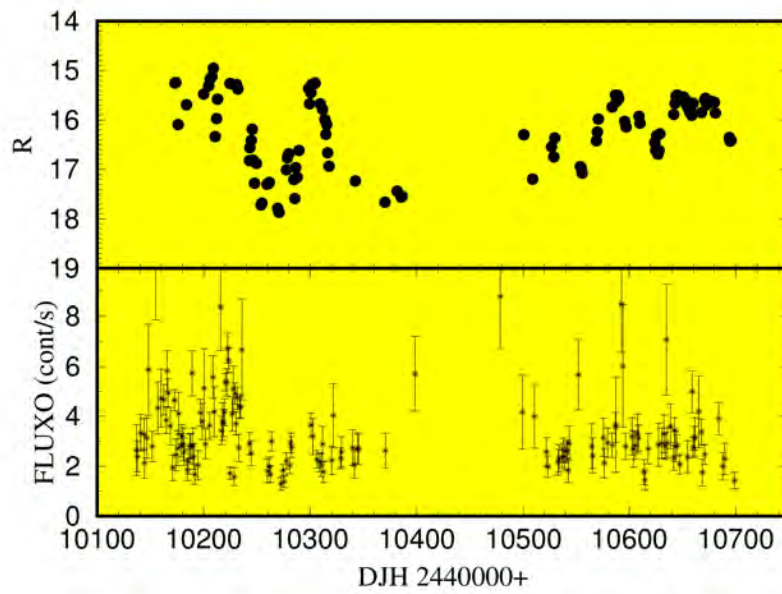
Nesta seção serão apresentados resultados de observações de V2116 Oph/GX1+4 onde é feita uma análise de correlação cruzada entre a emissão em raios-X (obtida a partir das observações do *Rossi X-Ray Timing Explorer*) e óptica, obtida a partir de observações realizadas no ano de 1997, no LNA.

O cenário proposto para explicar a existência da separação entre os instantes de máximos observados no óptico e em raios-X seria supor que ele é decorrente da variação na taxa de acréscimo, a qual provoca o aumento da luminosidade na banda óptica quando o material agregado se propaga para dentro do disco, levando ao aumento da luminosidade em raios-X quando este material chega às regiões mais internas do disco. Estimativas obtidas integrando-se $-dR/v_R$, onde v_R é a componente radial da velocidade de difusão da matéria no disco segundo o modelo padrão de disco fino com a receita- α de Shakura & Sunyaev, mostram que esse tempo deve ser da ordem de dias. O máximo de brilho na banda R é obtido quando o anel de matéria atinge um raio de $\sim 0,5 R_\odot$, além do qual a luminosidade do disco no óptico é pouco afetada por variações na taxa de acréscimo.

4.6.2 Os Dados

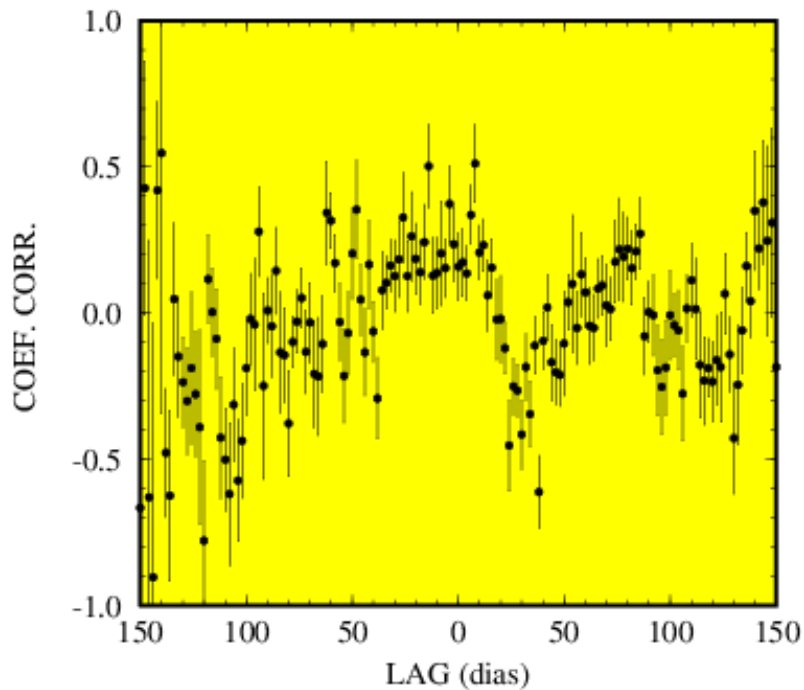
Os dados de raios-X de GX1+4 utilizados nesse trabalho foram obtidos junto ao banco de dados públicos do *All Sky Monitor* (ASM) a bordo do RXTE (*Rossi X-Ray Timing Explorer*) (para maiores detalhes veja em <http://space.mit.edu/XTE/XTE.html>). A Figura (4.18) mostra um painel com a curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 na banda R e o fluxo em raios-X na banda de 2-10 keV, obtidos ao longo de 1996-1997 pelo RXTE.

Figura 4.18 - Curva de variação de magnitude na banda R (painel superior) e fluxo em raios-X do ASM-RXTE (painel inferior) de V2116 Oph/GX1+4.



Fonte: Produção do autor.

Figura 4.19 - Correlação cruzada entre as curvas de luz na banda R e raios-X.



Fonte: Produção do autor.

Empregando o mesmo método usado para a obtenção da auto-correlação do brilho na banda R , a correlação cruzada entre os dados de raios-X e ópticos mostra que existe um *lag* de ~ 5 dias entre o máximo da emissão em raios-X e o máximo da

emissão em R , com o óptico precedendo os raios-X, como pode ser observado na Figura (4.19). Também foram feitas correlações usando somente os dados de 1996 e 1997 isoladamente. Esta análise mostrou que as medidas de 1996 são bem representadas pela correlação cruzada mostrada na Figura (4.19). Entretanto, a correlação cruzada dos dados de 1997 apresenta correlação praticamente nula. Esta não correlação ocorrida em 1997 se deve basicamente ao comportamento com variabilidade quase que caótica observada em raios-X durante este período.

4.6.3 O Modelo

Observações de erupções de novas anãs mostram haver um atraso entre a erupção óptica e a erupção no ultra-violeta (UV). Tais atrasos ocorrem com escalas de tempo ~ 1 dia e decorrem do tempo de trânsito do material desde a parte externa até a parte interna do disco. Os modelos de instabilidade de disco e instabilidade de transferência de matéria são confrontados em Mineshige (1988), Meyer e Meyer-Hofmeister (1989) e Livio e Pringle (1992). No modelo simples aqui apresentado, supõe-se que um aumento da taxa de acréscimo do sistema faz com que a emissão do disco aumente à medida que a matéria capturada se dirige às regiões mais centrais do disco. Posteriormente, quando parte dessa matéria passa pelo raio interno do disco e se precipita diretamente sobre as calotas polares da estrela de nêutrons, um aumento da emissão em raios-X seria observado.

Para testar esse modelo é suposto que o disco seja um disco fino padrão de Shakura e Sunyaev (1973), parametrizado pelo parâmetro α , o qual está associado com a viscosidade do disco. A temperatura nesse modelo é dada por

$$T(R) = \left\{ \frac{3GM_X \dot{M}}{8\pi\sigma R^3} \left(1 - \sqrt{R_X/R} \right) \right\}^{1/4}, \quad (4.10)$$

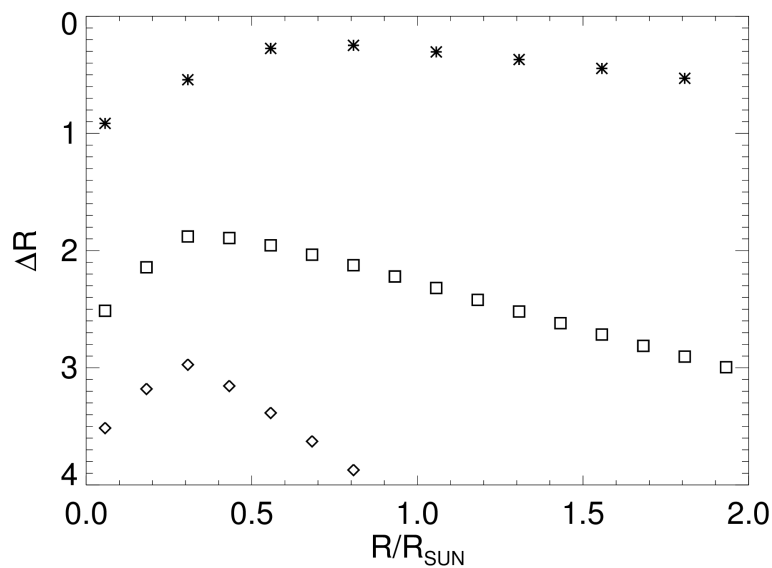
onde M_X é a massa da estrela de nêutrons, \dot{M} a taxa de acréscimo, R o raio do disco e R_X o raio da estrela de nêutrons. O espectro integrado emitido pelo disco será dado pela integral do espectro de corpo negro ao longo do disco,

$$S_\nu = \int_{R_i}^{R_e} B_\nu(T(R)) 2\pi R dR,$$

no qual R_i e R_e são o raio interno e externo do disco, respectivamente. Já que o avermelhamento em V2116 Oph/GX 1+4 é muito acentuado (JABLONSKI; PEREIRA, 1997), o espectro foi corrigido por uma função de avermelhamento adequada.

Para simular o trânsito do material da borda externa até o centro do disco, supõe-se que este material se encontra em um anel com $0,1R_{\odot}$ de largura, cujo \dot{M} associado é um fator 100 vezes maior que os discos subjacentes. À medida que o anel varia sua distância radial ao trafegar dentro do disco, é calculada a magnitude na banda R . A Figura (4.20) mostra a variação relativa do brilho em R , como uma função do raio onde se encontra o anel, para 3 valores de taxa de acréscimo \dot{M} , considerando $R_i = 0,05R_{\odot}$ e $R_e = 10R_{\odot}$ (a variação na magnitude R é pouco sensível a R_i e R_e). Observa-se nesta figura que o fluxo máximo na banda R ocorre para $R = 0,5R_{\odot}$.

Figura 4.20 - Influência de um anel brilhante (na banda R) transitando no disco. Os * estão associados com $\dot{M} = 10^{-8}M_{\odot}/\text{ano}$; \square estão associados com $\dot{M} = 10^{-9}M_{\odot}/\text{ano}$ e \diamond s com $\dot{M} = 10^{-10}M_{\odot}/\text{ano}$.



Fonte: Produção do autor.

Para calcular o tempo decorrido entre o máximo da emissão no óptico e em raios-X, deve-se considerar a velocidade radial de deriva do material no disco de acréscimo (FRANK et al., 1992),

$$v_R = 2,7 \times 10^4 \alpha^{4/5} \dot{M}_{16}^{3/10} M_1^{-1/4} R_{10}^{-1/4} \text{ cm/s}, \quad (4.11)$$

na qual $\dot{M}_{16} = \dot{M}/(10^{16}\text{g/s})$, $M_1 = M_X/M_{\odot}$ e $R_{10} = R/(10^{10}\text{cm})$. A integral que fornece o tempo de deriva ao longo do disco é:

$$\Delta t = \int_{R_i}^{R_{max}} \frac{dR}{-v_R}, \quad (4.12)$$

onde R_{max} é o raio do anel para o qual o disco apresenta o máximo de emissão na banda R . Integrando esta equação obtém-se que:

$$\Delta t = 0,045 \frac{M_1^{1/4}}{\alpha^{4/5} \dot{M}^{3/10}} \left[\left(\frac{R_{max}}{R_\odot} \right)^{5/4} - \left(\frac{R_i}{R_\odot} \right)^{5/4} \right], \quad (4.13)$$

com Δt expresso em dias. Usando $R_{max} = 0,5R_\odot$, obtém os valores de Δt da Tabela (4.4), na qual são usados 2 valores extremos do parâmetro α e vários valores de taxa deacréscimo. Esta aplicação simples de modelo de disco é razoável o bastante para mostrar que *lags* de ~ 5 dias são viáveis. Em particular, considerando $\alpha \sim 1$, semelhante ao estimado em discos de variáveis cataclísmicas, e uma taxa de acreção típica de $10^{-8}M_\odot/\text{ano}$, o valor encontrado para Δt é bastante próximo do atraso observado entre os dados da banda R e raios-X encontrados neste trabalho.

Tabela 4.4 - Aplicação do Modelo de Disco Fino

$\alpha = 0,1$		$\alpha = 1,0$	
\dot{M} (M_\odot/ano)	Δt (d)	\dot{M} (M_\odot/ano)	Δt (d)
10^{-6}	21	10^{-6}	1,2
10^{-7}	43	10^{-7}	2,4
10^{-8}	87	10^{-8}	4,9
10^{-9}	170	10^{-9}	9,7

Fonte: Produção do autor.

Observação da correlação de *flares* em raios-X e $H\alpha$ foi reportada por [Manchanda et al. \(1995\)](#) e [Greenhill et al. \(1995\)](#). Entretanto, estes trabalhos sugerem escalas de tempo de atraso, entre as emissões óptica e $X > 20$ dias, diferente dos ~ 5 dias aqui sugeridos. Em agosto de 1996 observou-se quase que simultaneamente a variação da emissão em raios-X, R e $H\alpha$ ([CHAKRABARTY et al., 1996](#); [SOOD et al., 1995](#); [PHILLIPS et al., 1996](#)). Após o máximo $R \sim 15$ mag, observado em 5 de agosto de 1996 (o fluxo pulsado máximo em raios-X também foi reportado pelo BATSE nesta data, enquanto que o máximo em $H\alpha$ foi reportado nas proximidades de 7 de agosto), seguiu-se um contínuo declínio até meados de setembro quando foi medido um mínimo em $R \sim 17,7$. Em 18 de agosto o BATSE reportava a não detecção do pulsar em GX1+4, a qual persistiria até o final de novembro de 1996, enquanto que o brilho do $H\alpha$ decrescia até a sua não detecção em 16 de outubro. O pulsar viria a ser detectado novamente pelo BATSE no final de novembro de 1996. Nenhum evento com a amplitude do ocorrido em 1996 foi observado em 1997.

