



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/03.14.14.13-TDI

MODELAGEM MULTIESPECTRAL DA REGIÃO DE ACRÉSCIMO DE POLARES

Karleyne Medeiros Gomes da Silva

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, aprovada em 01 de abril de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DN9FRH>>

INPE
São José dos Campos
2013

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) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

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

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

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

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (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)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

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

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Luciana Manacero - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/03.14.14.13-TDI

MODELAGEM MULTIESPECTRAL DA REGIÃO DE ACRÉSCIMO DE POLARES

Karleyne Medeiros Gomes da Silva

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, aprovada em 01 de abril de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DN9FRH>>

INPE
São José dos Campos
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Silva, Karleyne Medeiros Gomes da.
Si38m Modelagem multiespectral da região de acréscimo de polares / Karleyne Medeiros Gomes da Silva. – São José dos Campos : INPE, 2013.
xviii + 73 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/03.14.14.13-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.
Orientadora : Dra. Cláudia Vilega Rodrigues.

1. estrelas binárias. 2. variáveis cataclísmicas. 3. modelagem. I.Título.

CDU 524.33



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Astrofísica

Dr. André de Castro Milone



Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues



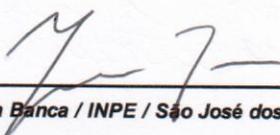
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Deonísio Cieslinski



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. João Braga



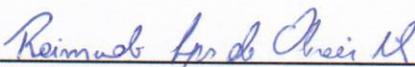
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Marcos Perez Dias



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

Dr. Raimundo Lopes de Oliveira Filho



Convidado(a) / UFS / São Cristóvão - RJ

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Karleyne Medeiros Gomes da Silva**

São José dos Campos, 01 de Abril de 2013

AGRADECIMENTOS

Abaixo seguem os meus agradecimento simples, porém sinceros.

Agradeço à Cláudia pela orientação neste trabalho. Gostaria que houvesse alguma forma de retribuir toda a ajuda e paciência, mas como foi muita ajuda e paciência, quem sabe após muitos anos eu consiga.

Agradeço ao Joaquim pela colaboração e ajuda nos momentos necessários.

Agradeço ao grupo AIP pelo recebimento durante estágio realizado no exterior, em especial Iris Trausen e Axel Schwope.

Agradeço aos colegas e funcionários da Divisão de Astrofísica-INPE. Em especial a Tereza, Thiago, Érica e Márcia, que acompanharam os sucessos e "insucessos" (de longe o mais frequente) deste período.

Agradeço ao CERTOES e ao COSPAR.

Agradeço à Fapesp pelo apoio financeiro, processo n. 2008/09619-5. Agradeço à Capes pelo apoio financeiro em viagens para escolas e conferências.

Agradeço ao meu pai Vicente por segurar a "onda" e permitir que eu conclua o doutorado.

Agradeço ao Hugo por chegar na etapa final e me dar forças para concluir o trabalho e seguir adiante.

RESUMO

Esta tese concentra-se na emissão induzida pelo acréscimo que ocorre em polares, uma subclasse das variáveis cataclísmicas. Esses sistemas binários de curto período orbital são compostos por uma anã vermelha que transfere suas camadas externas via transbordamento do Lóbulo de Roche para uma anã branca. A maior parte do fluxo observado em polares, desde o óptico até os raios X, vem de uma pequena região na base de uma coluna de acréscimo próxima a superfície da anã branca: a região pós-choque. Os principais processos radiativos que ocorrem nessa região são a emissão ciclotrônica e a emissão bremsstrahlung. Nosso grupo desenvolveu um código para a modelagem da emissão ciclotrônica chamado CYCLOPS: um acrônimo para *cyclo-tron emission of polars*. O código é baseado em uma região emissora 3D e permite o cálculo do transporte radiativo considerando os parâmetros físicos - densidade, temperatura e campo magnético - não homogêneos ao longo da região. A estrutura de densidades e temperaturas é considerada. Nesta tese, realizamos alterações no código CYCLOPS para que este realize a modelagem de curvas de luz e espectros em raios X simultaneamente com curvas de luz e polarização do óptico. Para isso, foi incluída a emissão *bremsstrahlung* na região pós-choque. Também incluímos no código a fotoabsorção da região pré-choque determinada a partir de sua geometria, algo que na literatura é obtido a partir do ajuste arbitrário dos espectros em raios X. Nós mostramos que configurações onde existem auto-eclipses e absorção pelo material da região pré-choque apresentam assinaturas distintas em espectros de raios X simulados resolvidos em fase orbital. Nós aplicamos a nova versão do CYCLOPS para a polar CP Tuc utilizando dados do óptico e em raios X. A análise demonstrou que é necessária a modelagem simultânea dos dados no óptico e em raios X para uma correta representação da geometria do sistema. Embora seja possível modelar os dados ópticos de CP Tuc tanto em um cenário de auto-eclipse quanto de absorção pela região pré-choque, nós conseguimos reproduzir a dependência em fase dos espectros em raios X com modelos que apresentam absorção. Especificamente, não foi possível reproduzir a dependência em fase com os modelos de auto-eclipse. Nós encontramos que CP Tuc tem uma região pós-choque próxima ao eixo de rotação e que é vista pelo observador de cima.

MULTIWAVELENGTH MODELLING OF THE ACCRETION COLUMNS OF POLAR

ABSTRACT

This thesis focuses on the accretion-induced emission from polars, a sub-class of the magnetic cataclysmic variables. Most of the observed flux of these systems, from the optical to hard X-ray energies, comes from the so called post-shock region: a small part of the accretion column near the white dwarf surface. The main radiative processes are cyclotron and bremsstrahlung. Our group has previously developed codes to calculate the cyclotron emission from the post-shock region and to adjust a model to a set of observational data. The code is called CYCLOPS: an acronym for *cyclotron emission of polars*. This code adopts a 3D-representation of the accretion column and white-dwarf and calculates the cyclotron emission from inhomogeneous post-shock region: the temperature, density and magnetic field are not constant along the post-shock region. In this thesis, we included in CYCLOPS the bremsstrahlung emission process of the post-shock region and photoabsorption of the pre-shock region, the main radiative processes in high energies. We also implemented the simultaneous fitting of optical and X-ray data. We show that self-eclipse and absorption by the pre-shock region configurations have distinct signatures on the X-ray spectra using simulated phase-resolved spectra. We applied the new version of CYCLOPS to CP Tuc optical and X-ray data. Although we were able to reasonably fit the CP Tuc optical data to cases of absorption and self-eclipse, we were only able to reproduce the X-ray orbital modulation after considering the absorption in the pre-shock region. Specifically, we were unable to reproduce the X-ray observations in the self-eclipse case. We found that the primary emitting region in CP Tuc is located near the rotation pole that approximately points to the observer.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
1.1	Imagens reconstruídas de Mira para raios X, obtida com o observatório CHANDRA (acima e à esquerda), e ultravioleta obtida com o observatório Hubble na região do ultravioleta 3729 (acima e à direita). A composição das duas imagens é mostrada no painel abaixo e à esquerda, onde o UV é representado pelos contornos em verde. O painel, à direita e abaixo é uma ilustração do sistema, conforme o previsto pelo modelo para esta simbiótica. O sistema é observado com um separação de cerca de 0.6 segundos de arco.	2
2.1	Representação de uma polar.	5
2.2	Gráfico da distribuição do período de rotação da AB versus o período orbital de mVCs. As curvas diagonais indicam os valores para $P_{spin}=P_{orb}$, $P_{spin}=0,1P_{orb}$ e $P_{spin}=0,01P_{orb}$. As polares são indicadas por triângulos enquanto as polares intermediárias são representadas por quadrados.	8
2.3	Representação da RPC.	8
2.4	Exemplo dos perfis de densidade (curva decrescente) e temperatura (curva crescente) da RPC obtidos com modelos radiativo-hidrodinâmicos.	10
2.5	Distribuição espectral de energia para a polar AM Her. Os pontos são a luminosidade média em cada banda do óptico. As curvas tracejadas são curva calculadas a partir de emissão de corpo negro com temperaturas de 30, 40 e 46 eV. Estes valores de temperatura foram obtidos em diferentes observações e representam a emissão da atmosfera da AB. A curva sólida indicada por 30,9 keV é o espectro <i>bremsstrahlung</i> sintético para o plasma na RPC obtido a partir da modelagem de dados.	11
2.6	À esquerda, curva de luz de raios X da polar HU Aqr. No painel superior e do meio, contagens no intervalo de 0,1-2,4 keV, no painel inferior, contagens no intervalo 0,5-2,0 keV. As letras indicam: <i>a</i> , auto-eclipse; <i>b</i> , eclipse pela secundária; <i>c</i> e <i>d</i> , <i>dips</i> por material no plano orbital e topo da coluna de acréscimo e <i>e</i> , a absorção pela região pré-choque imediatamente acima da RPC. À direita e acima, curvas de luz no filtro B de HU Aqr. À direita e abaixo, curva de luz no filtro K de HU Aqr de 1996 (cruzes) e de 1998 (círculos fechados).	13
2.7	Características gerais da emissão ciclotrônica como função do ângulo entre observador e campo magnético.	19

2.8	Esquerda: efeito da absorção em um espectro constante igual a 1 de acordo com diferentes densidades de material absorvedor na linha de visada ($1,2, 6,0$ e $12 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$). Direita: seção de choque de fotoabsorção com a temperatura do material igual a 10.000 K e abundâncias solares.	20
2.9	À esquerda, espectro de baixa resolução do contínuo da polar BL Hya. As cruces representam os dados, as linhas pontilhadas as gaussianas utilizadas para ajuste da linhas de emissão e a linha sólida o modelo total incluindo <i>bremsstrahlung</i> + linhas de emissão. Os resíduos do ajuste são apresentados no painel inferior. À direita, espectro em raios X em baixa resolução da polar MN Hya. As cruces representam os dados, a linha ponto-tracejada representa o modelo de <i>bremsstrahlung</i> com $T=1,3 \text{ keV}$ absorvido por material com $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. A linha tracejada representa um modelo de corpo negro com $T=45,2 \text{ eV}$	22
2.10	À direita e abaixo, espectro em raios X da polar assíncrona RXJ2115-5840: cruces representam os dados enquanto a linha sólida representa o modelo. À direita e acima, mapas de opacidade da região emissora de RXJ2115-5840 obtidos através da modelagem da emissão no óptico, o ponto negro indica o eixo de rotação da AB. À esquerda, curva de luz em diferentes fases do sistema: a curva sólida representa o modelo, enquanto os pontos são os dados para raios X.	23
3.1	Sistema de referência e representação da geometria usada para construir a RPC do <i>CYCLOPS</i> . A região emissora é mostrada em branco próximo à superfície da anã branca.	28
3.2	Diagrama da estrutura da rotina <i>analise</i> . Em vermelho as subrotinas importantes.	31
3.3	Diagrama da estrutura da rotina <i>model-inhomog</i> . Em vermelho as seções que foram alteradas.	34
3.4	Diagrama da estrutura da rotina <i>perfis</i> . Essa rotina foi alterada em todas as partes, indicamos em vermelho as rotinas que a executam.	37
4.1	Representação da região emissora sobre a AB para os casos de <i>absorção</i> (painel superior), <i>auto-eclipse I</i> (painel central) e <i>auto-eclipse II</i> (painel inferior) nas fases orbitais: $0,0, 0,3, 0,5,$ and $0,8$. Somente as paredes da RPC são representadas nesta Figura.	40
4.2	Perfis radiais de temperatura e densidade dos três modelos apresentados na Tabela 4.1.	41

4.3	Espectros de raios X do modelo <i>absorção</i> (painel superior), <i>auto-eclipse I</i> (painel inferior à esquerda) e <i>auto-eclipse II</i> (painel inferior à direita) para 15 fases igualmente espaçadas. Algumas fases estão superpostas pois os espectro são idênticos. Estes não levam em conta os efeitos instrumentais discutidos na Seção 3.4.	42
4.4	(Acima) Espectro para o modelo <i>Absorção</i> multiplicado e convoluído com ARF e RMF do observatório <i>ASCA</i> . (Abaixo) O mesmo para o modelo <i>auto-eclipse II</i>	44
5.1	Curvas de luz e polarização do ótico para CP Tuc no filtro I_c . De cima para baixo, magnitude, polarização circular (V , em porcentagem), polarização linear (P , em porcentagem), e ângulo da polarização linear (θ , em graus).	48
5.2	Curvas de luz e polarização no óptico para CP Tuc no filtro R_c . De cima para baixo, magnitude, polarização circular (V , em porcentagem), polarização linear (P , em porcentagem), e ângulo da polarização linear (θ , em graus).	49
5.3	Espectros resolvidos em fase de CP Tuc obtidos a partir de dados coletados pelo satélite <i>ASCA</i> . Em preto: espectro extraído no intervalo de fase orbital 0,2-0,8. Em vermelho: espectro extraído no intervalo 0,85-0,15. . .	50
5.4	Curvas de luz de CP Tuc obtidas com o satélite camera GIS2 do <i>ASCA</i> (à direita) e com a camera PN do satélite XMM (à esquerda) em 2002. .	51
5.5	Curvas de luz do óptico de CP Tuc combinadas em 40 intervalos de fase orbital. De cima para baixo, bandas B , V , R_c e I_c . As linhas indicam os modelos Abs2 (vermelho, linha tracejada) e Abs3 (azul, linha solida). . .	53
5.6	Curvas polarimétricas combinadas em 40 intervalos de fase para bandas R_c (esquerda) e I_c (direita). As linhas indicam os modelos Abs2 (vermelho, linha tracejada) e Abs3 (azul, linha sólida). De cima para baixo, fluxo da polarização circular (F_V), fluxo da polarização linear (F_P) e ângulo da polarização linear (θ).	54
5.7	Espectro resolvido em fase de CP Tuc para os intervalos de fase 0,85-0,15 (painel superior) e 0,2-0,8 (painel inferior). As linhas representam os modelos.	54
5.8	Geometria de CP Tuc para os modelos Abs2 (acima) e Abs3 (abaixo) em cinco fases orbitais: 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 e 0,9. Em azul temos a RPC, a linha curvada em vermelho partindo da RPC é uma linha de campo e a linha verde é o eixo magnético. À esquerda, duas imagens representando a coluna de acréscimo em laranja, Abs2 na fase 0,6 e Abs3 na fase 0,4. .	57