Uma vez observado que as variações de brilho na banda I e 9900\AA são muito fracas e estariam associadas com a estrela M6III, a observação da correlação em raios-X com as medidas em R e $H\alpha$ reforçam a idéia de que as flutuações nestas bandas ópticas estão associadas ao disco de acrecimento. Tempos de atraso de ~ 30 dias são incompatíveis com o tempo de difusão de matéria no modelo de disco- α de Shakura-Sunyaev (GREENHILL et al., 1995). Desta forma, escalas de tempos de atraso da ordem de 5 dias entre estas emissões favorecem cenários mais seguros para a descrição deste eventos.

4.7 O Flickering em V2116 Oph/GX1+4

4.7.1 Introdução

O *flickering* é uma característica encontrada em variáveis cataclísmicas e se apresenta como *flares* aleatórios com amplitudes variando de 0,01 até 1,0 mag, superpostos ao ruído de fótons de uma curva de luz (BRUCH, 1992). A escala de tempo de ocorrências varia de segundos a horas.

Como o *flickering* apresenta um aumento de amplitude com o aumento da energia, a sua origem é creditada ao *hot-spot*, coluna e disco de acrecimento. Sendo binárias de raios-X sistemas que também apresentam estas estruturas, é de se esperar que o *flickering* seja uma presença marcante devido ao fato da principal fonte de luz ser um disco de acrecimento.

Como o *flickering* se apresenta de uma forma estocástica, é de se esperar que um estudo das leis estatísticas que envolvem este tipo de fenômeno traga alguma explicação sobre a física que está envolvida no processo. Revisões sobre as propriedades do *flickering* em variáveis cataclísmicas podem ser encontradas em Bruch (1992) e Bruch e Duschl (1993).

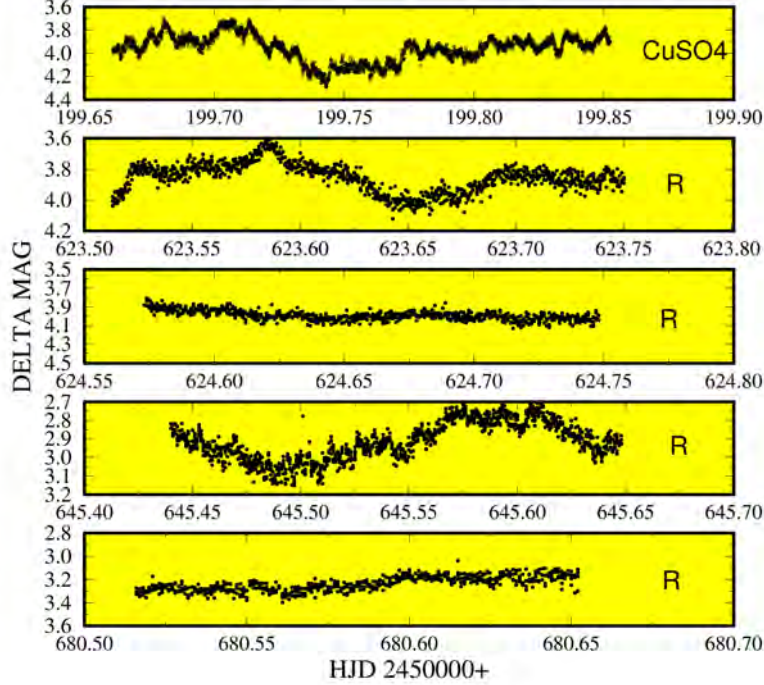
As observações obtidas ao longo de 1996-1997 permitiram a obtenção de vários conjuntos de dados cuja extensão e qualidade permitiram a identificação do *flickering* nas curvas de luz de V2116 Oph/GX1+4. Deste modo, a proposta desta seção é quantificar a amplitude e escala de tempo do *flickering* neste sistema.

4.7.2 Observações e Análise

Para fins de estudo do *flickering* foram escolhidos conjuntos de curvas de luz, nas bandas R e CuSO_4 , que apresentassem duração de ~ 2 horas e tempos de integração entre 5 e 60 s. Exemplos de curvas de luz usadas neste estudo podem ser observadas

na Figura (4.21).

Figura 4.21 - Conjuntos de dados mostrando o *flickering* em V2116 Oph/GX1+4. Observe como o *flickering* praticamente desaparece no painel central e no último painel.



Fonte: Produção do autor.

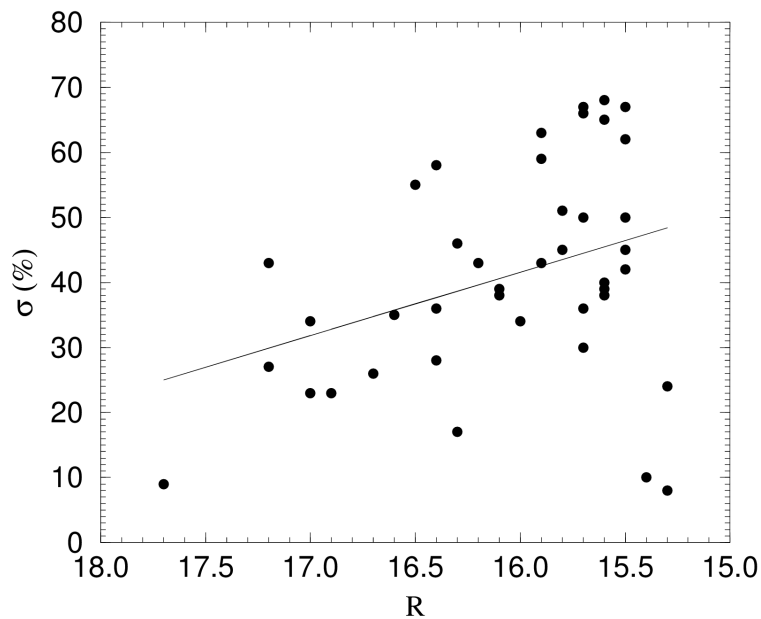
O estudo da contribuição do *flickering* em uma determinada curva de luz foi realizado sobre o espectro de potências de cada uma destas curvas. Para um estudo quantitativo da inclinação do espectro foi usada a curva de luz mostrada no primeiro painel da Figura (4.21), obtida em 25 de abril de 1996. Esta curva de luz foi obtida com o filtro de CuSO_4 com tempo de exposição de 5 s por imagem. O espectro de potências desta curva de luz é mostrado na Figura (5.3). Em baixas frequências este espectro obedece uma lei de potência do tipo $\propto f^{-\alpha}$, com $\alpha = 2,01 \pm 0,05$. O corte em frequência onde esta componente intercepta o ruído branco do espectro ocorre em 0,0175 Hz ($57 \pm 2s$).

Estimativas de *flickering* são obtidas a partir do cálculo da razão entre a integral do excesso de potências acima do ruído causado pela estatística de fótons e a integral total da curva abaixo do espectro. Uma análise global das observações de *flickering* foi realizada sobre o conjunto de noites mostradas nas Tabelas (4.5) e (4.6). Nestas Tabelas, ΔT é o tempo de exposição de cada imagem, ΔR é a magnitude diferencial na banda R de V2116 Oph/GX1+4 em relação a estrela 1 mostrada na Figura (4.1), e a coluna (6) mostra a contribuição percentual do *flickering*.

A análise é baseada na medida do excesso de potências acima do ruído introduzido pela estatística de fótons dentro da banda de 0,005 e 0,00033 Hz. Esta banda foi escolhida por estar abaixo da região de frequências em que o ruído de fótons domina o espectro de potências, e acima da contribuição das variações de brilho com escalas de tempo superiores a uma hora.

O comportamento do *flickering* em função da variação de brilho na banda *R* é mostrado na Figura (4.22). Nesta figura, pode ser observado que existe uma baixa correlação entre o brilho e o *flickering*, o qual está presente mesmo em algumas ocasiões em que V2116 Oph/GX1+4 está fraca. Pode ser suposto neste caso que alguma variável da geometria do sistema esteja também envolvida, de modo que a fase orbital favoreça à observação de regiões de atividade elevada (como a região central do disco, por exemplo).

Figura 4.22 - *Flickering* vs. Brilho na banda R em V2116 Oph/GX1+4. A linha tracejada representa um ajuste linear dos pontos.



Fonte: Produção do autor.

Em espectros onde se encontram presentes as pulsações associadas com o reprocessamento do pulsar estão presentes (como será visto no capítulo seguinte), observa-se uma contaminação de frequências em torno de 8×10^{-3} Hz. Desta forma, quando pulsações e *flickering* são observados simultaneamente, não são levadas em consideração as frequências na vizinhança da frequência de pulsação. Descartando esta região do espectro, a partir de uma inspeção visual destes periodogramas observou-

se que as escalas de tempo das flutuações em V2116 Oph/GX1+4 mostraram que as oscilações do *flickering* se concentram em torno de 400-2500 s.

Objetivando obter uma estimativa da ordem de grandeza das dimensões da região emissora de *flickering*, é suposto que este seja gerado em um disco de matéria sobre o qual atua um campo gravitacional de origem central. Desta forma, é razoável pensar na associação da escala de tempo do *flickering* com a escala de tempo dinâmica em um disco Kepleriano, a qual é dada pela equação:

$$\tau_{din} = \frac{1}{\omega_K} = \left(\frac{R^3}{GM_X} \right)^{1/2}, \quad (4.14)$$

onde R é a distância ao centro da estrela de massa M_X e ω_K é a frequência Kepleriana. Sem levar em conta os efeitos da viscosidade deste disco de matéria e considerando os limites de $\tau_{din} = 400 - 2500$ s, obtém-se uma estimativa para o raio do anel de disco emissor de *flickering* igual a $R_{fli} \geq 3,0 - 10,0 \times 10^{10}$ cm.

Vale mencionar que oscilações quasi-periódicas (OQPs) ópticas (*UBR*) foram observadas em 4U 1626-67/KZ TrA [Chakrabarty et al. \(1997\)](#). O curioso destas observações é o fato de apresentarem frequência de OQP menor que a de pulsação. Este fato ocorre de forma diferente dos OQPs observados em raios-X, os quais geralmente são maiores que as frequências de pulsações. No modelo padrão, as OQPs surgem quando bolhas de matéria da parte interna do disco de acréscimo são capturadas pela magnetosfera e acretadas pelo pulsar, fazendo com que ocorra o batimento entre as frequências de rotação destas bolhas e a de rotação da estrela de nêutrons, o produzindo uma linha alargada no espectro de potências com frequência dada por $\nu_{OQP} = \nu_K - \nu_{spin}$. Estas observações foram mencionadas em virtude do excesso de potências observados nos espectros de V2116 Oph/GX1+4. Tal excesso pode não se manifestar claramente como OQPs em virtude das dimensões das regiões e escalas de tempos em V2116 Oph/GX1+4 serem superiores às observadas em 4U 1626-67/KZ TrA, o que poderia implicar no espalhamento das frequências de OQPs em bandas mais largas.

A ocorrência de *flickering* nos sistemas simbióticos RS Oph, T CrB, CH Cyg e MWC 560 foi relatada por [Dobrzycka et al. \(1996\)](#). A escala de tempo destas variações varia de 1 min até uma hora e a amplitude das flutuações variam entre 0,1 e 0,6 mag na banda *U*. Estes valores são compatíveis com os observados em V2116 Oph. Entretanto a origem do *flickering* nestes objetos ainda não é estabelecida. As difi-

culdades de conciliar a presença do *flickering* nestes objetos são os longos períodos orbitais aos quais estão associados (> 200 dias), o que também pode ser o caso de V2116 Oph/GX1+4.

Tabela 4.5 - *Flickering* em V2116 Oph/GX1+4.

Data (1)	N (2)	ΔT (s) (3)	Duração (h) (4)	R (mag) (5)	Flickering (%) (6)
96abr25cu	3300	5,2	4,6	15,5	86
96mai20cu	885	14,7	4,2	15,3	64
96mai24r	382	38,9	4,1	15,3	8
96jun08cu	1182	19,9	6,6	16,6	22
96jun09cu	899	19,9	5,0	16,4	25
96jun10cu	624	19,9	3,5	16,2	31
96jun11cl	957	19,9	5,4	16,8	40
96jun12cl	1493	14,7	6,2	17,3	49
96jun18cl	5051	5,2	7,0	17,7	28
96jun19cl	4723	5,2	6,7	17,7	47
96jun19r	900	5,2	1,3	17,7	9
96jul12r	540	25	3,7	17,0	34
96jul19r	720	15,5	3,0	17,2	27
96jul21r	600	19,9	3,3	17,0	23
96jul22r	710	19,9	3,9	17,2	43
96ago02r	2122	10,4	5,9	15,4	10
96ago03r	540	19,9	3,0	15,7	30
96ago04r	785	19,9	4,4	15,5	50
96ago05cu	599	19,9	3,3	15,3	12
96ago06r	299	19,9	1,6	15,3	24
96ago17cl	500	10,3	1,4	16,0	32
96ago18r	547	19,9	3,0	16,3	17
96ago19r	599	25	4,2	16,1	38
96ago21r	818	25	5,7	16,9	23
97mar21r	231	19,9	1,3	16,4	58
97abr14cu	183	30,2	1,5	16,9	0
97abr29cu	394	15,5	1,6	16,4	33
97abr30r	777	19,9	4,3	16,2	43
97mai17r	992	19,9	5,5	15,5	62
97mai18r	792	19,9	4,4	15,6	68

(Continua)

Tabela 4.6 - *Flickering* em V2116 Oph/GX1+4 - Conclusão

Data (1)	N (2)	ΔT (s) (3)	Duração (h) (4)	R (mag) (5)	Flickering (%) (6)
97mai19r	655	19,9	4,4	15,5	45
97mai20r	897	19,9	5,2	15,6	65
97mai26r	395	19,9	2,2	16,0	34
97mai27r	931	18,1	4,6	16,1	39
97jun23r	1026	19,9	5,7	16,5	55
97jun24r	755	19,9	4,2	16,6	35
97jun25r	914	19,9	5,7	16,3	46
97jun26r	924	19,9	5,1	16,7	26
97jul11r	454	19,9	2,5	15,9	59
97jul12r	363	38,8	3,9	15,7	67
97jul15cu	383	15	1,6	15,5	50
97jul15r	1199	15	5,0	15,5	42
97jul20r	230	20	1,3	15,5	67
97jul22r	1051	20	6,5	15,6	40
97jul23r	805	20	4,6	15,7	36
97jul25r	540	20	3,0	15,8	45
97jul26r	513	20	3,1	15,8	51
97jul27r	645	20	3,6	15,8	48
97jul28r	650	20	3,6	15,9	63
97jul29r	267	20	1,5	15,7	66
97ago16r	595	30	5,0	15,6	38
97ago17r	488	30	4,1	15,6	39
97ago18r	495	20	2,7	15,7	50
97ago19r	590	20	3,3	15,9	43
97set01r	3513	4,3	3,9	16,4	28
97set02r	1525	4,3	1,7	16,4	36

Fonte: Produção do autor.

5 PULSACÕES ÓPTICAS EM V2116 OPH/GX1+4

5.1 Introdução

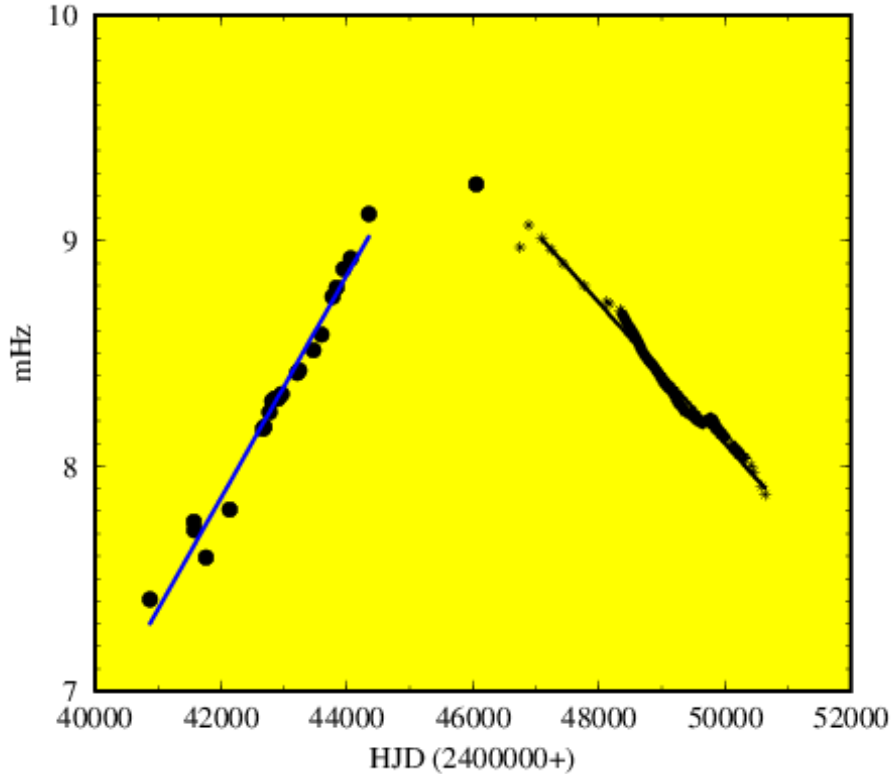
Esta seção trata do mais importante resultado deste trabalho, a descoberta do pulsar óptico de 124 s em V2116 Oph/GX1+4. Até então, os únicos pulsares ópticos associados com sistemas de acréscimo eram os pulsares de 1,24 s e 7,7 s nos sistemas binários de raios-X de baixa massa HZ Her/Her X-1 (DAVIDSEN et al., 1972) e 4U 1626-67/KZ TrA (ILOVAISKY et al., 1978), respectivamente. Intrigante é o fato de V2116 Oph/GX1+4 ter sido tão estudado desde a descoberta em raios-X no início dos anos 70 (LEWIN et al., 1971), e somente agora ter pulsações ópticas detectadas.

Os vários experimentos que monitoraram o pulsar de raios-X em V2116 Oph/GX1+4 mostraram dois comportamentos distintos: durante os anos 70/80 o pulsar se encontrava em um regime em que o período de rotação variou de ~ 135 s, no início dos anos 70, até ~ 110 s ao final dos anos 80, com uma taxa de aceleração de ~ -2 s/ano, a maior já observada até então em um pulsar de acréscimo (neste regime, onde o pulsar é observado acelerando sua velocidade de rotação, é dito que o pulsar está num estado de *spin-up*) (GREENHILL et al., 1989; SAKAO et al., 1990; NAGASE, 1989). A partir do final dos anos 80, o pulsar entrou em um regime de desaceleração (com o valor absoluto da taxa de desaceleração praticamente idêntico ao do período de *spin-up*), atingindo hoje o período de ~ 127 (este regime é chamado de *spin-down*) (CHAKRABARTY et al., 1997; PEREIRA et al., 1997a).

Apesar do comportamento médio da variação de *spin* indicar uma contínua tendência de *spin-down*, observações mais detalhadas feitas pelo BATSE-CGRO têm mostrado que episódios de *spin-up* aparecem superpostos a esta tendência. Vários cenários têm sido propostos para explicar este comportamento. No entanto, a diversidade de fenômenos associados com o acréscimo da matéria e o acoplamento do disco com a estrela de nêutrons deixam ainda muitas lacunas a serem explicadas. A Figura (5.1) mostra a história da variação de *spin* desde a descoberta do pulsar em V2116 Oph/GX1+4.

O primeiro trabalho de busca de variações rápidas de brilho na banda óptica em V2116 Oph/GX1+4 apresentava o inconveniente de estar restrito a uma banda espectral muito estreita ($H\alpha$), o que certamente reduziu as chances de se detectar algum sinal significativo associado com a frequência de rotação do pulsar (KRZEMINSKI; PRIEDHORSKY, 1978). Após esta tentativa nenhum outro trabalho foi conduzido nesta direção.

Figura 5.1 - Curva de variação da frequência do pulsar em V2116 Oph/GX1+4. Todos os pontos deste gráfico são originados de experimentos de raios-X e gama. As linhas contínuas representam ajustes lineares aos dados observados nos períodos de *spin-up* e *spin-down*.



Fonte: Produção do autor.

Em 1990 iniciou-se no LNA um projeto de procura do período orbital de V2116 Oph/GX1+4 (BRAGA et al., 1993). As primeiras observações foram conduzidas de modo a permitir a detecção de variações rápidas em escalas de tempo de ~ 50 s. Em dois conjuntos de dados obtidos nos anos de 1990 e 1991, foram detectadas a presença de um sinal próximo à frequência de rotação do pulsar. Entretanto, este sinal se apresentava abaixo do nível de 3σ . Outro fator que contribuiu para o não estabelecimento das detecções naquela época foi a falta de referência de medidas feitas pelos experimentos de raios-X que estavam em operação, o que hoje é possível de se obter facilmente dos experimentos BATSE-CGRO e ASM-RXTE.

A partir de 1996, o LNA tornou disponível o Fotômetro CCD (um EEV CCD 02-06 *back-illuminated* funcionando no modo *frame transfer*) com base de tempo estabelecida por um *GPS* (Global Position System). Estes instrumentos viriam a permitir medidas com tempos de integração de até 1 s, possibilitando a realização de medidas de maior sensibilidade e resolução temporal.

Com a detecção das pulsações ópticas em 1996, e a sua confirmação com as medidas feitas pelo *BATSE-CGRO*, sucederam-se outras 23 medidas ao longo do período 1996-1997. Neste capítulo são apresentados os resultados destes dois anos de monitoria do pulsar óptico em V2116 Oph/GX1+4.

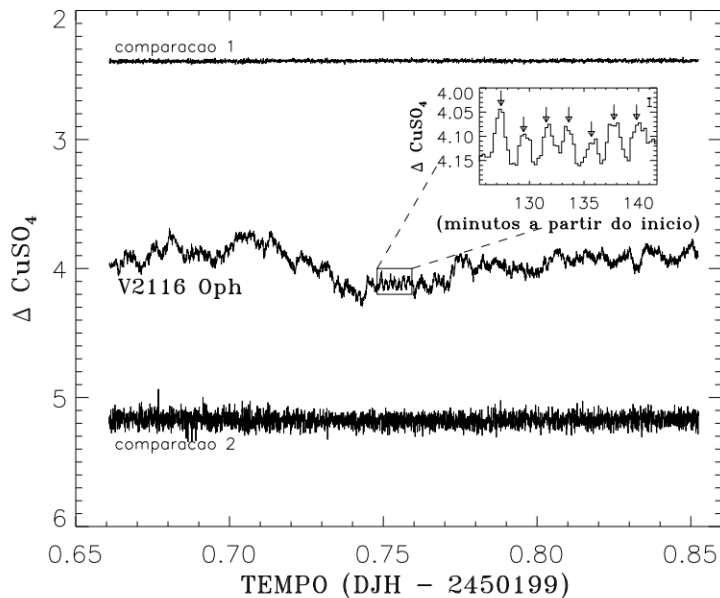
5.2 A Descoberta do Pulsar Óptico em V2116 Oph/GX1+4

A descoberta das pulsações ópticas em V2116 Oph/GX1+4 ocorreu na missão de 25-26 de abril de 1996 (JABLONSKI et al., 1996; JABLONSKI et al., 1997). Nesta ocasião usou-se o filtro de $CuSO_4$, por ser de banda larga e privilegiar uma banda na região azul do espectro (B, V). A curva de luz obtida nesta noite pode ser observada na Figura (5.2) e o respectivo espectro de potências associado é mostrado na Figura (5.3). O espectro de potências desta curva de luz apresenta um excesso de potências associado ao *flickering* (já comentado em seções anteriores) e um pico em $8 \times 10^{-3} \text{Hz}$ (~ 200 vezes mais intenso que o contínuo local), associado ao período de $124, 17 \pm 0, 04 \text{s}$. A confirmação de que esta detecção estaria associada com o período de rotação da estrela de nêutrons viria a ser corroborada pelas medidas do *BATSE-CGRO*, o qual forneceu um período de $123, 9453 \pm 0, 0004 \text{s}$ (CHAKRABARTY et al., 1996). As discrepâncias entre as medidas feitas em raios-X e ópticas serão discutidas mais adiante.

Na Figura (5.4) pode ser observada a curva de luz da Figura (5.2) somada em fase com o período de $124, 17 \text{s}$. Esta curva foi obtida subtraindo as componentes de baixa frequência da curva de luz de V2116 Oph, e somando em fase a curva de luz residual. O perfil do pulso obtido, com fração pulsada $\sim 2\%$, possui ciclo de operação (*duty cycle*) alto ($> 50\%$), semelhante aos observados em 4U 1626-67/KZ TrA (ILOVAISKY et al., 1978; PETERSON et al., 1980; CHAKRABARTY et al., 1997). A semelhança do perfil óptico com o de raios-X acima de 20keV é observada nas medidas realizadas pelo *BATSE-CGRO* (BILDSTEN et al., 1997), retificando o fato de que objetos como os pulsares de raios-X apresentam uma tendência a apresentarem cones de radiação com grandes aberturas.

As pulsações ópticas em sistemas de acrecimento têm origem no reprocessamento do feixe de raios-X no disco de acrecimento ou na face da estrela companheira iluminada pelo feixe de radiação, como no caso do pulsar em HZ Her/Her X-1 (DAVIDSEN et al., 1975; MIDDLEDITCH et al., 1985). Origem similar é proposta para as pulsações ópticas de V2116 Oph/GX1+4. Como foi observado em seções anteriores, uma temperatura de corpo negro de 10^5K foi obtida a partir do espectro da pulsações em V2116 Oph/GX1+4, implicando em uma região de emissão com dimensões $\geq 1, 4R_{\odot}$.

Figura 5.2 - Curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 na noite de 25 de abril de 1996. Imagens somam um total de 4.6 h de observação com tempo de exposição de 5 s por imagem, usando o filtro de $CuSO_4$. A curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 apresenta elevada variabilidade (*flickering*), sob a qual estaria mascarado o sinal das pulsações coerentes do pulsar óptico. As pulsações podem ser vistas claramente no detalhe mostrado na figura. As duas outras curvas mostradas são estrelas de comparação próximas a V2116 Oph/GX1+4.



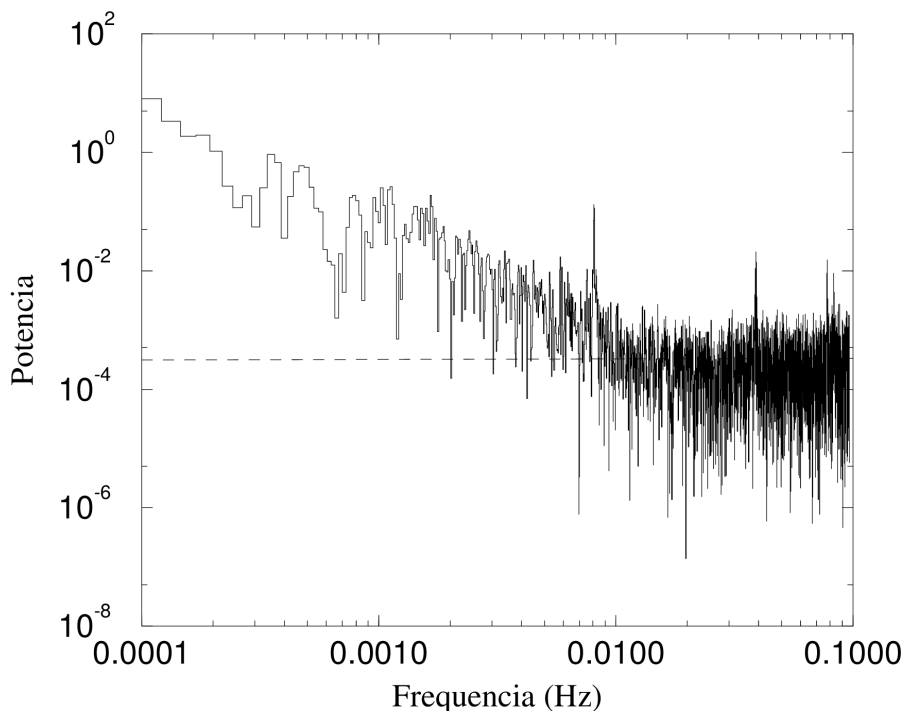
Fonte: Produção do autor.