6.1	Curva de luz em EUV e raios X de V834 Cen. O painel apresenta observações obtidas com o observatório EUVE, em duas épocas: 1993 (linha preta) e 1999 (linha acinzentada). A curva de luz de 1993 foi escalonada e plotada em conjunto com a curva de luz de 1999 e vice-versa. Segundo painel: curva de luz obtida com ASCA, instrumentos GIS e SIS somados no intervalo de 0,15-10 keV.	63
6.2	Curva de luz em raios X de V834 Cen a partir do modelo de Costa e Rodrigues (2009), considerando fotoabsorção e emissão <i>bremsstrahlung</i> para 0,2 e 2 keV.	64

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Parâmetros utilizados nos casos <i>absorção, auto-eclipse I e auto-eclipse II</i>	40
5.1 Observações do óptico e raios X de CP Tuc.	47
5.2 Parâmetros dos modelos para CP Tuc	52
5.3 Parâmetros dos modelos de CP Tuc.	55

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 Polares	5
2.2 Região pós-choque (RPC)	7
2.3 Propriedades observacionais de polares	10
2.3.1 Auto-eclipse x Absorção	13
2.4 Processos radiativos em polares	15
2.4.1 A emissão <i>bremsstrahlung</i> (livre-livre)	17
2.4.2 Emissão ciclotrônica	18
2.4.3 Fotoabsorção	19
2.5 Modelagem de espectros e curvas de luz de polares em raios X	20
3 EXTENSÃO DO CÓDIGO CYCLOPS	25
3.1 O código CYCLOPS	25
3.2 Modificações na rotina <i>analise</i>	30
3.3 Modificações na rotina <i>model-inhomog</i>	32
3.4 Modificações na rotina <i>perfis</i>	33
3.5 Sumário das modificações	36
4 VARIAÇÃO ORBITAL DE ESPECTROS EM RAIOS X	39
4.1 Definindo modelos	39
4.2 Absorção	41
4.3 Auto-eclipse	41
4.4 Discussão	43
5 MODELAGEM DE CP TUC	45
5.1 Introdução para CP Tuc	45
5.2 Dados observacionais de CP Tuc	47
5.2.1 Observações no óptico	47
5.2.2 Observações em raios X	49
5.2.3 Estados de brilho de CP Tuc	49
5.3 Resultados da modelagem	51

5.4	Discussão da modelagem de CP Tuc	56
5.5	Conclusões sobre a modelagem de CP Tuc	58
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	61
6.1	Perspectivas	62
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	65

1 INTRODUÇÃO

As estrelas variáveis desde muito tempo chamam a atenção por serem diferentes da maioria das outras estrelas do céu. O estudo da física dessas estrelas mostrou que elas podem tanto ser isoladas quanto fazerem parte de sistemas binários. Dentre as estrelas variáveis, há um grupo de binárias onde a transferência de material entre as componentes estelares libera grandes quantidades de energia ao longo de todo o espectro eletromagnético, através de diversos processos físicos.

Um exemplo deste tipo de sistema é a estrela binária Mira, a maravilhosa, também identificada como omicron Ceti.¹ Este é um dos poucos exemplos onde se é possível resolver as componentes estelares e até mesmo visualizar o fluxo de material no meio circumbinário. Mira é uma estrela variável conhecida desde o século XVI, quando o astrônomo holandês Johann Holwarda constatou uma alta variação de seu brilho e determinou um período para esta variação ([WIKIPEDIA, THE FREE ENCYCLOPEDIA, 2013](#)).

Essa estrela na verdade é uma binária formada por uma anã branca e uma estrela gigante pulsante e, devido à grande proximidade entre elas, existe a transferência de matéria. Devido a esta última característica, ela é classificada como uma variável simbiótica. Por conter uma estrela gigante e estar próxima à Terra, a sua observação é privilegiada e permite imagens como a da Figura 1.1. A Figura 1.1 mostra imagens reconstruídas recentes, obtidas com o telescópio espacial Hubble de Mira. O painel à direita e abaixo é uma ilustração do sistema, conforme os modelos para estas variáveis.

A transferência de matéria e todos os fenômenos relacionados a ela ocorrem em muitas outras classes de sistemas, estes porém, muito distantes da Terra ou muito próximos entre si para serem observados individualmente. Um exemplo desse tipo de sistema são as variáveis cataclísmicas. Nestes casos, apenas a obtenção de curvas de luz continuamente e sua modelagem fornecem indícios dos fenômenos que ocorrem, como condições físicas extremas, envolvendo altas taxas de transferência de material e campos magnéticos superiores a 10 MG proporcionando uma boa contenção do plasma em seu interior, a maioria dos quais irreproduzíveis em laboratório.

Nesta tese, exploramos os fenômenos gerados pela transferência de matéria em outro tipo de sistema binário, as variáveis cataclísmicas magnéticas, também conhecidas

¹Curiosamente, o estado de São Paulo tem uma cidade com o nome Mira Estrela, localizada próxima a cidade de São José dos Rio Preto.

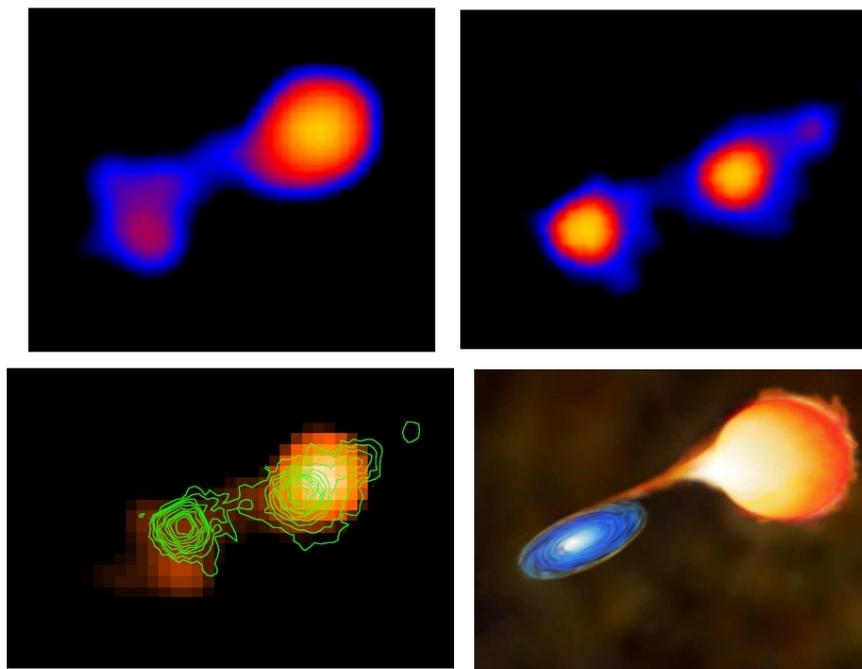


Figura 1.1 - Imagens reconstruídas de Mira para raios X, obtida com o observatório CHANDRA (acima e à esquerda), e ultravioleta obtida com o observatório Hubble na região do ultravioleta 3729 (acima e à direita). A composição das duas imagens é mostrada no painel abaixo e à esquerda, onde o UV é representado pelos contornos em verde. O painel, à direita e abaixo é uma ilustração do sistema, conforme o previsto pelo modelo para esta simbiótica. O sistema é observado com um separação de cerca de 0.6 segundos de arco.
 Fonte: Extraídas de Karovska (2006).

como polares ou objetos AM Herculis (KRZEMINSKI; SERKOWSKI, 1977). Esta subclasse foi identificada quando Tapia e In (1976) detectaram polarização da emissão variável ao longo do período orbital na estrela AM Herculis, podendo ter valores de até 10% de emissão polarizada circularmente neste objeto.

Para estes sistemas binários com período orbital da ordem de poucas horas, constituídos por duas estrelas anãs ocupando um volume no espaço menor que metade do volume do sol, apenas a modelagem das curvas de luz pode fornecer informações mais detalhadas sobre as suas propriedades geométricas. A teoria do processo de acréscimo foi estabelecida já em 1979, com os trabalhos de Lamb e Masters (1979) e King e Lasota (1979). Os primeiros trabalhos que modelam curva de luz e curvas de polarização no óptico foram apresentados por Wickramasinghe e Meggitt (1985a) e Wickramasinghe e Martin (1985). As fontes também foram amplamente estudadas em raios X, sendo os primeiros ajustes de espectros e curvas de luz feitos por Roths-

child et al. (1981), White (1981) e Imamura (1984). A modelagem simultânea das curvas de luz no óptico e em raios X de polares não é comumente encontrada na literatura. Apenas recentemente, uma abordagem multiespectral de polares eclipsantes foi apresentada por Schwöpe et al. (2004).

Procuramos investir nessa lacuna da literatura recente de polares. Um modelo físico autoconsistente da emissão nas duas faixas espectrais é a ferramenta adequada para esse tipo de estudo e ainda não foi desenvolvido para esse fim. Para isso, modificamos o código CYCLOPS, desenvolvido na Divisão de Astrofísica (COSTA; RODRIGUES, 2009), que permite agora reproduzir a distribuição espacial de brilho (e polarização) no óptico. O centro da emissão em tais faixas espectrais não deve ser o mesmo já que as condições físicas determinam o processo radiativo dominante.

O nosso objetivo geral foi contribuir para a compreensão dos sistemas AM Her, com ênfase nos processos radiativos induzidos pelo acréscimo de matéria, que dominam a emissão nesses sistemas. Pretendemos verificar se uma única região pós-choque contínua, mas com densidade e temperatura não-constantes, é capaz de reproduzir simultaneamente os dados no óptico e em raios X. Especificamente, propusemos a modelagem autoconsistente da base da coluna de acréscimo pela reprodução de dados de fotometria, polarização circular e linear no óptico e infravermelho, curvas de luz e espectros obtidos em raios X. Os passos realizados foram: (1) modificar o código existente CYCLOPS, que já considera a emissão ciclotrônica, processo de emissão do óptico e infravermelho, para inclusão do processo *bremssstrahlung*, o responsável pela emissão em raios X; (2) aplicação do novo código a polares da literatura que possuam emissão polarizada no óptico ou infravermelho e curvas de luz ou espectros em raios X.

Este trabalho é organizado da seguinte forma. Apresentamos no Capítulo 2 uma revisão bibliográfica sobre polares. No Capítulo 3, apresentamos o modelo que utilizamos para nosso estudo e os aprimoramentos que realizamos como parte desta tese. No Capítulo 4, apresentamos um estudo da origem da modulação orbital em raios X. No Capítulo 5, apresentamos a modelagem de dados do óptico e de raios X da polar CP Tuc. O Capítulo 6 apresenta as conclusões e perspectivas deste trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, apresentamos um revisão bibliográfica do tema da tese. Na Seção 2.1, apresentamos o que são e como são subdivididas as variáveis cataclísmicas magnéticas (mVCs). Na Seção 2.2, apresentamos as principais características da região emissora, a região pós-choque (RPC), em mVCs e em particular das polares. Na Seção 2.3, apresentamos as principais características observacionais em raios X de polares. Na Seção 2.4 discutimos sobre os processos radiativos importantes observados em polares, a emissão ciclotrônica e a emissão *bremsstrahlung*. Na Seção 2.5, apresentamos como é feita a modelagem de curvas de luz e espectros apenas para raios X na literatura.

2.1 Polares

Polares são uma subclasse das variáveis cataclísmicas (VCs). As VCs são sistemas binários de curto período orbital formados por uma estrela anã vermelha (a secundária) que, ao preencher seu lóbulo de Roche, transfere matéria via ponto Lagrangiano L_1 à outra componente do sistema, uma anã branca (AB, a primária).

A intensidade do campo magnético da AB determina a dinâmica e a distribuição espacial do material acrescido, de modo que as VCs podem ser classificadas como magnéticas e não-magnéticas. As magnéticas possuem campos maiores que 10^6 Gauss. Uma revisão sobre VCs e mVCs pode ser encontrada em Warner (1995) e Cropper (1990). A Figura 2.1 mostra a representação de uma polar.

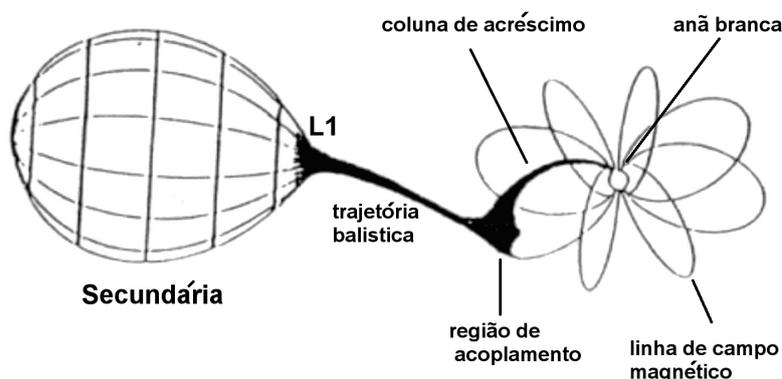


Figura 2.1 - Representação de uma polar.
Fonte: Frank et al. (1992)

No modelo padrão de uma mVCs, apresentado nos trabalhos de King e Lasota (1979) e Lamb e Masters (1979), uma coluna de acréscimo é formada por material ionizado proveniente da secundária, o qual é capturado pelo campo magnético da AB à medida que cai no seu campo gravitacional. Ao atingir velocidades supersônicas, nas proximidades da superfície da AB, o material sofre um choque com a máxima compressão do material, o que reduz sua velocidade para valores subsônicos e aumenta sua temperatura e densidade. Na RPC, o material se resfria via emissão de radiação, e deposita-se gradualmente na atmosfera da AB. Os processos de emissão dominantes nesta região são a emissão ciclotrônica, que domina na região óptica e infravermelha, e *bremssstrahlung*, que domina em raios X duros¹. Além disso, a emissão de alta energia proveniente da coluna aquece a superfície da AB que emite de ultravioleta (UV) até raios X moles.

A magnetosfera é a região onde a energia e o momento angular do plasma são fortemente afetados pelo campo magnético. O raio da magnetosfera (r_{mag}), também chamado raio de Alfvén, é o raio de equilíbrio entre a pressão magnética e a pressão exercida pelo plasma proveniente da trajetória balística, podendo ser expresso por:

$$r_{mag} = 5,5 \times 10^8 \frac{M_1}{M_\odot}^{1/7} R_9^{-2/7} L_{33}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} (cm), \quad (2.1)$$

onde R_9 é o raio da AB em unidade de 10^9 cm, M_1 é a massa da AB em unidade de massa solar, L_{33} é a luminosidade do sistema em unidade de 10^{33} erg/s e μ_{30} é o momento magnético da AB em unidade de 10^{30} G cm³ (FRANK et al., 1992). A intensidade típica do campo magnético nas polares está no intervalo de 5 a 100 MG.

O raio de circularização (r_{circ}) representa o raio de uma órbita circular em torno da AB onde uma partícula possuiria o mesmo momento angular que teria no ponto Lagrangiano $L1$. A partir da conservação do momento angular para o material acrescido, o raio de circularização é aproximadamente:

$$\frac{r_{circ}}{a} \simeq (1 + q) \frac{b^4}{a}, \quad (2.2)$$

onde a é distância entre os centros das estrelas, b é a distância de $L1$ até o centro da AB, $q = \frac{M_2}{M_1}$ é a razão de massas do sistema e M_2 é a massa da secundária.

Quando $r_{mag} \gg r_{circ}$ nenhum disco é formado e o material segue a trajetória balística

¹Em diferentes trabalhos vemos diferentes definições do intervalo que compreende raios X moles e raios X duros. Em nosso trabalho definiremos raios X moles como a emissão até 2 keV e raios X duros para valores maiores que 2 keV.

até a região de acoplamento em torno de r_{mag} , onde passa a seguir a dinâmica ditada pelo campo magnético. Estes objetos são chamados polares ou objetos do tipo AM Her. Uma característica fundamental desta subclasse é que a AB tem seu período de rotação (P_{spin}) igual ao período orbital do sistema (P_{orb}). Isso ocorre quando o torque gerado pelo acréscimo na AB é igual ao torque magnético gerado pela interação do campo magnético da AB com a estrela secundária do sistema:

$$\frac{\mu_1\mu_2}{a^3} = \dot{M}(GM_1r_{mag})^{1/2}, \quad (2.3)$$

onde μ_2 é o momento magnético da secundária, μ_1 é o momento magnético da AB e \dot{M} é a taxa de acréscimo de material proveniente da secundária (FRANK et al., 1992).

A Figura 2.2 apresenta a distribuição observada de P_{spin} de ABs de acordo com o P_{orb} em mVCs. As polares concentram-se na curva onde $P_{spin}=P_{orb}$. Acredita-se que o sincronismo das polares seja alcançado após a sua evolução (NORTON et al., 2004) e que inicialmente apresentavam $r_{mag} \lesssim r_{circ}$.

A outra subclasse de mVCs são as polares intermediárias (IPs) ou objetos do tipo DQ Her. As IPs são sistemas assíncronos e compreendem o intervalo $0,001 P_{orb} < P_{spin} < 1 P_{orb}$ da Figura 2.2. Elas apresentam modulações do fluxo de acordo com os vários períodos do sistema assíncrono e batimentos entre estes diferentes períodos.

2.2 Região pós-choque (RPC)

Na coluna de acréscimo de polares, o material aquecido e desacelerado após o choque continua seu movimento em direção à AB, formando a região pós-choque (RPC), representada na Figura 2.3. A RPC é a principal região emissora nas mVCs.

Um choque adiabático deve satisfazer as condições de Rankine-Hugoniot. Elas definem as condições de contorno para as variáveis termodinâmicas no topo da RPC. Para o caso estático, planar e sem condução térmica, onde a máxima compressão de um gás monoatômico ideal é alcançada, as condições de Rankine-Hugoniot são:

$$\rho_2 = 4\rho_1 \quad (2.4)$$

e

$$v_2 = \frac{1}{4}v_1, \quad (2.5)$$

onde o subíndice 1 indica as variáveis antes do choque, subíndice 2 após o choque, ρ é a densidade do material, e v é a velocidade do material. A temperatura do topo

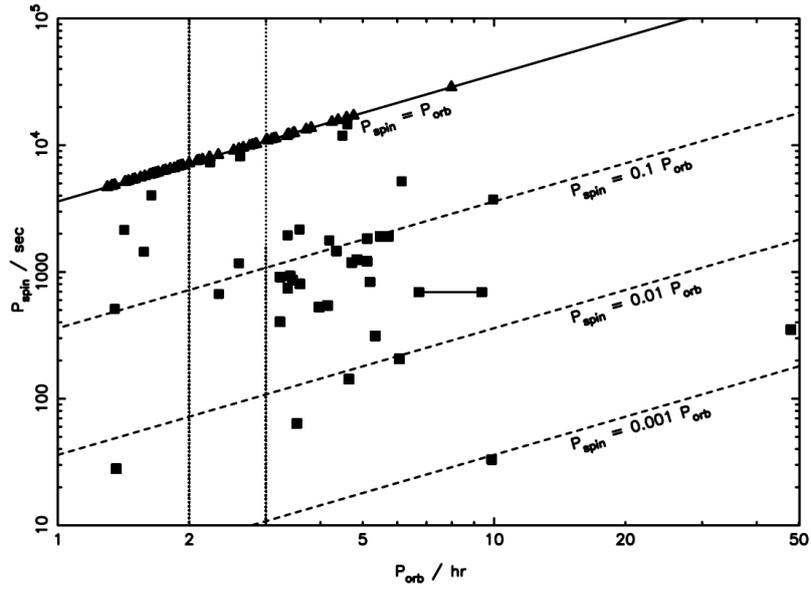


Figura 2.2 - Gráfico da distribuição do período de rotação da AB versus o período orbital de mVCs. As curvas diagonais indicam os valores para $P_{spin}=P_{orb}$, $P_{spin}=0,1P_{orb}$ e $P_{spin}=0,01P_{orb}$. As polares são indicadas por triângulos enquanto as polares intermediárias são representadas por quadrados.
 Fonte: Extraído de Norton et al. (2004)

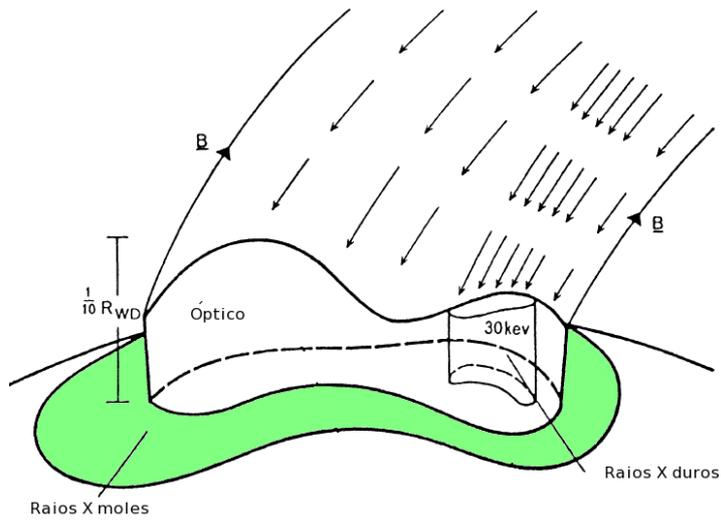


Figura 2.3 - Representação da RPC.
 Fonte: Adaptada de Cropper (1990)

da RPC, T_2 , em keV, pode ser obtida a partir da equação de estado de um gás ideal

e das relações entre pressão e velocidade antes e depois do choque:

$$kT_2 = \frac{3GM_1}{8R_1} \mu m_h = 32 \frac{M_1}{M_\odot} \left(\frac{R_1}{10^9 \text{cm}} \right)^{-1} (\text{keV}), \quad (2.6)$$

onde μ é o peso molecular médio, m_h é a massa do hidrogênio e R_1 é o raio da AB.

As equações 2.4, 2.5 e 2.6 apresentam os valores máximos para a temperatura e a velocidade, e o valor mínimo para a densidade na RPC. T_2 reflete a profundidade do potencial gravitacional da AB. Portanto, quanto mais massiva a AB, maior será a temperatura alcançada no topo do choque. Uma solução adequada para a emissão da RPC envolve a determinação da variação espacial de ρ e T, o que é feito através dos chamados modelos hidrodinâmico-radiativos. O adjetivo radiativo neste caso representa a existência de um termo de perda de energia por processos radiativos e não a solução do transporte radiativo.

Todos os modelos hidrodinâmicos-radiativos são baseados no trabalho de Aizu (1973). Eles fornecem a distribuição de temperaturas e densidades na RPC devido ao resfriamento por emissão a partir da solução de um sistema formado pelas equações de continuidade, de Euler e de conservação da energia. Considerando o caso adiabático, estático, unidimensional, sem efeitos de condução e viscosidade, e considerando o potencial gravitacional da AB, as equações que representam as condições acima são:

$$\rho \frac{dv}{dx} = 0, \quad (2.7)$$

$$\rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dP}{dx} = -\frac{\rho GM}{x^2}, \quad (2.8)$$

$$\frac{d[(\frac{1}{2}\rho v^2 + \rho\epsilon + P)v]}{dx} = -\frac{\rho GM}{x^2}v - \Lambda. \quad (2.9)$$

onde G é a constante gravitacional, Λ é a função de resfriamento total sendo o somatório da função de resfriamento pelos processos de emissão e espalhamento que se estabelecem na RPC, e ϵ é a energia interna do material que depende de sua temperatura. A Figura 2.4 é um exemplo da variação da temperatura e densidade na RPC obtida a partir de um modelo radiativo-hidrodinâmico simples que inclui resfriamento dominado por *bremstrahlung*.

A função de resfriamento, Λ , pode ser obtida a partir da equação de transporte radiativo da RPC. Para que não seja necessário solucionar o transporte radiativo

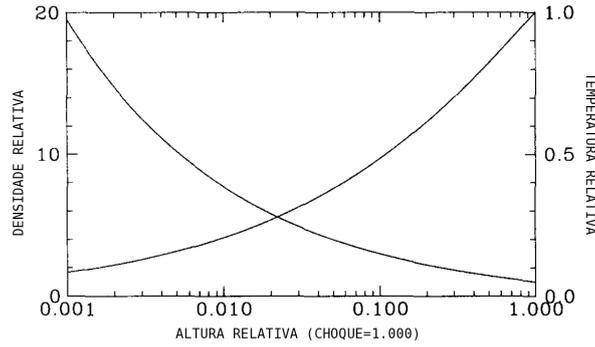


Figura 2.4 - Exemplo dos perfis de densidade (curva decrescente) e temperatura (curva crescente) da RPC obtidos com modelos radiativo-hidrodinâmicos.

Fonte: Adaptada de Mukai (2003)

conjuntamente com as equações hidrodinâmicas, considera-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_{rad} = \Lambda = 7.5 \times 10^9 M_{AB}^{\frac{4}{3}} B^{-1}, \quad (2.10)$$

onde F_{rad} é a função de resfriamento e Λ conforme Cropper (1990).