Regiões com esta temperatura e dimensões certamente produzem um perfil de pulso com asas alargadas, e somente poderia ter origem em regiões extensas como o disco de acréscimo ou a face da estrela gigante aquecida pelo feixe de raios-X do pulsar. Reforçando a evidência de que as pulsações são provenientes de reprocessamento, temos o fato de que as pulsações ópticas são observadas tanto na banda vermelha quanto na banda azul do espectro óptico (JABLONSKI; PEREIRA, 1997).

5.3 Análise das Pulsações em V2116 Oph/GX1+4

Trabalhos no sentido de monitorar as variações de *spin* do pulsar em V2116 Oph/GX1+4 têm sido conduzidos por diversos experimentos de raios-X e gama desde a descoberta de V2116 Oph/GX1+4 no início dos anos 70. Os recentes resultados obtidos pelo BATSE-CGRO têm fornecido as principais e mais precisas medidas de variações de período do pulsar em V2116 Oph/GX1+4 (NELSON et al., 1997; CHAKRABARTY et al., 1997). A história da variação em frequência do período deste pulsar é mostrada na Figura (5.1). Medidas da evolução do período de pulsares de raios-X permitem extrair importantes informações sobre o acréscimo de matéria na estrela de nêutrons. Recentemente, vários modelos têm sido propostos para explicar as variações de brilho e mudanças na taxa de *spin* em binárias de raios-X.

Figura 5.3 - Espectro de potências de V2116 Oph/GX1+4 na noite de 25 de abril de 1996. A linha tracejada indica o nível do ruído introduzido pela estatística de fótons no espectro de potências.



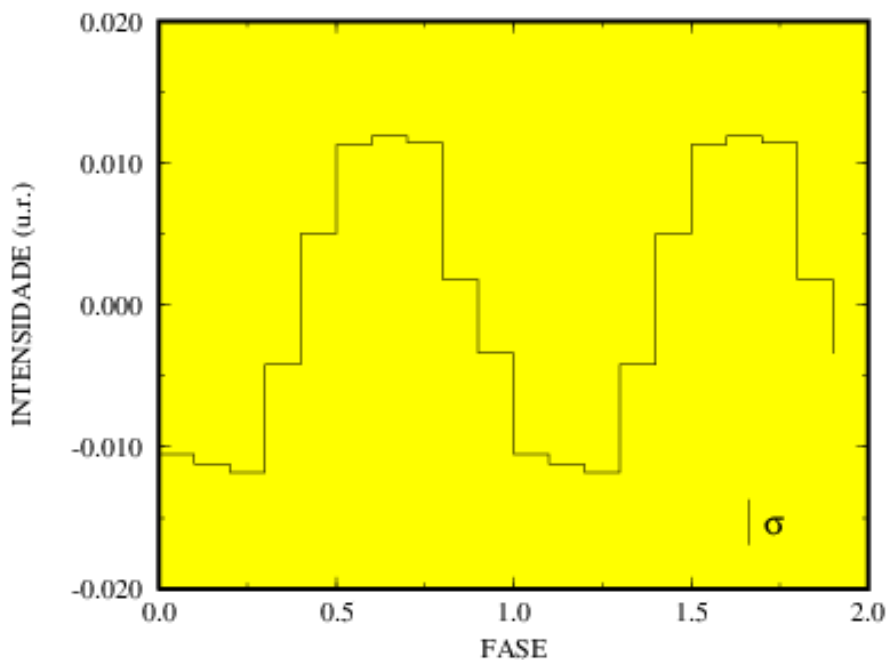
Fonte: Produção do autor.

Até a presente data, monitorias de taxas de variação de *spin* somente eram realizadas por experimentos de raios-X e gama. Entretanto, após a descoberta das pulsações em V2116 Oph/GX1+4, um intenso esforço tem sido realizado para acompanhar estas variações também na banda óptica. Este investimento foi recompensado com mais de duas dezenas de detecções ao longo dos anos de 1996-1997, como pode ser visto na Tabela (5.1).

Estas medidas representam a primeira monitoria na banda óptica da taxa de variação do período de um pulsar em sistema de acréscimo. Na Figura (5.5) pode-se observar as medidas do período de pulsação medidos na banda óptica, juntamente com as medidas feitas pelo *BATSE-CGRO*. As medidas feitas pelo *BATSE-CGRO* são o resultado da média de segmentos coletados ao longo de 5 dias, garantindo a excelente qualidade destas medidas (CHAKRABARTY, 1996; CHAKRABARTY et al., 1997).

Os resultados obtidos a partir das observações ópticas permitem estimar algumas quantidades físicas básicas associadas com o pulsar em V2116 Oph/GX1+4. Das equações apresentadas no Capítulo 1 pode-se derivar as quantidades mostradas na Tabela (5.2). O raio da magnetosfera R_A , definido como sendo o raio da região de

Figura 5.4 - Curva de luz de V2116 Oph/GX1+4 em fase com o período de 124,17 s.



Fonte: Produção do autor.

equilíbrio entre pressão do gás e pressão magnética, foi associado ao raio kepleriano com período de rotação igual a 57 s. Tal valor é obtido do espectro de potências e considerado como a escala de tempo mais curta, produzida em atividades ópticas no interior do disco de acréscimo, possível de ser medida acima do ruído causado pela estatística de fótons. O nível das potências produzidas pelo ruído da estatística de fótons é mostrado na Figura (5.3). A estimativa de um campo magnético, $B_A \sim 10^{14}$ G, vem de encontro à idéia de dissipação e formação de um novo disco de acréscimo com sentido de rotação contrario ao anterior, quando da transição de *spin-up* para *spin-down* (GHOSH; LAMB, 1979; MAKISHIMA et al., 1988). Reforçando este resultado, vale mencionar que campos com esta intensidade poderiam explicar as recentes observações de dramáticas reversões de torque em Cen X-3 e GX1+4 (NELSON et al., 1997). Segundo estes autores, os intensos torques observados nestes dois sistemas, são plenamente compatíveis em pulsares com campos magnéticos elevados e ventos intensos.

Tendo em vista que o estado de atividade do sistema está associado com a excitação no disco de acréscimo e o conseqüente aumento de brilho do pulsar de raios-X, é de se esperar que exista uma correlação entre o estado de brilho do sistema, o *flickering* e as pulsações. As intensidades do *flickering* e da fração pulsada foram obtidas por conversão de seus valores percentuais em fluxo (em unidades de mJy) sobre o valor

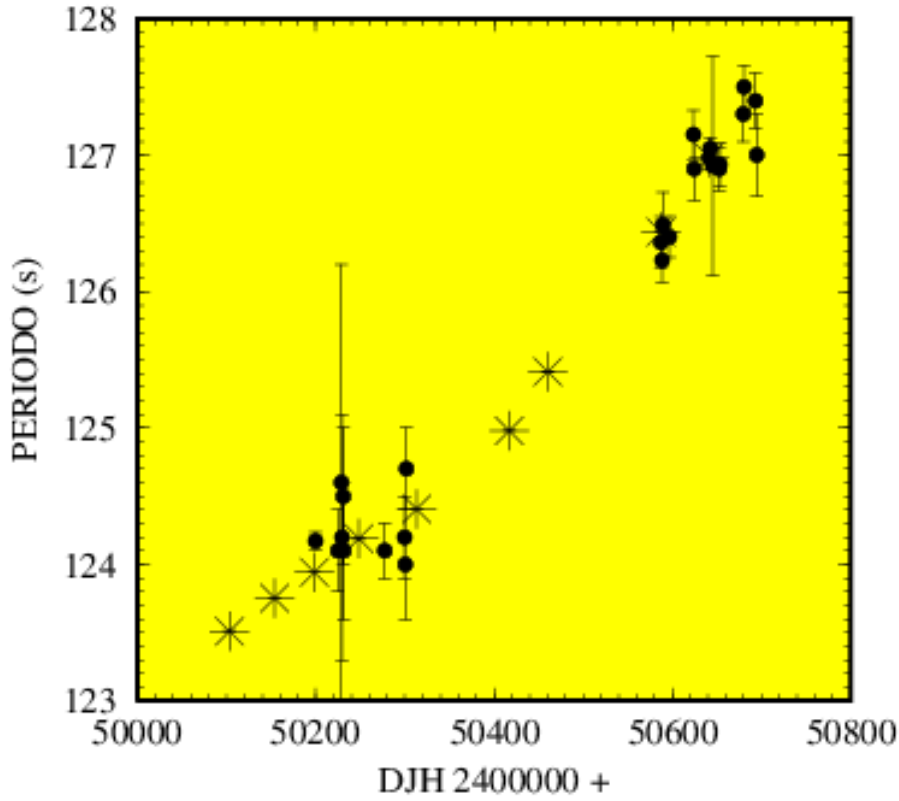
Tabela 5.1 - Diário de Observações de Pulsações em V2116 Oph/GX1+4.

DJ+ (2450000)	Filtro	Δt (s)	Duração (hr)	R (mag)	Período (s)	Semi-amplitude (%)
199,7	CuSO ₄	5	4,6	15,5	124,17±0,04	1,3
224,8	CuSO ₄	15	4,2	15,3	124,08±0,26	1,3
228,7	CuSO ₄	20	0,4	15,3	124,6±1,6	1,8
229,7	CuSO ₄	10	0,9	15,3	124,2±0,9	1,2
230,7	CuSO ₄	20	0,9	15,3	124,0±0,3	4,3
230,7	R	20	0,8	15,3	124,1±0,4	2,6
230,7	Clear	20	0,8	15,3	124,5±0,5	2,5
230,7	V	15	0,7	15,3	124,1±1,0	5,3
230,7	R	15	0,7	15,3	124,6±0,6	3,3
230,7	I	15	0,7	15,3	124,1±0,6	2,2
231,7	CuSO ₄	20	1,5	15,4	124,0±0,5	1,7
231,7	R	20	1,7	15,4	124,3±0,5	0,6
277,7	R	25	3,7	17,0	124,11±0,20	0,9
299,5	R	20	3,0	15,7	124,20±0,28	0,4
301,4	CuSO ₄	20	3,3	15,3	124,65±0,27	0,4
586,8	R	20	5,5	15,5	126,52±0,22	0,2
587,7	R	20	4,4	15,6	126,37±0,26	0,4
588,6	R	20	4,4	15,5	126,25±0,20	0,6
589,7	R	20	5,2	15,6	126,50±0,21	0,3
596,7	R	18	4,6	16,1	126,42±0,14	0,4
623,6	R	20	5,7	16,5	127,1±1,4	0,4
624,7	R	20	4,2	16,6	126,98±0,20	0,4
641,7	R	20	2,5	15,9	126,97±0,08	3,0
642,7	R	40	3,9	15,7	127,05±0,07	3,0
645,5	R	15	5,0	15,5	126,90±0,07	1,0
652,6	R	20	6,5	15,8	126,91±0,11	0,3
653,6	R	20	4,6	15,7	126,88±0,14	0,4
679,6	R	20	2,7	15,6	127,30±0,20	0,1
680,6	R	20	3,3	15,9	127,54±0,17	0,4
693,5	R	4	3,9	16,4	127,39±0,20	0,2
694,6	R	4	1,8	16,4	126,96±0,26	0,6

Fonte: Produção do autor.

médio do brilho na banda R na data da observação. Para efetuar esta conversão foi usada a relação de que uma estrela de magnitude 0 na banda R apresenta um fluxo nesta banda igual a 3×10^6 mJy. A correlação destas três curvas é mostrada na Figura (5.6) e os espectros de potências CLEAN das intensidades do *flickering* e da fração podem ser vistos na Figura (5.7). Estes gráficos mostram que a correlação entre os eventos é perceptível, mas a ocorrência de eventos periódicos não pode ser

Figura 5.5 - Evolução do período do pulsar em V2116 Oph/GX1+4. Os *s representam medidas feitas pelo BATSE-CGRO e ●s medidas ópticas.



Fonte: Produção do autor.

Tabela 5.2 - Quantidades Físicas Derivadas para V2116 Oph/GX1+4.

P_{puls} (s)	\dot{P} (s/ano)	\dot{P}/P (ano)	$\omega = \Omega_{puls}/\Omega_K(R_A)$	R_A (km)	B_A (G)
127,5	-2,5	52	0,45	10^3	10^{14}

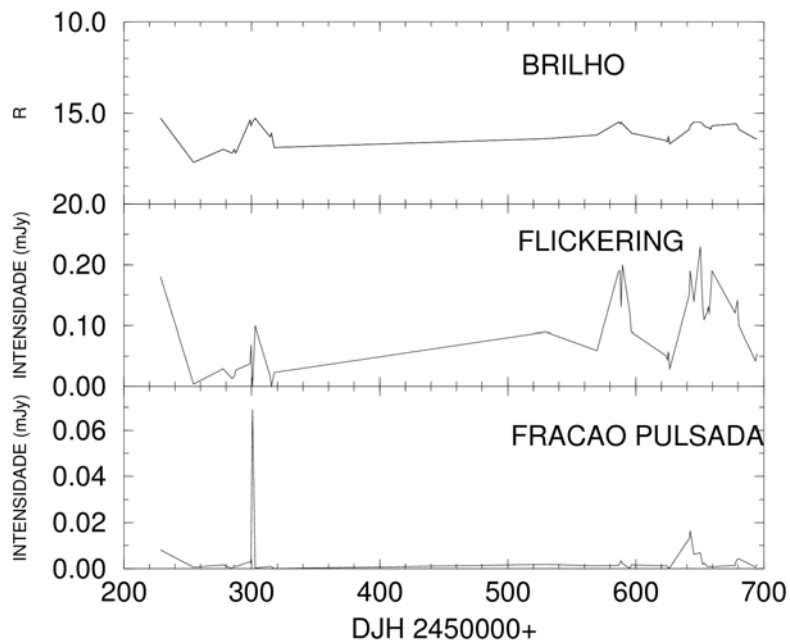
Fonte: Produção do autor.

determinada diante desta análise, em virtude das intensidades presentes no espectro de potências apresentarem baixa significância devido a amostragem de um reduzido número de pontos (25) observados dentro de um período de 500 dias.