Kylafis e Lamb (1982) e Aizu (1973) apresentam uma solução analítica para as equações 2.7, 2.8 e 2.9 considerando um plasma que esfrie apenas por *bremsstrahlung*. O processo de emissão ciclotrônica foi incluído posteriormente no trabalho de Woelk e Beuermann (1996), onde se conclui que o resfriamento por emissão ciclotrônica é necessário para o caso onde o campo magnético é muito intenso. Um dos efeitos de se considerar o processo de emissão ciclotrônica é que, quanto maior a intensidade do campo magnético, maior a eficiência do processo de resfriamento. Além disso, os elétrons esfriam-se muito mais rapidamente que os íons, quebrando o equilíbrio térmico entre essas duas populações. Nesta situação o plasma é composto por dois fluidos com temperaturas diferentes, e uma equação adicional deve ser incluída no sistema. Um exemplo de trabalho que considera este efeito é apresentado por Saxton et al. (2007).

2.3 Propriedades observacionais de polares

De acordo com a teoria padrão de acréscimo das mVCs, a emissão em raios X duros provém da emissão *bremsstrahlung*, a emissão em raios X moles e ultravioleta deve-se ao reprocessamento da emissão em raios X duros pela atmosfera da AB. Enquanto a emissão no óptico é dominada pela emissão ciclotrônica da RPC, com contribuição

da AB na região azul óptica, e contribuição da secundária na região vermelha óptica e no infravermelho. Linhas de emissão na região óptica são provenientes de material ionizado ao longo da coluna, as linhas são principalmente provenientes da série de Balmer, He I e He II. Em raios X, elas provém da RPC, sendo a mais intensa a de Fe na região de 6,4 keV, proveniente do elemento Fe com apenas 1 elétron restante, além de linhas de fluorescência. A Figura 2.5 mostra a distribuição espectral de energia (SED) da polar AM Her, que exemplifica a SED típica de uma polar.

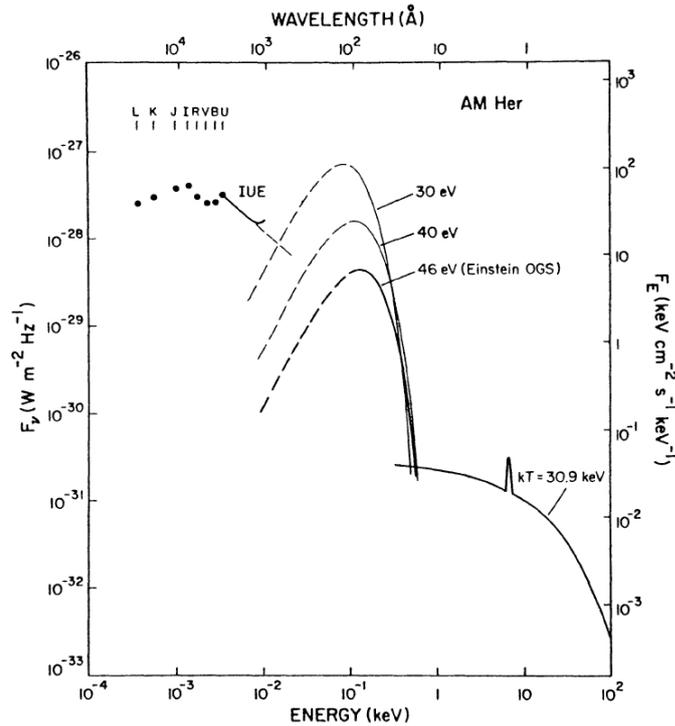


Figura 2.5 - Distribuição espectral de energia para a polar AM Her. Os pontos são a luminosidade média em cada banda do óptico. As curvas tracejadas são curva calculadas a partir de emissão de corpo negro com temperaturas de 30, 40 e 46 eV. Estes valores de temperatura foram obtidos em diferentes observações e representam a emissão da atmosfera da AB. A curva sólida indicada por 30,9 keV é o espectro *bremsstrahlung* sintético para o plasma na RPC obtido a partir da modelagem de dados.

Fonte: Extraído de Cropper (1990)

Polares apresentam grande variabilidade do fluxo tanto no óptico quanto em raios X. As escalas de tempo vão de segundos a anos, e podem ser periódicas ou não.

Dentre as origens das variações de brilho observadas em escalas de tempo da ordem do P_{orb} temos: a absorção do fluxo pela própria coluna de acréscimo ou por mate-

rial na trajetória balística; auto-eclipses causados quando a RPC se localiza atrás do limbo AB devido à sua rotação; eclipses pela secundária; variação elipsoidal da secundária; e efeito de aquecimento tanto da superfície da AB quanto da secundária voltada para a RPC. Já variações aperiódicas, temos as curtas como *dwarf nova oscillations* (DNO), oscilações quasi-periódicas (QPOs) e *flickering*; e em escalas de meses ou anos, há variação de brilho geral do sistema devido a variações na taxa de acréscimo de material, gerando os estados de alto e baixo brilho.

Dentre mVCs, apenas as polares apresentam a sincronização da rotação da AB com P_{orb} . Assim, observacionalmente, a maioria dos efeitos gerados nas curvas de luz são observados ao longo de um P_{orb} e repetidos a cada ciclo, o que de modo geral, simplifica as curvas de luz do sistema e ajuda a identificar a origem das variações.

A Figura 2.6 mostra as modulações observadas na polar HU Aqr, a qual tomaremos como exemplo para discutir os diversos efeitos de variabilidade que se observa em polares em cada região espectral. A figura é composta por curvas de luz para o óptico (à direita e acima), infravermelho (à direita e abaixo), e raios X em dois intervalos: 0,5-2,0 keV (esquerda, painel superior, com um detalhamento maior do fundo do eclipse apresentado no painel do meio) e 0,1-2,4 keV (esquerda, painel inferior).

Em raios X, a polar HU Aqr apresenta modulações na curva de luz devido a um eclipse causado pela secundária na fase 0, um auto-eclipse no intervalo de fases 0,2 a 0,55, absorção pelo material na região pré-choque nas fases 0,6 a 0,8 e absorção pelo material na trajetória balística nas fases 0,8 a 0,9. Apesar de tornar a curva de luz complexa, cada um destes efeitos dá informações importantes sobre a geometria do sistema. A existência de um eclipse pela secundária, por exemplo, indica que a inclinação orbital deste sistema deve ser maior que 75 graus.

No óptico observa-se os mesmos efeitos, porém a diminuição do fluxo gerada é diferente para cada caso. Por exemplo, a absorção em torno da fase 0,6-0,8 não é perceptível. Outra diferença é que o auto-eclipse que em raios X diminui o fluxo para praticamente zero, reduz o fluxo do óptico para apenas 1/4 de seu valor no nível onde não há efeitos atenuantes. A absorção na fase 0,9-1,0 é mais intensa em raios X que no óptico. Na curva de luz do óptico pode-se observar claramente o *flickering*, enquanto em raios X este efeito, se existe, é ocultado pelo alto ruído da curva de luz.

No infravermelho, observamos que a emissão é dominada pela variação elipsoidal da secundária. Mesmo assim, o eclipse que a secundária gera também é visível durante

a fase 0 do infravermelho, mostrando que ainda há contribuição da RPC nessa região (HOWELL et al., 2002).

Para o óptico, temos ainda uma modulação intrínseca no fluxo gerada pela anisotropia da emissão ciclotrônica, que é adicionada aos efeitos descritos acima. Já em raios X, a modulação observada nas curvas de luz é devido à obstrução da luz proveniente da região pós-choque, já que a radiação *bremstrahlung* é opticamente fina e isotrópica.

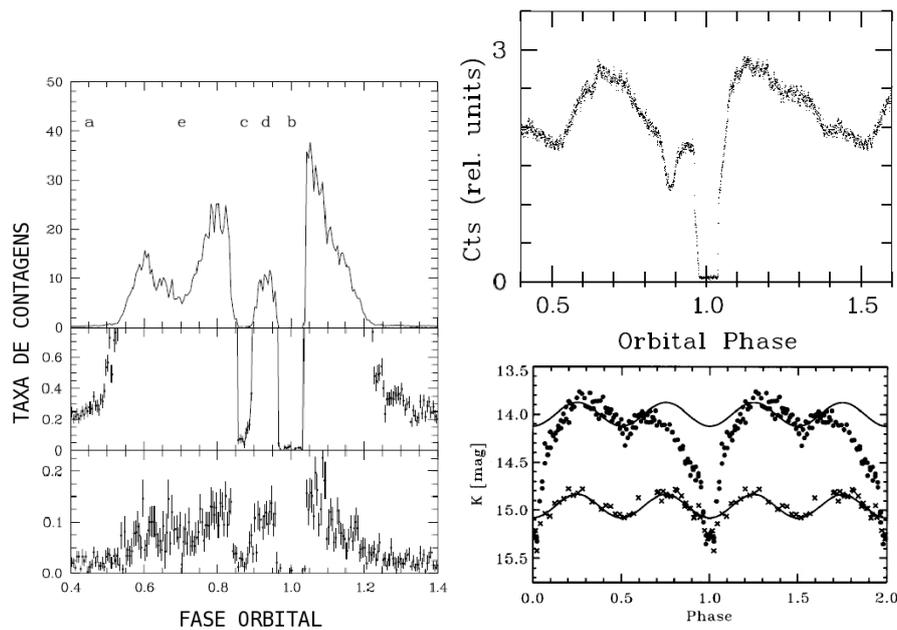


Figura 2.6 - À esquerda, curva de luz de raios X da polar HU Aqr. No painel superior e do meio, contagens no intervalo de 0,1-2,4 keV, no painel inferior, contagens no intervalo 0,5-2,0 keV. As letras indicam: *a*, auto-eclipse; *b*, eclipse pela secundária; *c* e *d*, *dips* por material no plano orbital e topo da coluna de acrecimento e *e*, a absorção pela região pré-choque imediatamente acima da RPC. À direita e acima, curvas de luz no filtro B de HU Aqr. À direita e abaixo, curva de luz no filtro K de HU Aqr de 1996 (cruzes) e de 1998 (círculos fechados).

Fonte: Adaptada de Schwope et al. (2001), Schwope et al. (1997), Howell et al. (2002), respectivamente.

2.3.1 Auto-eclipse x Absorção

Neste trabalho, nós focalizaremos em dois dos mecanismos que geram modulações apresentados acima: o auto-eclipse (KING; SHAVIV, 1984) e a absorção pela região pré-choque (WARREN et al., 1995; SIRK; HOWELL, 1998; TOVMASSIAN et al., 2000).

Allan et al. (1998) discutem estes dois processos para a polar intermediária EX Hya. Esta mVC apresenta espectros em raios X que variam ao longo do período orbital. A modulação observada foi modelada tanto com um modelo de absorção quanto com um modelo de auto-eclipse. Esse objeto apresenta uma coluna extensa em longitude, muitas vezes sendo chamada de cortina de acréscimo, que torna os *dips* e auto-eclipses mais evidentes. Nas polares a coluna de acréscimo é menor em longitude, mas ambos os processos ocorrem (WATSON et al., 1989).

Quando o material localizado na parte superior, próxima à região de acoplamento, intercepta a linha de visada da RPC do observador, temos um *broad dip*. Quando o material da coluna localizado mais próximo da RPC intercepta a linha de visada, produz-se um *narrow dip*. Isso é explicado naturalmente pelo afinilamento das linhas de campo em direção à AB.

As fases onde a absorção pela região pré-choque ocorrem dependem da geometria de acréscimo. Nos casos em que o sistema é visto aproximadamente de lado, a trajetória balística e/ou a região próxima à coluna de acréscimo tende a ocultar a RPC em fases próximas a 0,9. A absorção depende da energia. Em raios X ocorre fotoabsorção, enquanto no óptico temos espalhamento eletrônico e absorção *bremsstrahlung* quando a coluna de material é densa o suficiente. Absorção é de fundamental importância em raios X para reproduzir a dependência espectral de emissão de polares e de mVCs em geral, conforme discutido por Mukai (2011).

Temos dois tipos de absorção: uma constante ao longo de P_{orb} pelo meio interestelar (MI) na região de 0,1-2 keV, com densidade equivalente em colunas de hidrogênio da ordem de $1 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ (EZUKA; ISHIDA, 1999), e outra variável ao longo do período orbital por material neutro ou ionizado no fluxo de matéria entre as estrelas. A RPC é constituída por material parcialmente ionizado, e apenas parte dela pode ser ocultada pelo material da região pré-choque (absorção parcial). Assim, é comum essa absorção interna ser denominada *absorção complexa*.

Os modelos de absorção parcial em raios X da literatura adotam uma representação ad-hoc dos efeitos geométricos (DONE; MAGDZIARZ, 1998; CROPPER et al., 2000). Heerlein et al. (1999) desenvolvem um modelo para descrever a região pré-choque e a região de acoplamento e o aplicam apenas para estudar o óptico.

O auto-eclipse é um efeito puramente geométrico: é a ocultação da RPC quando esta se encontra atrás do limbo da AB, o que também produz variação orbital da emissão nas mVCs. As fases em que o auto-eclipse ocorre dependem da geometria específica

do sistema, isto é, da inclinação orbital do sistema e da posição na superfície da AB. Os auto-eclipses podem ser totais ou parciais, o que também depende da extensão da região na superfície da AB. Esse tipo de efeito só pode ser reproduzido com um modelo geométrico para a polar.