Durante o período de 1996-1997, a taxa de variação média do período do pulsar foi $\dot{P} = -2,5 \pm 0,5$ s/ano. Entretanto, durante o período de Maio a Agosto de 1997, esta taxa mudou para $\dot{P} = -4 \pm 0,6$ s/ano. Mudanças de estado *spin-down* com pequenas amplitudes foram observadas em V2116 Oph/GX1+4 com escalas de tempo curtas (CHAKRABARTY et al., 1997) comparadas à escala de tempo de *spin-up* ($P/\dot{P} = 52$ anos). A respeito da escala de tempo de *spin-up*, pode-se especular que

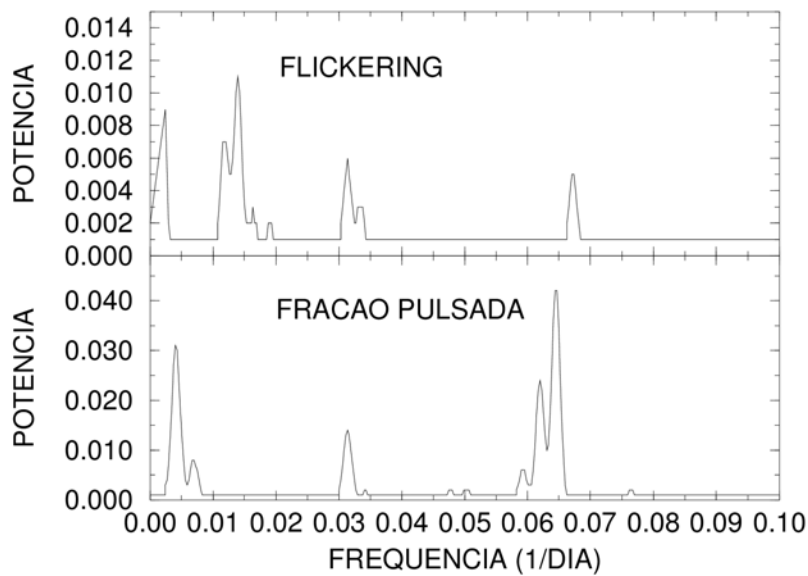
ela poderia estar associada à inversão dos polos magnéticos da estrela de nêutrons (um caso semelhante ao ciclo solar), o que poderia explicar o desaparecimento das pulsações durante os anos 80, período no qual os pólos magnéticos poderiam estar ocultos pelo plano equatorial do disco de acreção.

Figura 5.6 - Atividade de *flickering* e pulsações em diferentes estados de brilho de V2116 Oph/GX1+4.



Fonte: Produção do autor.

Figura 5.7 - Espectro de potências CLEAN do *flickering* e fração pulsada.



Fonte: Produção do autor.

A não coincidência dos valores das medidas ópticas com as de raios-X podem ser

explicadas em termos da diferença de caminho da luz pulsada óptica e raios-X, uma vez que é bastante provável que a componente óptica seja oriunda do reprocessamento da radiação X espalhada no disco de acrecimento ou na face da estrela companheira, enquanto que a emissão X vem da vizinhança do pulsar. Medidas de velocidade radial realizadas em V2116 Oph/GX1+4 sugerem que o período orbital do sistema é ≥ 100 dias, o que tornaria muito difícil o estabelecimento do quanto o efeito Doppler é significativo quando confrontado com as variações intrínsecas de *spin* (Chakrabarty 1996), uma vez que as velocidades radiais das fontes seriam muito baixas.

Uma outra linha de pensamento poderia tentar associar os períodos pulsados no óptico e em raio-X, medidos na noite de 25-26 de abril de 1996, com o período orbital. Neste caso, é suposto que a diferença observada entre estas duas medidas ($P_{opt} = 124,17 \pm 0,04$ e $P_X = 123,9453 \pm 0,0014$) se deve ao batimento entre o período orbital e o de pulsação (ALPAR; SHAHAM, 1985; LAMB et al., 1985). Desta forma, pode-se calcular o período orbital a partir da equação:

$$P_{orb}^{-1} = P_X^{-1} - P_{opt}^{-1}. \quad (5.1)$$

O período orbital derivado a partir dos valores mencionados acima é de $\sim 0,8$ dias. Para o caso deste sistema, cuja contrapartida óptica observada é uma estrela gigante, períodos orbitais com esta duração são proibitivos. Tendo em vista que flutuações fotométricas com duração de ~ 10 h terem sido observadas, a possibilidade de um terceiro corpo na vizinhança do pulsar não deve ser descartada. Entretanto, em virtude da observação da estabilidade da variação do período de pulsação do pulsar em GX1+4, é necessário que o plano da órbita do pulsar e deste terceiro corpo esteja no plano do céu, o que não levaria a observação de variações Doppler nos tempos de chegada dos pulsos do pulsar.

A continuidade das observações destas pulsações está hoje suportada pela idéia de que possam ocorrer desvios sistemáticos nas diferenças das medidas realizadas no óptico e raios-X, o que poderia fornecer indícios de modulação orbital no sistema. Outro fator motivador são as variações de *spin* de longa e curta duração. Apesar das medidas ópticas cobrirem um número menor de observações que as de raios-X, elas podem sempre ser usadas como alerta para eventos de ocasião associados com o pulsar em V2116 Oph/GX1+4.

6 O PERÍODO ORBITAL DE V2116 OPH/GX1+4

6.1 Introdução

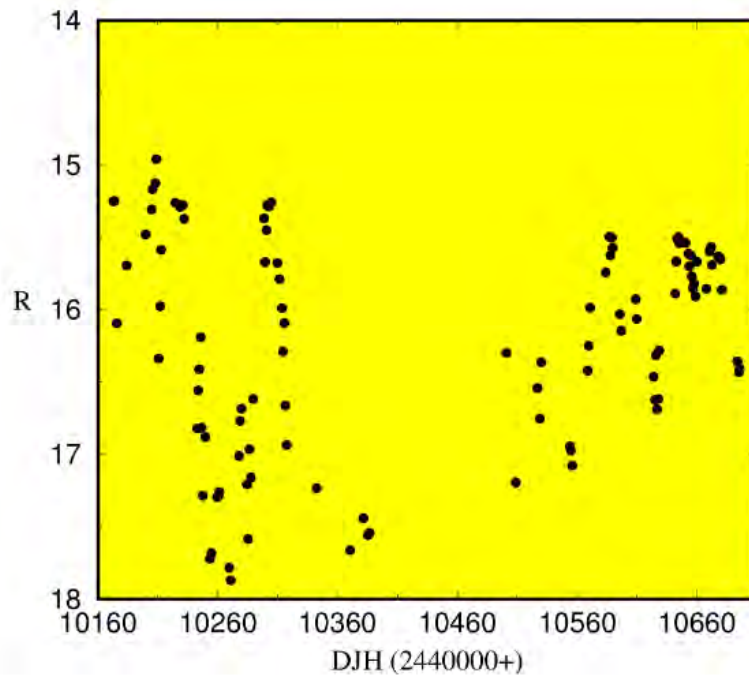
Desde a descoberta deste sistema, o grande problema enfrentado pelos observadores ópticos e de raios-X é sem dúvida nenhuma a determinação do período orbital de V2116 Oph/GX1+4. O fato de não apresentar eclipses em raios-X ou no óptico indica uma baixa inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada. Este fator agrava a busca para a detecção de periodicidades associadas com variação Doppler, tanto dos tempos de chegada dos pulsos em raios-X quanto no deslocamento das linhas espectrais da companheira óptica. O trabalho aqui proposto para a determinação de candidatos ao período orbital de V2116 Oph/GX1+4 baseou-se principalmente na monitoria de longa duração na banda *R*, usando fotometria CCD. Os resultados desta monitoria apontam para a presença de dois períodos com recorrência quase regular. Estes períodos são apresentados e são discutidos os cenários aos quais poderiam estar associados. Observações da curva de variação do período do pulsar em GX1+4, obtidas pelo BATSE-CGRO, também são usadas. Os candidatos são confrontados com observações de espectroscopia óptica e observações da variação secular do período do pulsar de raios-X GX1+4. O modelo de transbordamento do lobo de Roche e um teste final relacionando a luminosidade absoluta e período orbital são aplicados aos candidatos ao período orbital.

6.2 As Modulações Fotométricas

A curva de luz de longa duração obtida da fotometria foi apresentada no Capítulo IV na Figura (4.8), onde também se encontram os espectros de potências (Figura 4.11) e curvas de luz em fase para os dois sinais periódicos mais proeminentes na curva de luz, a saber 31 e 110 dias (Figura 4.12). Para uma melhor visualização das variações de brilho desta curva de luz, a Figura (6.1) mostra um detalhe da cobertura de 1996-1997. A questão a ser colocada é se estas flutuações de brilho fornecem algum indício do período orbital de V2116 Oph/GX1+4, ou seja, o quanto as variações de brilho refletem a ocorrência periódica de fenômenos tais como eclipses e modulações no brilho do disco. Esta última pode ser provocada por variações na taxa de transferência de matéria, pela elipticidade da órbita, por erupções ocorridas no disco ou mesmo precessão do disco. Além disto, modulações podem surgir devido a pulsações da estrela gigante.

Observou-se a existência de frequências vizinhas aos períodos de 31 e 110 dias, a saber associadas com 34 e 142 dias. Se estes períodos são reflexos do batimento do

Figura 6.1 - Curva de luz de longa duração de V2116 Oph/GX1+4. Observações realizadas na banda R ao longo dos anos 1996-1997.



Fonte: Produção do autor.

período orbital com algum outro evento cíclico do sistema, pode-se a partir disto estimar o período orbital por meio do modelo de batimento (ALPAR; SHAHAM, 1985), Lamb et al. (1985)). A partir deste modelo são obtidos valores iguais a 375 e 566 dias, respectivamente para os períodos de ~ 31 e ~ 110 dias.

Observações mais detalhadas na banda R somente foram realizadas nos anos de 1996-1997. Estas observações mostraram flutuações que chegaram a ter ~ 3 mag de variação em escalas de tempo da ordem de dias. Flutuações de menor amplitude, com recorrência de ~ 31 dias, aparecem superpostas ao sinal de maior amplitude. O indício de que a flutuação de maior amplitude está correlacionada com o fluxo pulsado em raios-X pode sugerir que estas flutuações estejam associadas com variações na taxa de acréscimo, o que favoreceria o cenário de sistema com órbita elíptica, justificando a ocorrência das variações de brilho de forma quasi-periódica. A não observação de eclipses ou *dips* em raios-X e as baixas amplitudes das variações Doppler do pulsar, sugerem uma baixa inclinação do sistema. Análises de periodicidades nas curvas de raios-X feitas pelo BATSE-CGRO e ASM-RXTE, juntamente com as observações ópticas, poderão esclarecer melhor o cenário.

A observação de que as flutuações nas bandas I e 9900\AA apresentam variações

de baixa amplitude em relação às bandas mais energéticas, não permitem inferir o quanto estas estão associadas com as variações de brilho da estrela gigante ou às variações de brilho associadas ao disco. Chakrabarty e Roche (1997) sugeriram que observações no infravermelho podem evidenciar o período orbital do sistema devido à modulação orbital provocada pelo aquecimento por raios-X da face da estrela gigante, o que provocaria variações na banda K de $\leq 0,1$ mag. Uma vez que V2116 Oph/GX1+4 tem brilho na banda $K \sim 8$, esta parece ser uma região promissora para busca de variação devida à modulação orbital do sistema.

6.3 A Natureza de V2116 Oph

O aspecto evolutivo associado com a contrapartida óptica deste sistema binário é fundamental para que sejam situados os limites teóricos do raio, distância, luminosidade e massa da estrela. Desta forma, A classificação de V2116 Oph como uma estrela M5-6III permite duas possibilidades para o seu *status* evolucionário:

- Uma estrela de baixa massa ($M_o \leq 2M_\odot$ na sequência principal de idade zero) na primeira ascensão ao ramo das gigantes vermelhas (PRG);
- Uma estrela de massa baixa ou intermediária ($0,8M_\odot < M_o \leq 10M_\odot$ na sequência principal de idade zero) iniciando sua ascensão ao ramo assintótico das gigantes (RAG).

Tabela 6.1 - V2116 Oph.

	M5-6III _{PRG}	M5-6III _{RAG}
$M_o(M_\odot)$	0,8-2	0,8-10
$L_{M5-6III}(L_\odot)$	280-1300	4800-8000
$R_{M5-6III}(R_\odot)$	50-110	210-270
D (kpc)	3-6	12-15

Fonte: Produção do autor.