2.4 Processos radiativos em polares

De modo geral, a intensidade emergente na frequência ν , I_ν , de uma região de profundidade óptica τ_ν onde existem processos de emissão, absorção e espalhamento isotrópico é dada pela equação de transporte radiativo:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} \frac{j_\nu + \kappa_\nu^{sca} J_\nu}{4\pi\kappa_\nu^{abs}} e^{\tau-\tau'} d\tau', \quad (2.11)$$

onde κ^{sca} é a opacidade de espalhamento, κ^{abs} é a opacidade de absorção, j_ν é a emissividade, e J_ν é a intensidade média (SHU, 1991). No caso térmico, o coeficiente de absorção pode ser encontrado a partir da lei de Kirchhoff:

$$\kappa_\nu^{abs} = \frac{j_\nu \rho}{B_\nu}, \quad (2.12)$$

onde B_ν é a função de Planck. A profundidade óptica em uma dada direção de comprimento ($s - s_0$) é definida como:

$$\tau_\nu = \int_{s_0}^s \rho \kappa_\nu ds, \quad (2.13)$$

onde $\kappa_\nu = \kappa^{sca} + \kappa^{abs}$.

A solução do transporte radiativo considerando apenas a emissividade *bremstrahlung*, no caso mais simples onde não temos espalhamento e a densidade é constante, é dada por:

$$I_{E,l,p} = \sum_{k=1}^{nk} (I_{E,l,p,(k-1)} - bb_{E,p,k}) e^{-\tau_k} + bb_{E,p,k}, \quad (2.14)$$

onde bb é a função de Planck e nk é o número de elementos de volume (voxels) k na linha de visada l . τ_k é a profundidade óptica calculada conforme:

$$\tau_k = \frac{j_{E,k}}{bb_{E,k}} s. \quad (2.15)$$

onde s é o caminho óptico, que é igual ao comprimento do voxel.

Quando $\tau \ll 1$, podemos utilizar uma expansão de Taylor obtendo $e^\tau = (1 + \tau)$, e desta forma, sem considerar a radiação incidente no volume:

$$I_\lambda = B_\lambda(1 - e^{-\tau}) = B_\nu k_\lambda (s - s_0) = j_\lambda \rho (s - s_0). \quad (2.16)$$

Se $\tau \ll 1$, a emissão é opticamente fina, o que significa que a emissão de uma fração do volume se somará com a emissão do restante da região, sem que haja perdas significativas na direção de propagação. Se $\tau \gg 1$, a emissão é opticamente espessa e torna-se a de corpo negro. Se $\tau \approx 1$, a solução demanda maior cuidado e ocorrerão efeitos de absorção ou espalhamento ao se propagar ao longo do caminho óptico dentro da RPC.

Em raios X é comum encontrar I_λ expressa em termos de [fótons $\text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}$]. Por essa razão, reescrevendo I_λ em termos de frequência, temos que:

$$I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda \rightarrow I_\nu = \frac{\lambda^2}{c} I_\lambda; \quad (2.17)$$

já em termos de energia, temos que:

$$\frac{I_{h\nu}}{h\nu} = \frac{\lambda^2}{hc} I_\lambda \times E^{-1} = \frac{\lambda^2}{hc} I_\lambda \times \frac{\lambda}{hc} = \frac{\lambda^3}{(hc)^2} I_\lambda. \quad (2.18)$$

Na ausência de absorção, o fluxo observado em uma dada fase i é:

$$F_{E,p} = C * \sum_l I_{E,l,p} \propto \frac{A}{D^2} * \sum_l I_{E,l,p}, \quad (2.19)$$

onde C é uma constante, A é a área da região emissora, e D é a distância até o sistema.

Toda radiação possui um plano de oscilação de suas ondas eletromagnéticas perpendicular a campo elétrico e ao campo magnético. Quando a direção de oscilação das ondas não é distribuída de forma uniforme nesse plano, dizemos que a onda é polarizada. O mecanismo de emissão ciclotrônica, importante na emissão óptica de polares e discutido a seguir na Seção 2.4.2, gera uma polarização intrínseca da radiação, devido ao movimento giratório dos elétrons sob a ação da força magnética da magnetosfera da AB. Neste caso, a emissão é definida pelos parâmetros de Stokes:

I, Q, U e V, com Q, U e V diferentes de zero. A equação de transporte radiativo, considerando I, Q, U e V é apresentada por Pacholczyk (1997):

$$\frac{d}{ds} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_I \\ \epsilon_Q \\ 0 \\ \epsilon_V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\kappa & -j & 0 & -u \\ -j & -\kappa & -f & 0 \\ 0 & f & -\kappa & -l \\ -u & 0 & l & -\kappa \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (2.20)$$

onde ϵ_I , ϵ_Q e ϵ_V são os coeficientes de emissão, κ , j e u , os coeficientes de absorção e l e f são os coeficientes de rotação de Faraday. Uma solução geral da equação acima é apresentada por Pacholczyk (1997).

Em regiões pós-choque de mVCs a emissão dominante no óptico é a emissão ciclotrônica e em raios X é a emissão *bremsstrahlung* térmico. A seguir revisamos cada um dos processos.

2.4.1 A emissão *bremsstrahlung* (livre-livre)

A emissão *bremsstrahlung*, ou livre-livre, tem origem na interação eletrostática entre os íons do plasma, que geram uma desaceleração das cargas e, conseqüentemente, emissão (RYBICKI; LIGHTMAN, 1979).

De acordo com Gronenschild e Mewe (1978) e Mewe et al. (1986), a emissividade *bremsstrahlung* de um plasma térmico é dada por:

$$j_\lambda(N_e, T, \lambda, g) = 2,051 \times 10^{-19} e^{\frac{1,439 \times 10^8}{\lambda T}} g N_e^2 \lambda^{-2} T^{-0,5}, \quad (2.21)$$

onde N_e (cm^{-3}) é a densidade eletrônica numérica, λ (Å) é o comprimento de onda da radiação, T(K) é a temperatura do meio, e g é o fator de Gaunt para o caso não relativístico. Mewe et al. (1986) fornecem uma aproximação analítica para g , válida para $T > 1 \times 10^6$ K:

$$\log g = 0,355 \lambda^{-0,06} \log \lambda + 0,3 \lambda^{-0,066} \log \frac{T}{100} + 0,0043. \quad (2.22)$$

Em Raymond (2009) temos um histórico do cálculo da emissão de plasma. Os modelos MEKA/MEKAL (MEWE et al., 1985; KAASTRA et al., 1996), os mais utilizados, são baseados nestas equações.

2.4.2 Emissão ciclotrônica

Esta seção é baseada na seção 1.3 de [Silva \(2009\)](#). A radiação ciclotrônica tem origem na emissão de cargas elétricas que são defletidas sob a ação da força magnética (\vec{F}_B):

$$\vec{F}_B = \frac{e(\vec{B} \times \vec{v})}{c}. \quad (2.23)$$

Em regiões onde o material atinge velocidades semi-relativísticas, a emissão ocorrerá em torno das frequências harmônicas definidas por:

$$w = \frac{nw_c}{\gamma(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)}, \quad (2.24)$$

onde $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$, v_{\parallel} é a velocidade paralela a \vec{B} , γ é o fator de Lorentz, n assume valores inteiros 1,2,3..., e w_c é a frequência angular dos elétrons definida como:

$$w_c = \frac{e B}{m_e c}. \quad (2.25)$$

Os coeficientes de emissão do processo ciclotrônico são expressões mais complexas que a Equação 2.21. As equações estão apresentadas no apêndice de [Costa e Rodrigues \(2009\)](#). Com a solução da equação do transporte radiativo, apresentada como equação 2.20, podemos calcular a polarização da radiação eletromagnética utilizando os parâmetros de Stokes, e a partir deles determinar a polarização circular, a polarização linear e o ângulo da polarização linear.

A Figura 2.7 é um diagrama para visualizar o tipo de polarização visível de acordo com a linha de visada do observador, no caso de emissão ciclotrônica. A polarização linear tem origem no movimento oscilatório dos elétrons que observamos na direção perpendicular ao campo magnético (ver figura 2.7.a). O grau de polarização linear pode ser encontrado a partir de:

$$p = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2}{I^2}}. \quad (2.26)$$

O ângulo de polarização linear é dado por:

$$\theta = \frac{1}{2} \text{tg}^{-1} \left(\frac{U}{Q} \right), \quad (2.27)$$

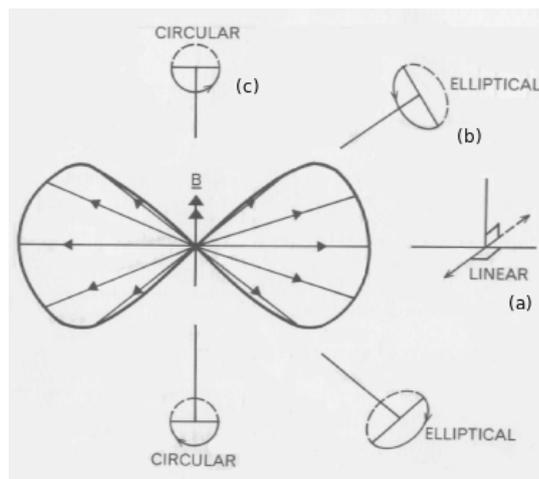


Figura 2.7 - Características gerais da emissão ciclotrônica como função do ângulo entre observador e campo magnético.
 Fonte: Wickramasinghe (1988)

e a incerteza associada é estimada a partir de:

$$\sigma_{\theta} = 28,65 \frac{\sigma_p}{p}. \quad (2.28)$$

A polarização circular tem origem no movimento circular que os elétrons realizam em torno das linhas de campo magnético (ver Figura 2.7.c). O grau de polarização circular é dado por:

$$v = \frac{V}{I}. \quad (2.29)$$

2.4.3 Fotoabsorção

A fotoabsorção ocorre em raios X. Esta radiação tem energia suficiente para ionizar ou excitar os níveis eletrônicos de materiais pesados, como o Fe. São esses materiais que geram a absorção, embora a densidade colunar do material sempre se refira a coluna de hidrogênio. Sendo assim, suas abundâncias em relação ao H também precisam ser consideradas.

A intensidade da radiação emergente após esta atravessar a região absorvedora (I_{ν}^{abs}) é dada por:

$$I_{\nu}^{abs} = I_{\nu} e^{-\tau_{\nu}} = I_{\nu} e^{-sN_c(\sigma_t + \sigma_p)}, \quad (2.30)$$

onde N_c é a densidade colunar de hidrogênio do material da região absorvedora, e σ_p é a seção de choque de fotoabsorção apresentada por Morrison e McCammon (1983)

e atualizada por Balucinska-Church e McCammon (1992) para material frio e neutro. A seção de choque para o espalhamento eletrônico, σ_t , é igual a $6,665 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$.

Na Figura 2.8 à esquerda, apresentamos espectros apenas para o contínuo para modelos homogêneos de *bremstrahlung* térmico absorvido por diferentes colunas de matéria calculados usando-se as expressões acima. Na Figura 2.8 à direita, apresentamos a seção de choque de fotoabsorção de acordo com a temperatura do meio. Apesar de usar a aproximação de material frio e neutro neste trabalho, essa figura é importante para nossa discussão no Capítulo 5.

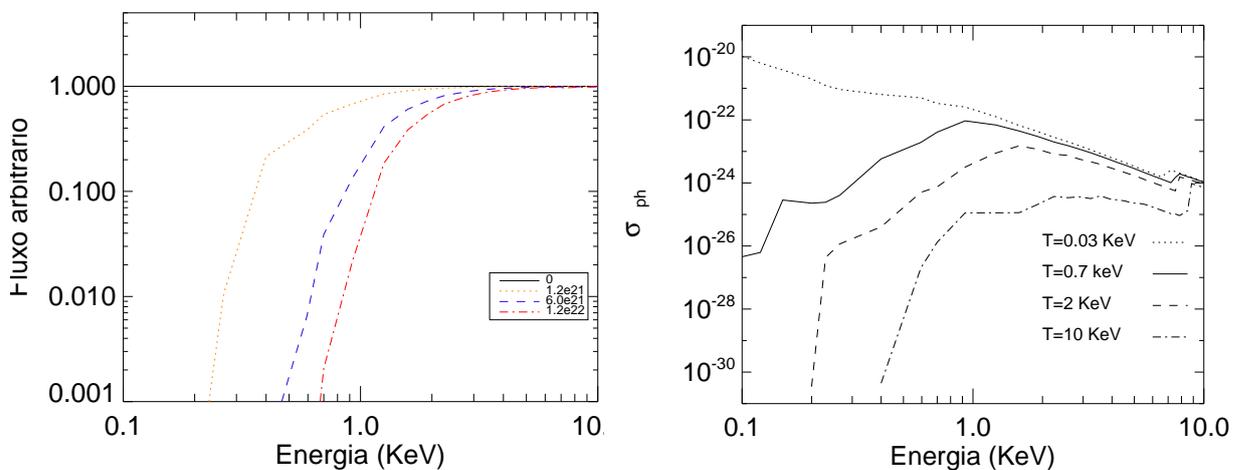


Figura 2.8 - Esquerda: efeito da absorção em um espectro constante igual a 1 de acordo com diferentes densidades de material absorvedor na linha de visada ($1, 2, 6, 0$ e $12 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$). Direita: seção de choque de fotoabsorção com a temperatura do material igual a 10.000 K e abundâncias solares.