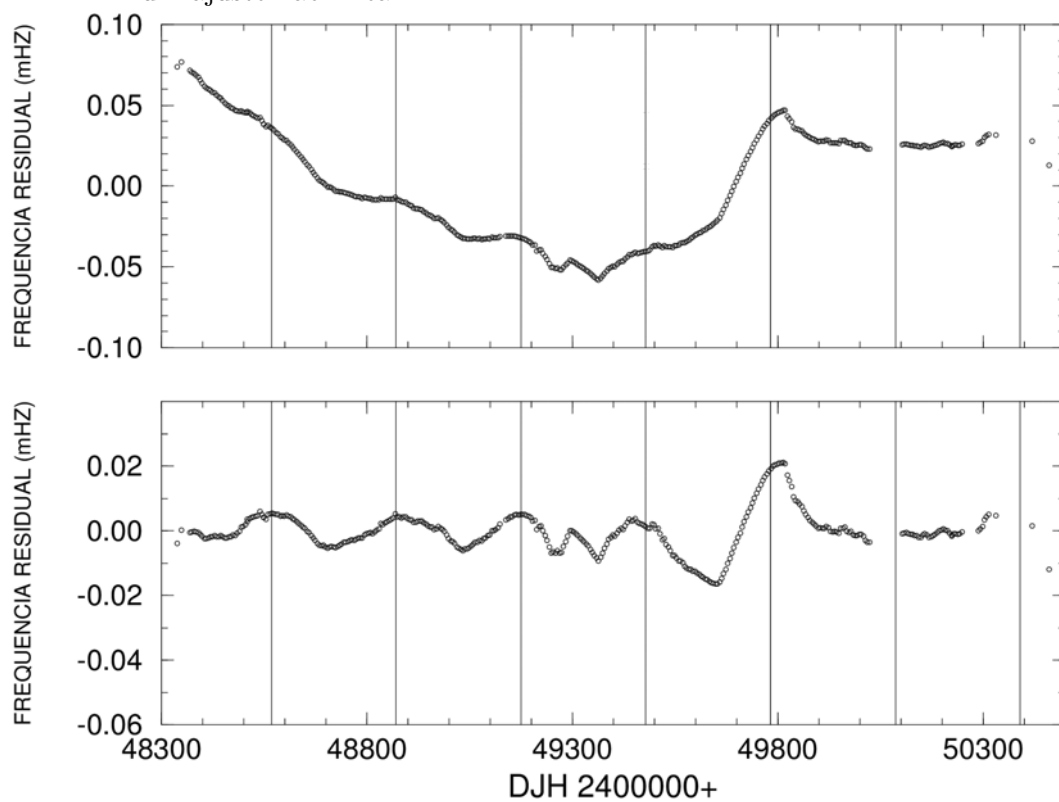
Os resultados derivados para V2116 Oph mostram que a luminosidade da estrela depende exclusivamente do tipo de núcleo existente no seu interior (CHAKRABARTY et al., 1997). Na Tabela (6.1) é mostrado um resumo dos mais relevantes aspectos relacionados às características evolutivas da estrela, no sentido que isto permite estabelecer limites para o volume da superfície de Roche, o qual será usado para estimar o período orbital do sistema, como será visto adiante.

6.4 Variação Secular do Spin de GX1+4

Os trabalhos no sentido de monitorar as variações do período de rotação do pulsar em GX1+4 foram conduzidos por diversos experimentos de raios-X desde a descoberta de GX1+4 no início dos anos 70. Os recentes dados do BATSE-CGRO têm fornecido os principais e mais precisos resultados de medidas de variação na duração do pulso de GX1+4 (CHAKRABARTY et al., 1997).

A história da variação em frequência de rotação do pulsar em GX1+4 (Figura 5.1) mostra que as flutuações de frequência observadas na curva de evolução da frequência podem ser realçadas quando subtraídos ajustes não lineares desta curva, produzindo o gráfico mostrado na Figura (6.2).

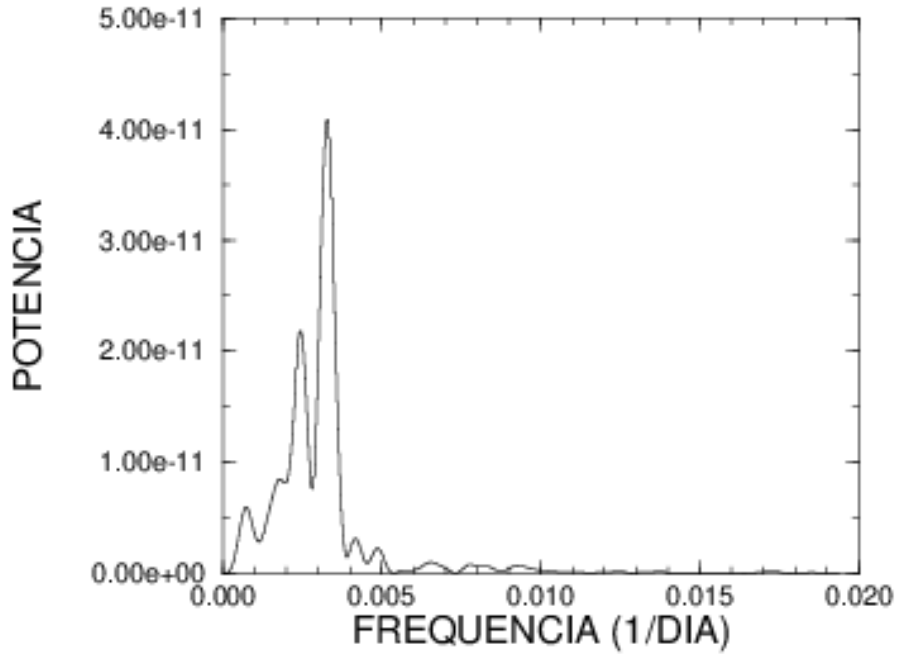
Figura 6.2 - Curva de variação de resíduos em frequência do pulsar em V2116 Oph/GX1+4 (após 1987). As linhas verticais sobre a curva indicam os máximos de *spin-up* com período de 304 previstos pela efeméride de Cutler, Dennis & Dolan (1986). No painel superior é subtraído um ajuste linear da curva de variação de longa duração da frequência, enquanto que no painel inferior é subtraído um ajuste não linear.



Fonte: Produção do autor.

Chakrabarty (1996) observou que tais resíduos mostram um evidente caráter oscilatório com escala de tempo de ~ 300 dias. Analisando um pequeno número de períodos do pulsar de GX1+4, Cutler et al. (1986) sugeriram um período orbital de 304 dias para o sistema. A extrapolação da efeméride proposta por estes autores mostrou a coincidência dos máximos previstos pela efeméride com os máximos dos resíduos associados com eventos de *spin-up*. Na Figura (6.3) é mostrado o espectro de potências de Lomb obtido da curva de frequência residual. Este espectro destaca um intenso pico com período de 301 dias com significância superior a 3σ . O diagrama em fase com este período é mostrado na Figura (6.4).

Figura 6.3 - Espectro de potências de Lomb da curva de variação de frequência residual. O intenso pico destacado no espectro tem período de 301 dias.



Fonte: Produção do autor.

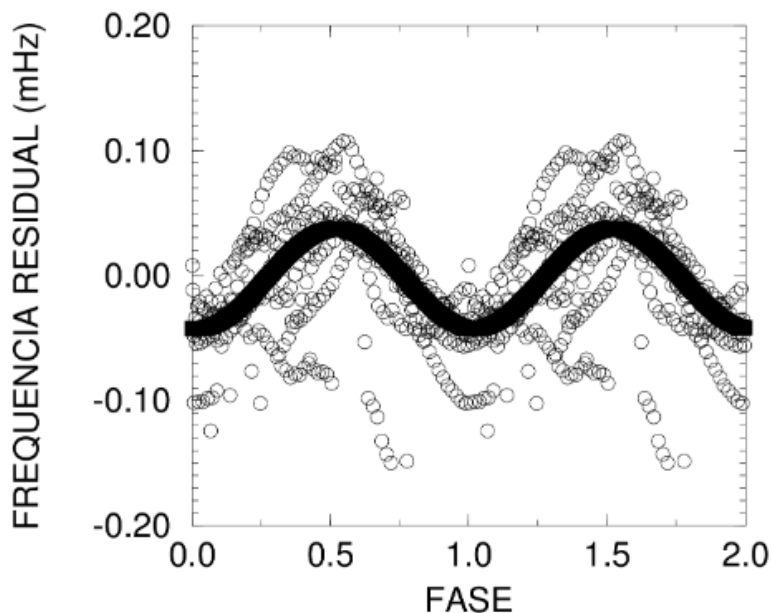
Apesar da clareza associada com a presença desta modulação, a sua presença introduz o problema de que a amplitude destas variações, $\Delta\nu \sim 5\mu\text{Hz}$, fornece uma função de massa do tipo:

$$f_X \equiv \frac{M_{opt}^3 \text{sen}^3 i}{(M_X + M_{opt})^2} = \frac{K_X^3 P_{orb}}{2\pi G} \simeq 200 M_{\odot} \left(\frac{\Delta\nu}{5\mu\text{Hz}} \right)^3 \left(\frac{P_{orb}}{300d} \right), \quad (6.1)$$

onde

$$K_X = \frac{2\pi}{P_{orb}} a_X \text{sen} i, \quad (6.2)$$

Figura 6.4 - Diagrama da curva de variação de frequência residual em fase com o período de 301 dias.



Fonte: Produção do autor.

é a amplitude da modulação, a_X é a distância ao centro de massa do sistema e i a inclinação do sistema. A observação de flutuações de frequência residual da ordem de $5\mu\text{Hz}$, pelo BATSE, implica que, no caso de V2116 Oph/GX1+4 possuir um período orbital de ~ 300 dias, estas flutuações são incompatíveis com flutuações provocadas por efeito Doppler, pois a massa da estrela gigante seria de $\sim 200M_\odot$. Uma forma alternativa de se explicar as flutuações seria considerar que elas sejam devido à mudanças de torque modulado pelo movimento orbital do sistema em uma órbita elíptica.

6.5 O Modelo de Roche

Uma das principais características dos pulsares de raios-X, cujo processo de acréscimo ocorre preferencialmente por vento, é o fato de que a curva de evolução do período de pulsação apresentam variações erráticas em escalas de tempo < 50 dias, como por exemplo OAO 1657-415 e GX 301-2 (BILDSTEN et al., 1997). O modelo de acréscimo por vento é desta forma, bastante adequado para interpretar as variações no período de *spin* observados em BXAM e em sistemas BeX.

No caso de sistemas BXBM, como em GX1+4, as variações de *spin* são suaves e ocorrem em escalas de tempo da ordem do período orbital dos sistemas. Este tipo de comportamento tem sido associado a sistemas onde o processo de transferência de matéria ocorre via transbordamento do lobo de Roche. Tendo em vista que este é

um comportamento característico do pulsar em V2116 Oph/GX1+4, é interessante testar os períodos orbitais propostos para este sistema dentro de um cenário de acréscimo por transbordamento do lobo de Roche como descrito no Capítulo 1. Para a estimativa do raio da superfície de Roche (R_{LR}) e a separação orbital (a) do sistema, foram usadas as Equações (1.2) e (1.3). Os candidatos ao período orbital foram selecionados a partir dos resultados da fotometria na banda R apresentada neste trabalho, a saber 31 e 110 dias, e o período de 304 dias proposto por Cutler et al. (1986) . As equações usadas foram parametrizadas segundo os candidatos ao período orbital, P_{orb} , e a razão de massas do sistema, M_{Opt}/M_X . Os resultados obtidos são mostrados na Tabela (6.2).

Tabela 6.2 - Parâmetros orbitais estimados para V2116 Oph/GX1+4.

P_{orb} (dias)	M_{Opt}/M_X	a (R_{\odot})	R_{LR} (R_{\odot})
31	0,2	48,9	12,3
	0,4	51,4	15,9
	0,6	53,8	18,0
	0,8	55,9	20,1
	1,0	57,9	21,9
	1,2	59,8	23,6
	1,4	61,6	25,1
	1,6	63,2	26,6
	1,8	64,8	27,9
	2,0	66,3	29,2
110	0,2	113,7	28,6
	0,4	119,7	36,3
	0,6	125,2	42,0
	0,8	130,2	46,8
	1,0	134,8	51,1
	1,2	139,2	54,9
	1,4	143,2	58,5
	1,6	147,1	61,8
	1,8	150,8	64,9
	2,0	154,3	67,9
304	0,2	223,9	56,4
	0,4	235,7	71,4
	0,6	246,5	82,7
	0,8	256,3	92,2
	1,0	265,5	100,6
	1,2	274,1	108,2
	1,4	282,1	115,2
	1,6	289,8	121,7
	1,8	297,0	127,9
	2,0	303,9	133,7

Fonte: Produção do autor.

As estimativas de massa para a estrela gigante são baseadas em Hünsh et al. (1998) onde é apresentado o cálculo de massas de gigantes de tipo M, estabelecendo valores

entre $1,2M_{\odot}$ e $3,2M_{\odot}$ para estes objetos. As massas de gigantes estimadas a partir de medidas orbitais dos sistemas simbióticos AX Per, T CrB e AG Dra, fornecem valores iguais a $\sim 1,0M_{\odot}$, $\sim 2,0M_{\odot}$ e $\sim 1,5M_{\odot}$, respectivamente. Os resultados obtidos nesta análise são importantes no sentido de que eles permitem o estabelecimento dos candidatos a período orbital que mais se adequam aos parâmetros físicos esperados para o sistema.

6.6 Conclusão

A questão de se estabelecer qual o melhor candidato ao período orbital de V2116 Oph/GX1+4 é estritamente dependente da característica da estrela gigante, no caso desta estar transferindo matéria para a estrela de nêutrons via transbordamento do lobo de Roche. Tal processo requer que o raio da estrela gigante tenha a mesma dimensão que o raio da superfície de Roche, de modo a tornar possível a transferência de material pelo ponto interno de Lagrange. As medidas de raios de estrelas gigantes de tipo K e M realizadas por Dyck et al. (1996) mostram que o raio médio típico para gigantes de tipo M4 a M6 é $\sim 83 \pm 19R_{\odot}$. Outra condição é que a separação entre as estrelas seja maior que o raio da estrela vermelha de modo a evitar instabilidades causadas pela presença de um objeto muito “quente” junto ao envelope da gigante. A presença de um objeto muito quente junto ao envelope da estrela certamente levaria ao desequilíbrio das condições termodinâmicas, além de inibir a formação do disco de acreção.

Como o período de 31 dias é difícil de ser conciliado dentro deste modelo, a pergunta a ser feita seria sobre a origem de tal modulação. O período de 110 dias encontra-se próximo ao valor necessário para que os raios da superfície de Roche e da estrela gigante sejam iguais. Caso isto ocorra, fica confortável a explicação das variações de brilho observadas em R , ou seja, qualquer pequena variação do raio da estrela gigante ou do raio da órbita do sistema poderia provocar mudanças no fluxo de matéria transferida pela estrela gigante, sem que ocorresse uma variação significativa do brilho nas bandas I e 9900\AA .

Considerações a respeito de terceiros períodos associados com a precessão de discos de acreção em sistemas binários tais como variáveis cataclísmicas e binárias de raios-X são feitas em Schwarzenberg-Czerny (1992) e Sheffer e Lyutyi (1997). Evidências de oscilações associadas com precessão de disco são encontradas nos sistemas de baixa massa 4U 1820-30 (período de 176 dias), 4U 1915-05 (período de 199 dias) e HZ Her/Her X-1 (período de 35 dias), e colocam os períodos de 31 e 110 dias como possíveis candidatos a períodos de precessão de disco em V2116 Oph/GX1+4.

O caso do período de 304 dias é bem suportado pelo modelo de transbordamento do lobo de Roche, mas diferentemente do período de 110 este período não tem respaldo nas observações realizadas na banda *R*. Todavia, a presença marcante deste período nas flutuações na curva residual de evolução do *spin*, o tornam um bom candidato a período orbital. Conspiram a favor de períodos >200 dias o fato de outros sistemas simbióticos apresentarem períodos orbitais muito longos, como nos casos de AX Per (681 dias), CH Cyg (5700 dias) e BX Mon (~1380 dias) (DOBRZYCKA et al., 1996).

Outro fator que conspira para a existência de um período orbital de ~ 300 dias é a magnitude visual dos sistemas binários de raios-X de baixa massa. Em Paradijs e McClintock (1994) é obtido um modelo empírico relacionando a magnitude visual e o período orbital destes sistemas. A equação empírica deste modelo é dada por

$$M_V = 1,57(\pm 0,24) - 2,27(\pm 0,32)\log\Sigma, \quad (6.3)$$

onde Σ é fornecido por

$$\Sigma = (L_X/L_{Edd})^{1/2}(P_{orb}/1h)^{2/3}. \quad (6.4)$$

onde L_{Edd} é a luminosidade de Eddington, P_{orb} é o período orbital em horas e M_V a magnitude absoluta. Aplicando o valor de $M_V = -4,2$ derivado no Capítulo 4, e considerando $L_X/L_{Edd} \sim 1$ para o caso de BXB (este é um caso válido para GX1+4 onde a luminosidade média em raios-X gira em torno de 10^{37} erg/s), esta equação fornece um período orbital de ~ 270 dias para V2116 Oph/GX1+4. Tendo em mente que esta equação usa uma escala logarítmica, a qual permite variações de até duas ordens de grandeza da L_X sem que haja grandes desvios do valor obtido do P_{orb} em relação a curva empírica, caso as proximidades entre os valores dos períodos de 270 e 300 dias sejam mera coincidência, torna notável a conspiração em torno deste valor.

Um dos fatores que prejudicam as chances de detecção de modulações em V2116 Oph/GX1+4 é a ausência clara de eclipses, o que pode estar indicando uma baixa inclinação do plano da órbita do sistema. Se tal fato é verdade como indicam as observações, variações de brilho refletem o transporte de matéria da estrela vermelha para o pulsar. Assim sendo, como a luz pulsada em raios-X parece ser um bom indicador das variações bolométricas de brilho do sistema, espera-se que as observações em raios-X, conduzidas pelo CGRO e RXTE, tragam nos próximos anos uma solução definitiva para este problema.

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

7.1 Conclusões

Os resultados obtidos neste trabalho trazem consigo importantes revelações sobre o comportamento do sistema binário de raios-X V2116 Oph/GX1+4. No aspecto óptico são apresentados pela primeira vez os resultados de uma intensa monitoria óptica realizada desde 1991 neste sistema. Estas monitorias permitiram a obtenção de importantes resultados associadas com propriedades do sistema.

A observação de variações rápidas de brilho na banda óptica (*flickering*) motivou a aplicação de modelos de disco para explicar e modelar fenômenos observados no sistema. A magnitude visual $M_V \sim 4,2$ e a distância de 8,3 kpc até V2116 Oph/GX1+4 foram obtidas por meio da síntese de um espectro composto de disco mais um espectro de uma estrela M6III. A observação de que existem atrasos entre a emissão óptica e de raios-X (feitas pelo RXTE) estabeleceu que atrasos da ordem de 5 dias são consistentes com um modelo de disco padrão com $\alpha = 1$ e uma taxa de acréscimo entre $10^{-8} - 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$.

Uma das mais relevantes contribuições deste trabalho foi a descoberta do pulsar óptico em V2116 Oph, com período de pulsação igual a ~ 124 s, consistente com as medidas realizadas pelo CGRO. Os resultados de dois anos de monitoria foram apresentados e comparados com as medidas do CGRO, e mostram que são uma importante ferramenta para diagnosticar as condições físicas do sistema.

A partir da curva de luz óptica de longa duração observou-se a presença de dois sinais periódicos no espectro de potências. Determinou-se que a efeméride que previa a ocorrência de máximos de *spin - up* com recorrência de 304 dias no pulsar em GX1+4 é compatível com as recentes observações realizadas pelo CGRO. A análise espectral das flutuações em frequência do pulsar mostram que elas ocorrem com uma periodicidade de 301 dias.

Os períodos de 31, 110 e 301 dias foram analisados dentro de um cenário onde a estrela gigante preenche seu lobo de Roche. O período de ~ 300 dias é o que melhor atende aos pré-requisitos deste modelo. É importante lembrar que episódios onde se de acréscimo de matéria capturada por vento podem ocorrer.

7.2 Perspectivas Futuras

Pretende-se dar continuidade a esse trabalho com objetivo de ratificar os resultados das periodicidades medidas aqui, assim como acompanhar a evolução do período das pulsações em V2116 Oph/GX1+4.

As correlações entre medidas ópticas e as de raios-X e γ feitas pelo RXTE e CGRO ainda necessitam de maior cobertura para produzirem melhores ajustes aos modelos aqui propostos, além de poderem ser usadas para alertar para a ocorrência de variações bruscas que possam vir a ocorrer no sistema.

A polarização da luz proveniente das partes internas do disco de acréscimo pode ser modulada, de modo que observações usando polarimetria óptica podem fornecer evidências de modulação orbital no sistema.

A descoberta do pulsar neste sistema abre a perspectiva de observação de sistemas semelhantes a V2116 Oph/GX1+4. A utilização de filtros de banda estreita ou espectrofotometria podem ser usadas em sistemas brilhantes como Vela X-1, para a observação de linha ópticas excitadas por fótons de raios-X. Em particular, o monitoramento óptico dos pulsares de raios-X em BXBMs que venham a ser descobertos por missões de raios-X, atuais e futuras, será de grande importância para uma melhor compreensão da natureza desses sistemas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALPAR, M. A.; SHAHAM, J. Is GX 5-1 a millisecond pulsar? **Nature**, v. 316, p. 239–241, 1985. 72, 74
- BALDWIN, J. A.; PHILLIPS, M. M.; TERLEVICH, R. Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. **PASP**, v. 93, n. 551, p. 5–19, 1981. 14
- BANDYOPADHYAY, R.; SHAHBAZ, T.; CHARLES, P. A.; KERKWIJK, M. H. van; NAYLOR, T. Infrared spectroscopy of low-mass x-ray binaries. **Mon. Not. R. Astron. Soc.**, v. 285, n. 4, p. 718–724, 1997. 15
- BILDSTEN, L.; CHAKRABARTY, D.; CHIU, J.; FINGER, M. H.; KOH, D. T.; NELSON, R. W.; PRINCE, T. A.; RUBIN, B. C.; SCOTT, D. M.; STOLLBERG, M.; VAUGHAN, B. A.; WILSON, C. A.; WILSON, R. B. Observations of accreting pulsars. **Astrophysical Journal Supp. Ser.**, v. 113, n. 2, p. 367–408, 1997. 8, 12, 13, 65, 78
- BRADT, H. Some early results from the Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE). In: DI GESÚ, V.; DUFF, M. J. B.; HECK, A.; MACCARONE, M. C.; SCARSI, L.; ZIMMERMANN, H. U. (Ed.). **Proceedings Of The Fifth Workshop: Data Analysis In Astronomy**. Singapoure: Worls Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1997. p. 157–178. 22
- BRAGA, J.; JABLONSKI, F. J.; D'AMICO, F.; ELIZALDE, F.; STEINER, J. E. Rapid optical variability of the x-ray pulsator GX 1+4. **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica**, v. 26, p. 113, 1993. 46, 64
- BRUCH, A. Flickering in cataclysmic variables - its properties and origins. **Astronomy and Astrophysics**, v. 266, p. 237–265, 1992. 47, 57
- BRUCH, A.; DUSCHL, W. J. Clues to the structure of the boundary layer in cataclysmic variables from observations of the flickering. **Astronomy and Astrophysics**, v. 275, p. 219–226, 1993. 57
- CHAKRABARTY, D. **Hard X-ray Detection and Timing of Accretion-Powered Pulsars with BATSE**. 163-172 p. PhD. Thesis (Physics) — California Institute of Technology, California, 1996. Disponível em: <<http://resolver.caltech.edu/CaltechETD:etd-09022008-132322>>. Acesso em: 21 December 1997. 67, 77

- CHAKRABARTY, D.; BILDSTEN, L.; FINGER, M. H.; GRUNSFELD, J. M.; KOH D. T., N. R. W.; PRINCE T. A., V. B. A.; WILSON, R. B. On the correlation of torque and luminosity in GX1+4. **Astrophysical Journal Letters**, v. 481, p. L101–L105, 1997. [12](#), [13](#), [60](#), [63](#), [65](#), [66](#), [67](#), [70](#), [75](#), [76](#)
- CHAKRABARTY, D.; FINGER, M. H.; PRICE, T. A. GX1+4. **Central Bureau for Astronomical Telegrams IAU**, n. 6478, 1996. [13](#), [16](#), [56](#), [65](#)
- CHAKRABARTY, D.; ROCHE, P. The symbiotic neutron star binary GX1+4/V2116 Ophiuchi. **Astrophysical Journal**, v. 489, p. 254–271, 1997. [14](#), [15](#), [16](#), [38](#), [46](#), [48](#), [75](#)
- CUI, W. Evidence for "propeller" effects in x-ray pulsars GX 1+4 and GRO J1744–28. **Astrophysical Journal Letters**, v. 482, n. 2, p. L163–L166, 1997. [12](#)
- CUTLER, E. P.; DENNIS, B. R.; DOLAN, J. F. An elliptical binary orbit model of GX 1 + 4. **Astrophysical Journal**, v. 300, p. 551–556, 1986. [16](#), [40](#), [77](#), [79](#)
- DAVIDSEN, A.; HENRY, J. P.; MIDDLEITCH, J.; SMITH, H. E. Identification of the x-ray pulsar in Hercules: a new optical pulsar. **Astrophysical Journal Letter**, v. 177, p. L97–L102, 1972. [8](#), [63](#)
- DAVIDSEN, A.; MALINA, R.; BOWYER, S. The optical counterpart of GX 1+4 - a symbiotic star. **Astrophysical Journal**, v. 211, p. 866–871, 1977. [13](#), [14](#), [46](#)
- DAVIDSEN, A.; MARGON, B.; MIDDLEITCH, J. . Optical pulsations in HZ Herculis. III - discovery of pulsed emission lines. **Astrophysical Journal**, v. 198, p. 656–660, 1975. [65](#)
- DAVIDSON, K.; OSTRICKER, J. P. Neutron-star accretion in a stellar wind: Model for a pulsed x-ray source. **Astrophysical Journal**, v. 179, p. 585–598, 1973. [5](#), [11](#)
- DHILLON, V. S.; MARSH, T. R. Infrared spectroscopy of cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 275, p. 89–99, 1995. [15](#)
- DOBRZYCKA, D.; KENYON, S. J.; MILONE, A. A. E. Rapid light variations in symbiotic binary stars. **Astronomical Journal**, v. 111, p. 414–423, 1996. [60](#), [81](#)
- DOTANI, T.; KII, T.; NAGASE, F.; MAKISHIMA, K.; OHASHI, T.; SAKAO, T.; KOYAMA, K.; TUOHY, I. R. Peculiar pulse profile of GX 1+4 observed in the spin-down phase. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 41, p. 427–440, 1989. [12](#)

- DOXSEY, R. E.; APPARAO, K. M. V.; BRADT, H. V.; DOWER, R. G.; JERNIGAN, J. G. Positions of galactic x-ray sources: $0^\circ < l^{\text{II}} < 20^\circ$. **Nature**, v. 270, p. 586–588, 1977. [14](#), [33](#)
- DYCK, H. M.; BENSON, J. A.; VAN BELLE, G. T.; RIDGWAY, S. T. Radii and effective temperatures for K and M giants and supergiants. **Astronomical Journal**, v. 111, n. 4, p. 1705–1712, 1996. [80](#)
- EDELSON, R. A.; KROLIK, J. H. The discrete correlation function - a new method for analyzing unevenly sampled variability data. **Astrophysical Journal**, v. 333, p. 646–659, 1988. [32](#), [40](#)
- EGGLETON, P. P. Approximations to the radii of Roche lobes. **Astrophysical Journal**, v. 268, n. 2, p. 368–369, 1983. [6](#)
- ELIZALDE, F. Arquivo pessoal proveniente de observação de espectroscopia realizada no Laboratório Nacional de Astrofísica. 1995. [14](#), [15](#)
- FORMAN, W.; JONES, C.; COMINSKY, L.; JULIEN, P.; MURRAY, S.; PETERS, G. The fourth Uhuru catalog of x-ray sources. **Astrophysical Journal Suppl. Ser.**, v. 38, p. 357–412, 1978. [3](#)
- FRANK, J.; KING, A. R.; RAINE, D. J. **Accretion power in astrophysics**. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992. [7](#), [48](#), [55](#)
- GARCIA, M. R. Spectroscopic orbits of symbiotic stars - preliminary results. **Astronomical Journal**, v. 91, n. 6, p. 1400–1415, 1986. [13](#)
- GEHRELS, N.; FICHTEL, C. E.; FISHMAN, G. J.; KURFESS, J. D.; SCHONFELDER, V. The Compton gamma-ray observatory. **Scientific American**, v. 269, n. 6, p. 68, 1996. [24](#)
- GHOSH, P.; LAMB, F. K. Accretion by rotating magnetic neutron stars. III. accretion torques and period changes in pulsating x-ray sources. **Astrophysical Journal**, v. 234, p. 293–316, 1979. [11](#), [68](#)
- GHOSH, P.; LAMB, F. K.; PETHICK, C. J. Accretion by rotating magnetic neutron stars. I - flow of matter inside the magnetosphere and its implications for spin-up and spin-down of the star. **Astrophysical Journal**, v. 217, p. 578–596, 1977. [11](#)

GIACCONI, R.; GURSKY, H.; KELLOGG, E.; SCHREIER, E.; TANANBAUM, H. Discovery of periodic x-ray pulsations in Centaurus X-3 from UHURU.