2.5 Modelagem de espectros e curvas de luz de polares em raios X

A modelagem de espectros em raios X de mVCs, como apresentados nos trabalhos de Ezuka e Ishida (1999) e Terada et al. (2001), consideram o contínuo como sendo emissão *bremstrahlung* térmico com uma única temperatura para a RPC e ajustes de gaussianas para as linhas de emissão presentes. Em alguns modelos, é considerada a reflexão da AB e mais de uma componente de *bremstrahlung* térmico (ISHIDA et al., 1991). Estes modelos fornecem a temperatura média para a RPC, a partir da qual pode-se estimar a massa da AB (vide equação ??).

Um exemplo de ajuste de espectro de raios X de polares utilizando uma única tem-

peratura é apresentado na Figura 2.9 à esquerda para o intervalo de 5 a 10 keV, onde podemos notar um ajuste do contínuo utilizando *bremsstrahlung* e ajustes de gaussianas para as linhas de emissão entre 6 e 7 keV (EZUKA; ISHIDA, 1999). O espectro compreende o intervalo acima de 5 keV, onde os efeitos de absorção são desprezíveis.

O ajuste de dados em raios X é realizado utilizando-se principalmente o pacote XSPEC (*X-Ray Spectral Fitting Package*) (ARNAUD, 1996), uma ferramenta que realiza a leitura e a análise de dados de raios X, e que tem um banco de modelos incluindo vários processos de emissão e absorção.

Para a emissão *bremsstrahlung* é utilizada a emissão de plasma, sendo os modelos mais utilizados o MEKA/MEKAL.

Dentre outras ferramentas disponíveis na literatura que fazem o cálculo do espectro de raios X por emissão *bremsstrahlung* opticamente fina, citamos o modelo de Raymond-Smith (RAYMOND; SMITH, 1977), disponível no pacote de redução e análise *Astrophysical Plasma Emission Code* (APEC) (SMITH et al., 1999) e o *Arcetri Spectral Code* (LANDI; LANDINI, 1997) disponível no pacote de redução e análise CHIANDRI (DERE et al., 1997). Estes códigos reproduzem o contínuo e as linhas de emissão de um plasma com diferentes abundâncias e estados de ionização, em intervalos de comprimento de onda que variam de 1 a 200 Å.

Nos trabalhos de Done et al. (1995), Done e Magdziarz (1998) e Cropper et al. (2000) foi demonstrado que para a modelagem do contínuo de espectros em raios X de regiões pós-choque é necessário considerar a estrutura de temperaturas da RPC, conforme discutido na seção 2.2. Modelos que consideram o resfriamento da região são conhecidos na literatura como modelos *multitemperaturas*. Esses trabalhos também introduziram a ocultação parcial da região emissora por um material parcialmente ionizado, chamada de "absorção complexa".

Para a reprodução de espectros de mVCs utilizando-se modelos multitemperatura segue-se o seguinte procedimento: primeiro, utiliza-se um modelo hidrodinâmico-radiativo do tipo Aizu (1973) ou mais completo, que inclui resfriamento por emissão ciclotrônica e efeitos de gravidade ao longo da direção radial da coluna, para se obter os perfis de densidade e temperatura conforme a altura na RPC; a partir destes valores, são calculados os espectros conforme apresentados na seção 2.4.1 utilizando-se MEKA ou MEKAL. Reflexão da AB e absorção pela região pré-choque são incluídas, se necessário, também a partir de modelos geralmente disponíveis no

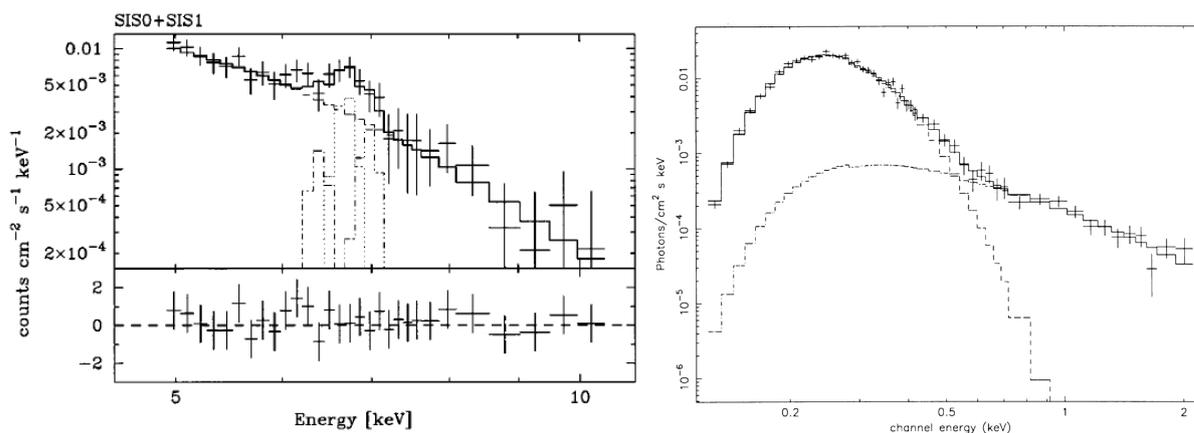


Figura 2.9 - À esquerda, espectro de baixa resolução do contínuo da polar BL Hya. As cruces representam os dados, as linhas pontilhadas as gaussianas utilizadas para ajuste da linhas de emissão e a linha sólida o modelo total incluindo *bremsstrahlung* + linhas de emissão. Os resíduos do ajuste são apresentados no painel inferior. À direita, espectro em raios X em baixa resolução da polar MN Hya. As cruces representam os dados, a linha ponto-tracejada representa o modelo de *bremsstrahlung* com $T=1,3$ keV absorvido por material com $2.47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. A linha tracejada representa um modelo de corpo negro com $T=45,2$ eV.

Fonte: Extraído de Ezuka e Ishida (1999) e Buckley et al. (1998)

XSPEC.

Um dos poucos exemplos de ajustes de dados de raios X onde são incluídos vínculos observacionais de dados no óptico é o trabalho de Ramsay et al. (2000) para a polar assíncrona RX J2115-5840. Para este objeto foram obtidas curvas ópticas de luz e polarização simultaneamente com as observações em raios X. Como o sistema é assíncrono, foi utilizado o período de rotação da AB para construção dos diagramas de fase. Para o óptico, a modelagem de curvas de luz e polarização foi feita de acordo com Potter et al. (1998), que considera a temperatura constante ao longo da região. A partir da modelagem do óptico, determinou-se a localização da RPC na superfície da AB, como pode ser visto na Figura 2.10 à direita e acima. Com isso, foi possível construir curvas de luz em raios X. Para o espectro de raios X utilizou-se modelos multitemperatura (CROPPER et al., 1998) com absorção. Na Figura 2.10 temos as curvas de luz (à esquerda) e o espectro observado em raios X com o modelo obtido (à direita e abaixo).

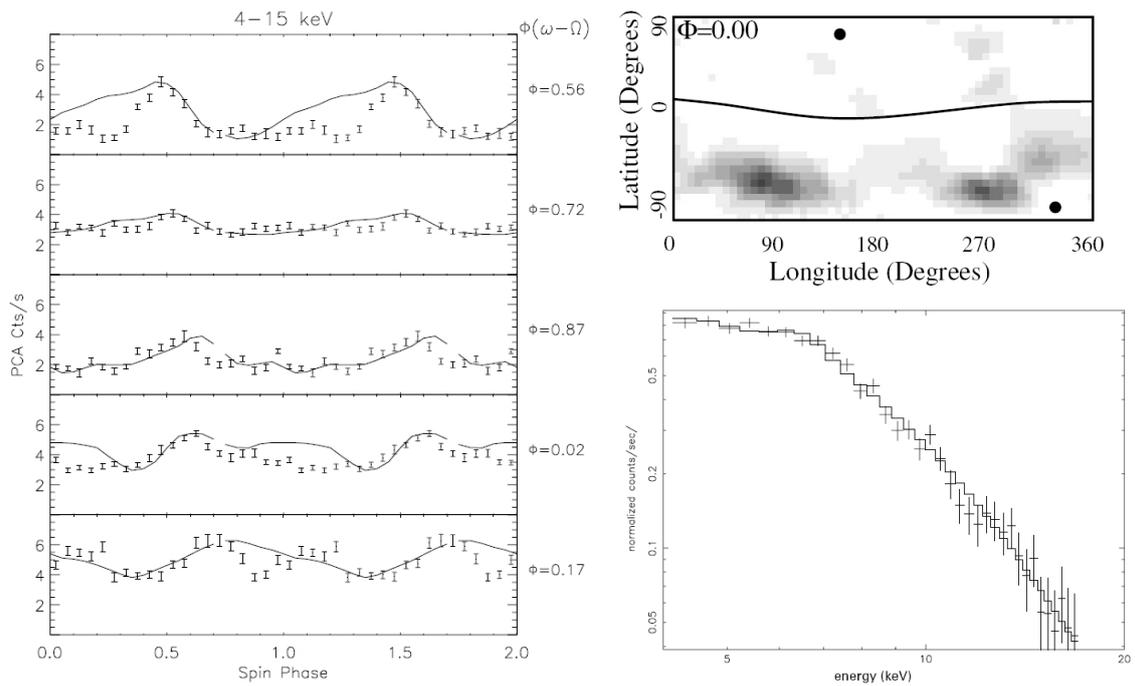


Figura 2.10 - À direita e abaixo, espectro em raios X da polar assíncrona RXJ2115-5840: cruces representam os dados enquanto a linha sólida representa o modelo. À direita e acima, mapas de opacidade da região emissora de RXJ2115-5840 obtidos através da modelagem da emissão no óptico, o ponto negro indica o eixo de rotação da AB. À esquerda, curva de luz em diferentes fases do sistema: a curva sólida representa o modelo, enquanto os pontos são os dados para raios X.

Fonte: Extraído de Ramsay et al. (2000)

3 EXTENSÃO DO CÓDIGO CYCLOPS

A primeira etapa do projeto de doutorado consistiu nas modificações do código CYCLOPS para incluir a modelagem de dados em raios X de polares. Na seção 3.1, é apresentado o código CYCLOPS desenvolvido por nosso grupo para modelagem da emissão no óptico de mVCs.

Os dados em raios X são fornecidos na forma de arquivos de eventos, dos quais são obtidos espectros ou curvas de luz.

A primeira versão do CYCLOPS calculava apenas curvas de luz em uma dada frequência, e realizava o ajuste simultâneo de no máximo duas curvas de luz. Realizamos modificações no CYCLOPS, apresentadas em detalhes na Seção 3.2, para que calculasse também espectros e para que fosse ajustado um número ilimitado de curvas de luz simultaneamente. O ajuste de curvas de luz e espectro agora também pode ser simultâneo. As alterações foram feitas da mesma forma, tanto para o óptico quanto para raios X. Sendo assim, o cálculo de espectros no óptico também foi implementado, embora não tenha sido explorado neste trabalho para ajuste de dados.

A inclusão da emissão *bremsstrahlung* consistiu na inclusão de duas rotinas: uma responsável pelo cálculo da emissividade, e outra responsável pelo transporte radiativo, conforme descrito na Seção 3.3. A fotoabsorção foi incluída por último na etapa em que modificamos as rotinas de ajuste de dados. Para comparação de dados de raios X com os modelos gerados pelo CYCLOPS foi necessária também a inclusão de efeitos instrumentais dos observatórios em raios X, como veremos na Seção 3.4.

Um sumário deste capítulo é apresentado na Seção 3.5.

3.1 O código CYCLOPS

O código CYCLOPS reproduz a emissão ciclotrônica no óptico de polares que se origina na RPC (COSTA; RODRIGUES, 2009). Nesta seção, descrevemos as propriedades gerais do código de acordo com a versão de Costa e Rodrigues (2009). No Capítulo 3 mostramos as extensões realizadas para a inclusão da modelagem em raios X.

O código CYCLOPS é baseado na solução do transporte radiativo de um plasma magnetizado com radiação incidente não-nula de Pacholczyk e Swihart (1975) (vide Seção 2.4). Os valores obtidos pelo CYCLOPS para o caso térmico e de radiação incidente nula para uma fonte homogênea são consistentes com a solução apresentada por Meggitt e Wickramasinghe (1982) e Wickramasinghe e Meggitt (1985b).

O CYCLOPS constrói uma grade tridimensional que representa a coluna de acréscimo. A geometria da coluna é definida pelas linhas do campo magnético dipolar da AB, concêntrico com a AB e cujo eixo faz um ângulo arbitrário com o eixo de rotação da AB (vide Figura 3.1). Esta coluna é dividida em vários elementos de volume (voxels) de acordo com a resolução espacial desejada. Para cada fase orbital é definido um referencial cartesiano. A direção z é definida como a linha de visada do observador. Dessa forma, do ponto de vista do observador, temos um conjunto de linhas de visada 2D. O transporte radiativo é calculado para cada linha de visada, considerando a emissão de cada voxel de acordo com o processo de emissão ciclotrônica, a partir dos voxels inferiores para os superiores.

A RPC é definida entre a superfície da AB e uma altura h , e é a única região emissora do CYCLOPS. De h até a região de acoplamento, temos a região pré-choque que é responsável pela absorção dependente da fase discutida na Seção 2.3.1. Um modelo de emissão pode incluir uma ou duas regiões, localizadas nas bases das linhas do campo magnético dipolar na superfície da AB. A intensidade do campo magnético em cada voxel é calculada a partir deste campo magnético dipolar. Para os voxels da região pré-choque assume-se uma densidade constante, cujo limite superior é a densidade mínima da RPC. A temperatura também é constante e fixa em 10 000 K.

Cada voxel da RPC tem densidade e temperatura definidas por uma função. A distribuição de temperaturas e densidades da RPC varia tanto na direção radial quanto na direção tangencial. Na direção radial isso se deve ao resfriamento radiativo, conforme apresentado na Seção 2.2.

Variações de densidade e temperatura na direção tangencial é pouco explorada na literatura, sem soluções analíticas disponíveis. Um exemplo do tratamento necessário é apresentado em Cash (2002). No CYCLOPS, essas variações podem ser assumidas como constantes ou decrescentes exponencialmente a partir de um ponto de referência onde a densidade eletrônica é máxima, definida pelo parâmetro f_l . As funções que descrevem as variações da temperatura e da densidade com a altura de um dado voxel, h_{vox} , no CYCLOPS são:

$$T(h_{vox}) = T_{max} \exp \left[\left(2, 5 \left(\frac{h_{vox}}{h} - 1 \right) \right) \right], \quad (3.1)$$

e

$$N_e(h_{vox}) = N_{max} \exp \left[-2, 5 \sqrt{\frac{h_{vox}}{h}} \right]. \quad (3.2)$$

Essas funções seguem o comportamento exponencial apresentado nas soluções de Cropper et al. (1999) e Saxton et al. (2007), onde se considera um plasma magnetizado sob efeito da gravidade. Os perfis de temperatura e densidade são resultados da modelagem. As equações não são soluções das equações radiativas-hidrodinâmicas apresentadas na seção 2.2.

Para a variação de temperatura e densidade na direção tangencial à superfície da AB, consideramos perfis para $T(h_{vox})$ e $N_e(h_{vox})$ conforme:

$$T(d) = T(h_{vox}) e^{-\sqrt{d}}, \quad (3.3)$$

e

$$N_e(d) = N_e(h_{vox}) e^{-\sqrt{d}}, \quad (3.4)$$

onde d é a distância entre o voxel em questão ao voxel de referência, onde a temperatura e a densidade são máximas. Essas expressões são representações plausíveis do decaimento tangencial da temperatura e densidade da coluna de acréscimo. Elas são úteis para verificar se a variação tangencial pode afetar a emissão de mVCs.

Um modelo de emissão é definido por um conjunto de parâmetros iniciais. Eles definem completamente a geometria, o campo magnético, a estrutura de densidade e temperatura da RPC e a linha de visada do observador. Os parâmetros do CYCLOPS são:

- i , inclinação do plano orbital do sistema em relação ao plano do céu;
- β , o ângulo entre o eixo de rotação da AB e o centro da RPC norte;
- Δ_{long} e Δ_R , definem o tamanho da região de acoplamento, cuja projeção na superfície da AB define a RPC;
- h , altura da região emissora em unidades do raio da AB;
- B_{pole} , intensidade do campo magnético da AB no pólo magnético;
- B_{lat} e B_{long} , definem a direção do eixo do dipolo da AB;
- T_{max} e N_{max} , valores máximos de temperatura e densidade eletrônica da RPC;
- f_l , define a localização na região de acoplamento de Δ_{long} onde a temperatura e densidade são máximas.

A metodologia utilizada no CYCLOPS para obter a modelagem de RPCs pode ser dividida em três partes apresentadas a seguir:

- criação de um modelo de emissão, a partir de um conjunto de parâmetros de entrada, que define a binária e a região (ou as regiões) pós-choque. Nesta parte é realizado o cálculo da emissividade e o transporte radiativo. A rotina responsável por esta parte é chamada *model-inhomog*;
- visualização do modelo, comparação com dados e cálculo da atenuação por material externo à RPC. Nesta parte é realizada a apresentação das curvas de luz modeladas, a leitura e apresentação dos dados observacionais, a comparação de modelos e dados, e a inclusão de absorção e ocultações por outras regiões do sistema. A rotina responsável por essa parte é chamada *analise*;
- busca de um conjunto de parâmetros que forneça o modelo que melhor represente os dados. As rotinas responsáveis por esta parte são chamadas *polar-pikaia* e *polar-amoeba*.

Para facilitar a discussão das modificações que serão discutidas nas Seções 3.2, 3.3 e 3.4, apresentamos os nomes das rotinas utilizadas na programação.

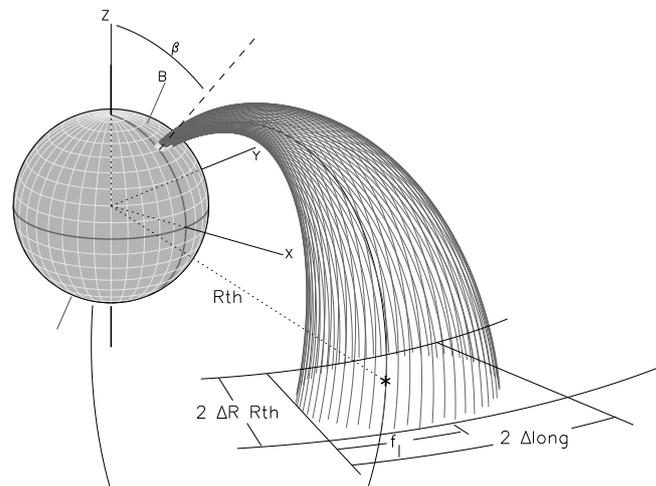


Figura 3.1 - Sistema de referência e representação da geometria usada para construir a RPC do CYCLOPS. A região emissora é mostrada em branco próximo à superfície da anã branca.

Fonte: Extraído de Costa e Rodrigues (2009)

A solução de Pacholczyk e Swihart (1975) fornece os quatro parâmetros de Stokes e

a partir deles o fluxo e a polarização são calculados, conforme apresentado na Seção 2.4.2. Para obtê-los em uma dada fase, os parâmetros de Stokes de cada linha de visada são somados. Desse modo, podemos obter curvas de luz e de polarização em função da fase.

Após calculada a emissão em cada fase orbital, os efeitos de absorção são considerados. Para o óptico, a versão de 2009 apresenta apenas o espalhamento Thomson. A atenuação é calculada para cada linha de visada a partir da determinação do número de voxels da região pré-choque que interceptam o percurso óptico da radiação observada. A densidade máxima de um voxel é limitada pela densidade mínima da RPC, localizada na sua base. Os voxels da região pré-choque possuem densidade constante, e a absorção é escolhida de modo a ajustar os dados.

Para o ajuste de dados também temos três parâmetros que são otimizados automaticamente:

- um deslocamento da fase orbital do modelo δ_{fase} ;
- a fração da densidade eletrônica máxima utilizada na região pré-choque, A ;
- a fração da extinção máxima gerada pelo MI, B .

Para a busca do conjunto de parâmetros que melhor representa uma série de dados utilizamos dois algoritmos: o *pikaia* (CHARBONNEAU, 1995) e o *amoeba* (PRESS et al., 1992). A qualidade do ajuste é medida através de uma função similar ao χ^2 , conforme descrito em Costa e Rodrigues (2009). As rotinas de ajustes chamam-se *polar-pikaia* e *polar-amoeba*. Ambas estão implementadas para o ajuste simultâneo dos parâmetros de Stokes em duas frequências e da razão entre seus fluxos totais.

Para realizar a minimização, a rotina *polar-pikaia* executa a rotina *model-inhomog*, utilizando o conjunto de parâmetros selecionado pelo seu algoritmo de acordo com seu método de minimização e em seguida executa a rotina *análise* para obter um valor de χ^2 . Ela repete este processo até que o valor mínimo de χ^2 aceitável seja encontrado. A rotina *polar-amoeba* funciona de modo semelhante, e é em geral utilizada para refinar os ajustes obtidos pela rotina *polar-pikaia*.

3.2 Modificações na rotina *analise*

O usuário interage com o conjunto de rotinas do CYCLOPS através de uma rotina denominada *analise*. Na Figura 3.2, um diagrama de bloco dessa rotina é apresentado. A rotina *analise* tem várias funções, algumas das quais citamos a seguir. Ela executa os códigos que calculam a emissão de um dado conjunto de parâmetros, faz gráficos dos modelos superpostos com os dados, e calcula o χ^2 de um modelo com relação ao conjunto de dados. É também a rotina *analise* que calcula a absorção da região pré-choque em um modelo de emissão da RPC.

Aqui descreveremos suas funções com mais detalhes que na seção 3.1. Essa rotina é subdividida em três partes: leitura de dados e cálculos preliminares (*analise-base*), cálculo do χ^2 de um modelo em comparação com um arquivo de dados (*analise- χ^2*) e visualização gráfica de um dado modelo e um conjunto de dados (*analise-gráfico*).

Na parte *analise-base*, é realizada a leitura dos arquivos de dados. Os dados observacionais devem ter a forma de curva de luz no óptico e espectro em raios X. Tivemos que alterar essa parte para que fosse permitido ler um número indefinido de arquivos dados de entrada: curvas de luz, curvas de polarização e espectros. O arquivo de dados ópticos contém o fluxo, a polarização circular, a polarização linear e seu ângulo de acordo com a fase orbital. Cada banda óptica deve ter um arquivo em separado e devem ter a extensão **.dat**. A frequência de cada banda é definida por um vetor de entrada.

Incluímos também a leitura de espectros: cada arquivo de espectro deve conter uma série de frequências e seus respectivos fluxos, sendo identificados com a extensão **.spec**. Nas primeiras duas linhas do arquivo deve estar indicado o intervalo de fases orbitais que este representa. A resolução em fase orbital das curvas de luz do óptico é melhor que a dos espectros em raios X. Assim, um espectro será calculado em cada fase dos dados ópticos, e será somado de modo apropriado para representar o intervalo de fases do espectro observado. Existindo mais de um espectro, ele será lido separadamente e somado em seu próprio intervalo de fases.

Conhecendo-se as frequências de observação, calcula-se as seções de choque do material da região pré-choque. Os processos considerados são espalhamento Thomson e fotoabsorção. Nós incluímos nesta etapa o cálculo da fotoabsorção para as frequências de raios X. Para calcular a seção de choque de fotoabsorção nós utilizamos a rotina em IDL *bamabs* (KASHYAP; DRAKE, 2000). A seção de choque de absorção é uma função da temperatura do material e de sua abundância química. Nós consideramos

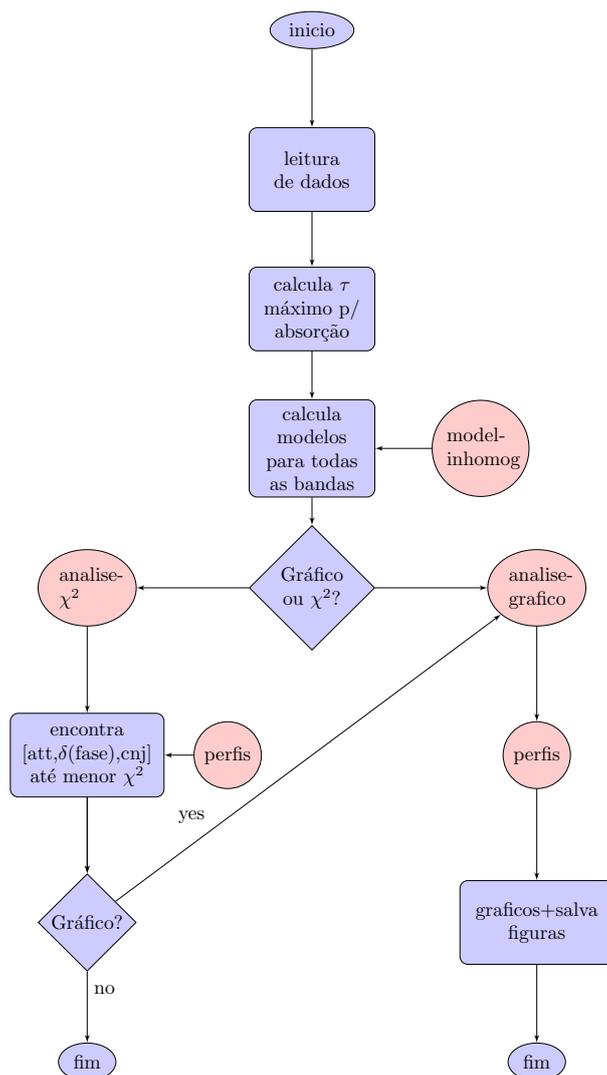


Figura 3.2 - Diagrama da estrutura da rotina *analise*. Em vermelho as subrotinas importantes.

um material homogêneo com abundância solar e temperatura igual a 10000 K. Um vetor com os valores é salvo para posteriormente ser usado para calcular a absorção da região pré-choque na RPC (feito pela rotina *perfis*).