Astrophysical Journal, v. 167, p. L67–L73, 1971. 3

GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F. R.; ROSSI, B. B. Evidence for x rays from sources outside the solar system. **Physical Review Letters**, v. 9, n. 11, p. 439–443, 1962. 2

GIACCONI, R.; MURRAY, S.; GURSKY, H.; KELLOGG, E.; SCHREIER, E.; TANANBAUM, H. The Uhuru catalog of x-ray sources. **Astrophysical Journal**, v. 178, p. 281–308, 1972. 3

GIACCONI, R.; MURRAY, S.; GURSKY, H.; KELLOGG, E.; SCHREIER, E.; MATILSKY, T. The third UHURU catalog of x-ray sources. **Astrophysical Journal Suppl. Ser.**, v. 237, n. 27, p. 37–64, 1974. 3

GLASS, I. S.; FEAST, M. W. Peculiar object near X2+5. **Nature Physical Science**, v. 245, p. 38–40, 1973. 14

GREENHILL, J. G.; GILES, A. B.; SHARMAN, D. P.; DIETERS, S.; SOOD, R. K.; THOMAS, J. A.; MANCHANDA, R. K.; CARLI, R.; HAMMER, P.; KENDZIORRA, E.; STAUBERT, R.; BAZZANO, A.; UBERTINI, P.; PADULA, C. L. Resumed spin-up in GX1 + 4. **Astronomy and Astrophysics**, v. 208, p. L1–L4, 1989. 63

GREENHILL, J. G.; WATSON, R. D.; TOBIN W., P. J. D.; CLARK, M. $H\alpha$ monitoring of the x-ray pulsar GX1 + 4 during an x-ray flare. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 274, n. 3, p. L59–L61, 1995. 13, 56, 57

GUNN, J. E.; STRYKER, L. L. Stellar spectrophotometric atlas, wavelengths from 3130 to 10800 Å. **Astrophysical Journal Suppl. Ser.**, v. 52, p. 121–153, 1983. 48

HALL, R.; DEVELAAR, J. GX1+4. **Central Bureau for Astronomical Telegrams IAU**, n. 3872, 1983. 12

HASINGER, G.; KLIS, M. van der. Two patterns of correlated x-ray timing and spectral behaviour in low-mass x-ray binaries. **Astronomy and Astrophysics**, v. 225, p. 79–96, 1989. 4

HOFFMEISTER, C.; RICHTER, G.; WENZEL, W. **Variable Stars**. Berlin: Springer-Verlag, 1985. 39

- HOWELL, S. B.; JACOBY, G. H. Time-resolved photometry using a CCD. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 98, p. 802–808, 1986. 19
- HOWELL, S. B.; MITCHELL, K. J.; WARNOCK, A. Statistical error analysis in CCD time-resolved photometry with applications to variable stars and quasars. **Astronomical Journal**, v. 95, p. 247–255, 1988. 20
- HÜNSH, M.; SCHMITT, J. H. M. M.; SCHRODER, K.-P. R.; ZICKGRAF, F.-J. On the x-ray emission from M-type giants. **Astronomy and Astrophysics**, v. 330, p. 225–231, 1998. 50, 79
- ILLARIONOV, A. F.; SYUNIAEV, R. A. X-ray variability through accretion by a black hole in a detached binary system. **Soviet Astronomy Letters**, v. 1, p. 73–74, 1975. 12
- ILOVAISKY, S. A.; MOTCH, C.; CHEVALIER, C. Discovery of optical pulsations from 4U 1626-67. **Astronomy and Astrophysics**, v. 70, p. L19–L22, 1978. 63, 65
- JABLONSKI, F.; BAPTISTA, R.; BARROSO, J.; GNEIDING, C. D.; RODRIGUES, F.; CAMPOS, R. P. Calibration of the UBVRi high-speed photometer of Laboratorio Nacional de Astrofisica, Brazil. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 106, n. 705, p. 1172–1183, 1994. 21, 33
- JABLONSKI, F.; PEREIRA, M. G. UBVRi photometry of the pulsations in V2116 Ophiuchi≡GX 1+4. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 289, n. 4, p. L17–L20, 1997. 49, 54, 66
- JABLONSKI, F.; PEREIRA, M. G.; BRAGA, J.; GNEIDING, C. D. V2116 Oph. **Central Bureau for Astronomical Telegrams IAU**, n. 6489, 1996. 16, 65
- _____. Discovery of optical pulsations in V2116 Ophiuchi≡GX 1+4. **Astrophysical Journal**, v. 482, n. 2, p. L171–L174, 1997. 16, 46, 65
- KENYON, S. J.; GARCIA, M. R. Spectroscopic orbits for symbiotic stars. I - the recurrent nova T Coronae Borealis. **Astronomical Journal**, v. 91, p. 125–131, 1986. 13
- KOVACS, G. Frequency shift in Fourier analysis. **Astrophysics and Space Science**, v. 78, p. 175–188, 1981. 28

- KRZEMINSKI, W.; PRIEDHORSKY, W. C. A search for optical pulsations from GX 1+4 at H-alpha. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 90, p. 434–435, 1978. 38, 63
- LAMB, F. K.; PETHICK, C. J.; PINES, D. A model for compact x-ray sources: Accretion by rotating magnetic stars. **Astrophysical Journal**, v. 184, p. 271–290, 1973. 9, 12
- LAMB, F. K.; SHIBAZAKI, N.; ALPAR, M. A.; SHAHAM, J. Quasi-periodic oscillations in bright galactic-bulge x-ray sources. **Nature**, v. 317, p. 681–687, 1985. 72, 74
- LEWIN, W. H. G.; PARADIJS, J. van; HEUVEL, E. P. J. van den. **X-ray Binaries**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 3, 5, 7
- LEWIN, W. H. G.; RICKER, G. R.; McCLINTOCK, J. E. X-rays from a new variable source GX 1+4. **Astrophysical Journal**, v. 169, p. L17–L21, 1971. 12, 63
- LIVIO, M.; PRINGLE, J. E. Dwarf nova outbursts - the ultraviolet delay and the effect of a weakly magnetized white dwarf. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 259, n. 3, p. 23P–26P, 1992. 54
- LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, p. 447–462, 1976. 29, 40
- MAKISHIMA, K.; OHASHI, T.; SAKAO, T.; DOTANI, T.; INOUE, H.; KOYAMA, K.; MAKINO, F.; MITSUDA, K.; NAGASE, F.; THOMAS, H. D.; TURNER, M. J. L.; KII, T.; TAWARA, Y. Spin-down of the x-ray pulsar GX1 +4 during an extended low state. **Nature**, v. 333, p. 746–748, 1988. 12, 13, 47, 68
- MANCHANDA, R. K.; JAMES, S. D.; LAWSON, W. A.; SOOD, R. K.; GREY, D. J.; SHARMA, D. P. An x-ray correlated H α flare in GX 1+4. **Astronomy and Astrophysics**, v. 293, p. L29–L32, 1995. 13, 56
- MEYER, F.; MEYER-HOFMEISTER, E. Constraints from the uv delay in dwarf nova outbursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 221, p. 36–40, 1989. 54
- MIDDLEDITCH, J.; PUETTER, R. C.; PENNYPACKER, C. R. Optical and infrared pulsations from the hz herculis binary system during the 1983 prolonged x-ray low state. **Astrophysical Journal**, v. 292, p. 267–275, 1985. 65
- MINESHIGE, S. The stagnation stage an uv delay in the early rise of dwarf-nova outbursts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 190, n. 1-2, p. 72–78, 1988. 54

- MING-ZHI, W.; JIAN-SHENG, C.; ZHAO-JI, J. The beijing astronomical observatory ccd light-curve survey system. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 102, p. 698–706, 1990. 20
- NAGASE, F. The beijing astronomical observatory ccd light-curve survey system. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 41, p. 1–79, 1989. 12, 63
- NEAL, V.; FISHMAN, G.; KNIFFEN, D. The beijing astronomical observatory ccd light-curve survey system. **Mercury**, XIX, n. 4, p. 98–111, 1990. 24
- NELSON, R. W.; BILDSTEN, L.; CHAKRABARTY, D.; FINGER, M. H.; KOH, D. T.; PRINCE, T. A.; RUBIN B. C.; SCOTT, D. M.; VAUGHAN, B. A.; WILSON, R. B. On the dramatic spin-up/spin-down torque reversals in accreting pulsars. **Astrophysical Journal**, v. 488, n. 2, p. L117–L120, 1997. 12, 66, 68
- PARADIJS, J. van; MCCLINTOCK, J. E. Absolute visual magnitudes of low-mass x-ray binaries. **Astronomy and Astrophysics**, v. 290, p. 133–136, 1994. 81
- PEREIRA, M. G.; JABLONSKI, F.; BRAGA, J. Long-term photometry and pulsations from V2116 Oph/GX1+4. In: **Abstracts of High Energy Astrophysics Division of the American Astronomical Society**. Colorado, USA: [s.n.], 1997. p. 145. 13, 16, 63
- PEREIRA, M. G.; JABLONSKI, F.; BRAGA, J.; CHAKRABARTY, D. V2116 Oph. **Central Bureau for Astronomical Telegrams IAU**, n. 6749, 1997. 16
- PETERSON, B. A.; WALLACE, P.; ELLIOTT, K. H.; HILL, P. W.; MANCHESTER, R. N. Optical observations of 4U 1626-67. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 190, p. 33P–39P, 1980. 65
- PHILLIPS, J.; GREENHILL, J.; HILL, K. M. GX1+4. **Central Bureau for Astronomical Telegrams IAU**, n. 6528, 1996. 56
- PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerical Recipes in FORTRAN 2^aed**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 31, 48
- PRINGLE, J. E.; REES, M. J. Accretion disc models for compact x-ray sources. **Astronomy and Astrophysics**, v. 21, p. 1–9, 1972. 9, 12

- REMILLARD, R. A.; LEVINE, A. M. The RXTE all sky monitor: first year of performance. In: MATSUOKA, M.; KAWAI, N. (Ed.). **All-Sky X-Ray Observations in the Next Decade Proc.** Riken, Japan: [s.n.], 1997. 22
- ROBERTS, D. H.; LEHÁR, J.; DREHER, J. W. Time series analysis with CLEAN. I. derivation of a spectrum. **Astronomical Journal**, v. 93, n. 4, p. 969–989, 1987. 31, 40
- SAKAO, T.; KOHMURA, Y.; MAKISHIMA, K.; OHASHI, T.; DOTANI, T.; KANI, T. When will the peculiar x-ray pulsar GX1+4 resume the fast spin-up? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 246, p. 11P–14P, 1990. 63
- SANDAGE, A.; OSMER, P.; GIACCONI, R.; GORENSTEIN, P.; GURSKY, H.; WATERS, J.; BRADT, H.; GARMIRE, G.; SREEKANTAN, B. V.; ODA, M.; OSAWA, K.; JUGAKU, J. On the optical identification of Sco X-1. **Astrophysical Journal**, v. 146, p. 316–321, 1966. 3
- SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. II - statistical aspects of spectral analysis unevenly spaced data. **Astrophysical Journal**, v. 263, p. 835–853, 1982. 29
- SCHULZ, N. S.; HAZINGER, G.; TRÜMPER, J. Spectral classification of low-mass x-ray binary (LMXB) energy spectra with color-color diagrams. **Astronomy and Astrophysics**, v. 225, p. 48–68, 1989. 4
- SCHWARZEMBERG-CZERNY, A. Precession in cataclysmic and x-ray binaries: satr or disc? **Astronomy and Astrophysics**, v. 268, p. 268–272, 1992. 80
- SEATON, M. J. Interstellar extinction in the uv. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 187, p. 73P–7P, 1979. 47
- SHAHBAZ, T.; SMALE, A. P.; NAYLOR, T.; CHARLES, P. A.; PARADIJS, J. van; HASSALL, B. J. M. An atlas of optical continuum and line emission from low-mass x-ray. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 282, n. 4, p. 1437–1453, 1996. 13, 46, 48
- SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. observational appearance. **Astronomy and Astrophysics**, v. 24, p. 337–355, 1973. 7, 54
- SHEFFER, E. K.; LYUTYI, V. M. A detailed study of the optical characteristics of the accretion disk in the HZ Her/Her X-1 system. **Astronomy Reports**, v. 41, n. 2, p. 181–189, 1997. 80

- SHKLOVSKY, I. S. On the nature of the source of x-ray emission of Sco XR-1. **Astrophysical Journal**, v. 148, p. L1, 1967. 3
- SOOD, R. K.; JAMES, S. D.; LAWSON, W. A.; SHARMA, D. P.; GREY, D. G.; MANCHANDA, R. K. The orbital period of the x-ray binary GX1+4. **Advances in Space Research**, v. 16, n. 3, p. 131–134, 1995. 16, 40, 56
- STELLINGWERF, R. F. Period determination using phase dispersion minimization. **Astrophysical Journal**, v. 224, p. 953–960, 1978. 31
- STOVER, R. J.; ALLEN, S. L. High-speed CCD photometer. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 99, p. 877–886, 1987. 20
- THÉ, P. S.; THOMAS, D.; CHRISTENSEN, C. G.; WASTERLUND, B. E. Vri photometric properties of M-type giants. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 102, p. 565–573, 1990. 49
- TODY, D. The IRAF data reduction and analysis system. In: **Instrumentation in Astronomy VI - Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering**. Tucson, Arizona: [s.n.], 1986. p. 733. 19
- TREVES, A.; MARASCHI, L.; ABRAMOWICZ, M. Basic elements of the theory of accretion. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 100, p. 427–451, 1988. 5, 7
- YI, I.; WHEELER, J. C.; VISHNIAC, E. Torque reversal in accretion-powered x-ray pulsars. **Astrophysical Journal**, v. 481, p. L51–L54, 1997. 12
- ZIOLKOWSKI, J. X-ray binaries. **Memorie della Società Astronomia Italiana**, v. 67, n. 1/2, p. 239–254, 1996. 4

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.