A absorção pelo MI é constante ao longo do ciclo orbital e depende da quantidade de material na direção da fonte. A densidade colunar do MI N_{col}^{ISM} (cm^{-2}) é estimada usando FTOOL N_H ¹ e também é um parâmetro de entrada do modelo. N_{col}^{ISM} é considerada um limite superior para a densidade colunar de hidrogênio do MI durante o ajuste dos dados.

¹<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

Em seguida é feito o cálculo dos modelos de emissão para cada frequência indicada pelos arquivos de dados utilizando-se a rotina *model-inhomog*, que será descrita na seção 3.3. As frequências são calculadas uma a uma. Aqui também fizemos alterações para que todas as frequências dos arquivos de dados das curvas de luz e espectros sejam calculadas e armazenadas em uma matriz de modelos que será repassada para a rotina *perfis*.

Com os modelos calculados, temos duas opções: calcular o χ^2 ou graficar um modelo já existente.

Em ambas as situações a rotina *perfis* é chamada. A rotina *perfis* recebe a matriz de modelos de emissão calculada pela rotina *model-inhomog*, a matriz de dados e o vetor com a seção de choque de absorção e espalhamento. Após os procedimentos, que serão descritos na seção 3.4, ela retorna curvas de luz, curvas de polarização e espectros já levando em conta os efeitos instrumentais.

A parte *analise- χ^2* é baseada no amoeba (PRESS et al., 1992) e procura os valores A , δ_{fase} e B que fornecem o menor χ^2 obtido pela rotina *perfis* ao realizar a comparação da matriz de modelos com a matriz de dados.

A parte *analise-gráfico* é utilizada para fazer figuras de curvas de luz para o óptico ou raios X, curvas de polarização para o óptico, SED, espectro para óptico ou raios X, imagens da região emissora no óptico ou em raios X de acordo com a fase orbital e figura da variação de T e N_e de acordo com h . Ela utiliza os valores de A , δ_{fase} , e B determinados no *analise- χ^2* . São salvos arquivos no formato próprio do IDL para cada curva de luz ou espectro.

O χ^2 proveniente do *analise- χ^2* é utilizado pelas rotinas *polar-pikaia* e *polar-amoeba* para o ajuste de dados. Essas duas rotinas minimizam o valor de χ^2 variando os parâmetros apresentados na seção 3.1 em busca do melhor ajuste dos dados. As rotinas de minimização foram pouco alteradas ao longo deste trabalho.

3.3 Modificações na rotina *model-inhomog*

A Figura 3.3 mostra um diagrama com a estrutura da rotina *model-inhomog*, com as principais modificações indicadas em vermelho. Essa rotina é responsável por construir a grade 3D que define a geometria da região de acréscimo. Uma modificação importante nesta etapa foi a reutilização da grade quando o cálculo de um modelo tinha apenas a frequência de emissão diferente. A versão anterior do CYCLOPS calculava essa grade novamente, mesmo quando um modelo de mesmos parâmetros

geométricos já tinha sido calculado. Agora o CYCLOPS faz essa verificação e, no caso de um modelo existir, apenas restaura essa estrutura, o que otimizou o cálculo de modelos.

Após a grade ser definida, é atribuído a cada voxel um valor de T , N_e e B , baseado nas equações 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 e nos valores do campo magnético dipolar. A seguir, procura-se as fases onde a região é visível, e quais voxels são visíveis.

Após isso é calculada a emissividade de cada voxel. Para o óptico, segue-se o procedimento de Costa e Rodrigues (2009). Para raios X, considera-se a emissão bremsstrahlung de acordo com a equação 2.21. Foram realizadas comparações com a rotina MEKA do XSPEC, e os valores obtidos foram idênticos para o espectro contínuo.

O transporte radiativo é feito após esta etapa, conforme discutido na Seção 2.4, e também foi incluído para raios X. A opacidade em raios X é importante apenas quando a densidade da coluna é maior que $1,3 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}$. Testes demonstraram que os modelos de raios X necessitam de pelo menos 64 voxels na direção radial para evitar efeitos de baixa amostragem das funções de temperatura (equação 3.1) e densidade (equação 3.2). Os modelos do óptico são muito demorados com 64 voxels, e não são muito diferentes dos modelos com 32 voxels. Alteramos os códigos para que cada região espectral possa ter resolução espacial diferente.

O *model-inhomog* salva o modelo de emissão em um arquivo com formato próprio do IDL. Porém, com ajuste de espectros, salvar esse arquivo ocupa muita memória em disco. Alteramos essa parte para que apenas os modelos do óptico, que demandam mais tempo de cálculo fossem salvos. Como os modelos de raios X levam cerca de 1 segundo para serem criados novamente, e este é aproximadamente o tempo gasto para que o programa procure o modelo em disco e o leia, não há vantagem em salvar modelos de raios X.

3.4 Modificações na rotina *perfis*

A rotina *perfis* (vide Figura 3.4) produz curvas de luz e espectros a partir dos modelos de emissão e os compara com os dados de entrada, fornecendo um valor de χ^2 . Esse valor será minimizado na parte análise- χ^2 utilizando-se os parâmetros: A , δ_{fase} e B .

A estrutura que contém os modelos de emissão tem apenas imagens de I, Q, U e V em cada fase orbital sem nenhum efeito de absorção e apenas a auto-ocultação, se houver. A partir da matriz de seção de choque de absorção e espalhamento é construída uma máscara de absorção, que é aplicada à matriz de modelos nesta

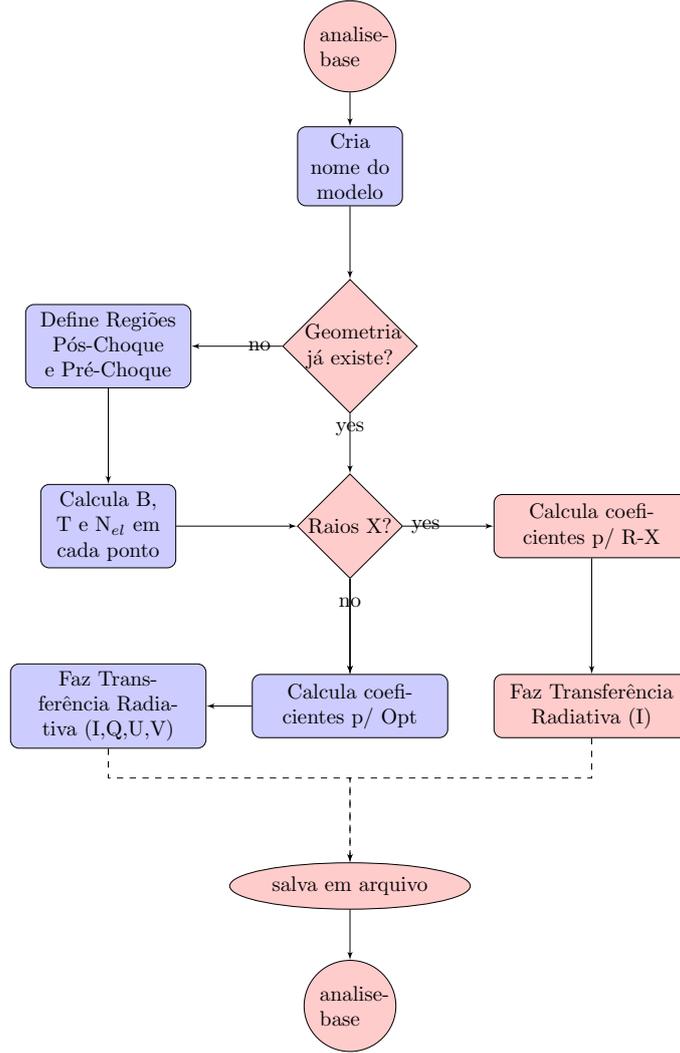


Figura 3.3 - Diagrama da estrutura da rotina *model-inhomog*. Em vermelho as seções que foram alteradas.

etapa.

A absorção do material da região pré-choque depende da fase orbital. A absorção é considerada apenas nas fases em que a região pré-choque está entre o observador e a RPC, o que é definido pela configuração do campo magnético. O CYCLOPS inclui a absorção em cada linha de visada l , que são somadas para produzir o fluxo total proveniente da fonte em uma dada fase p . Assim, considerando a absorção do MI e da região pré-choque, o fluxo observado em cada fase orbital p é:

$$F_{E,p} = \sum_l F_{E,l,p} e^{-(A \tau_{pre} + B \tau_{MI})}, \quad (3.5)$$

onde $\tau_{pre} = k_l s \sigma_{ph} N_e^{min}$, $\tau_{MI} = \sigma_{ph} N_{col}^{ISM}$, σ_{ph} é a seção de choque de fotoabsorção,

e N_e^{min} é a densidade mínima da RPC. k_l é o número de voxels da região pré-choque em cada l . As constantes A e B variam entre 0 e 1 e definem a fração de N_e^{min} e N_{col}^{ISM} utilizadas no ajuste de dados.

É a rotina *perfis* que calcula a polarização conforme as equações 2.26, 2.27, 2.29, e, a partir disso, monta curvas de luz ou espectros. Tivemos aqui que fazer uma grande modificação para que esta rotina recebesse a matriz de dados e a matriz de modelos de emissão, e trabalhasse com curva de luz ou espectro da mesma forma. A vantagem de trabalhar com uma matriz única é a velocidade ao realizar as operações necessárias.

Caso se queira construir curvas de luz, o modelo de emissão é interpolado nas fases orbitais dos dados. Caso seja um espectro, o fluxo é somado no intervalo de fases do espectro observado. Nessa etapa, δ_{fase} é adicionada ao modelo.

Para raios X, temos uma complicação adicional: o fluxo calculado pelo CYCLOPS não pode ser comparado diretamente com os dados, pois precisamos considerar a resposta dos sistemas de detecção durante o ajuste.

Na redução de dados de raios X obtém-se dois arquivos: a matriz de redistribuição do detector (*RMF*), que leva em conta o ganho e a resolução em energia do detector; e o arquivo auxiliar de resposta do detector (*ARF*), que leva em conta a área efetiva do telescópio e dos colimadores, a transmissão do filtro utilizado, a janela de transmissão, a eficiência do detector e efeitos adicionais que sejam dependentes da energia (para mais detalhes, ver OGIP Calibration Memo CAL/GEN/92-002²).

Nós usamos a rotina em IDL *conv_{RMF}* fornecida por Kashyap e Drake (2000) para convoluir o fluxo calculado pelo CYCLOPS, $F_{E_{rx},p}$, com as matrizes de resposta para obter o fluxo que pode ser utilizado na modelagem $F_{E_{rx},p}^{conv}$:

$$F_{E_{rx},p}^{conv} = (ARF \ F_{E_{rx},p}) \times RMF. \quad (3.6)$$

Para o óptico, o código permite considerar a transmissão de cada filtro UBVR_cI_c ou UBVR_i obtidos a partir da rotina SYNPHOT do *Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF). Calcula-se 5 frequências dentro do intervalo de frequências da banda desejada, e o modelo final é uma média ponderada dos modelos com a transmissão de cada frequência. Nós utilizamos na busca de modelos apenas 1 frequência por

²http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb/docs/memos/cal_gen_92_002/cal_gen_92_002.html

banda, para otimizar o tempo de procura, e aplicamos a eficiência de transmissão aos modelos finais apenas. Não há alteração significativa na forma geral da curva final.

O valor da figura de mérito, χ^2 , usada no ajuste:

$$\chi^2 = \chi_{opt}^2 + add \chi_{rx}^2, \quad (3.7)$$

onde *add* é uma constante que permite escolher a contribuição relativa dos dados do óptico e raios X durante o ajuste de dados. χ_{opt}^2 mede a concordância entre um dado conjunto de dados do óptico e χ_{rx}^2 tem o mesmo papel para os dados em altas energias.

As funções χ_{opt}^2 e χ_{rx}^2 são calculadas de acordo com:

$$\chi_{opt}^2 = \sum_{E_{opt}} \sum_p [d_{E_{opt},p} - (f_{cyc} F_{E_{opt},p} + F_{E_{opt}}^{np})]^2, \quad (3.8)$$

e

$$\chi_{rx}^2 = \sum_{E_{rx}} \sum_j [d_{E_{rx},j} - (f_{cyc} F_{E_{rx},j}^{conv})]^2, \quad (3.9)$$

onde $F_{E_{rx},j}$ e $F_{E_{opt},p}$ são os fluxos calculados pelo modelo, i. e., a matriz de modelos, e $d_{E_{rx},j}$ e $d_{E_{opt},p}$ são os fluxos observados, a matriz de dados. A escala do modelo depende da distância e da área da região emissora, porém quando não se tem estes valores, nós utilizamos o valor multiplicativo f_{cyc} , calculado a partir dos dados, para normalizar o modelo e permitir a comparação entre ambos. A constante aditiva F^{np} representa o fluxo não polarizado do óptico. Essa emissão é devido às outras componentes do sistema. Como esta emissão pode ser dependente da energia, cada energia possui um valor diferente de F^{np} .

3.5 Sumário das modificações

Com as modificações apresentadas nas seções anteriores, o código CYCLOPS, em sua versão de [Silva et al. \(2013\)](#), realiza para polares:

- modelagem de curvas de luz e de polarização do óptico considerando a emissão ciclotrônica e uma componente não polarizada;

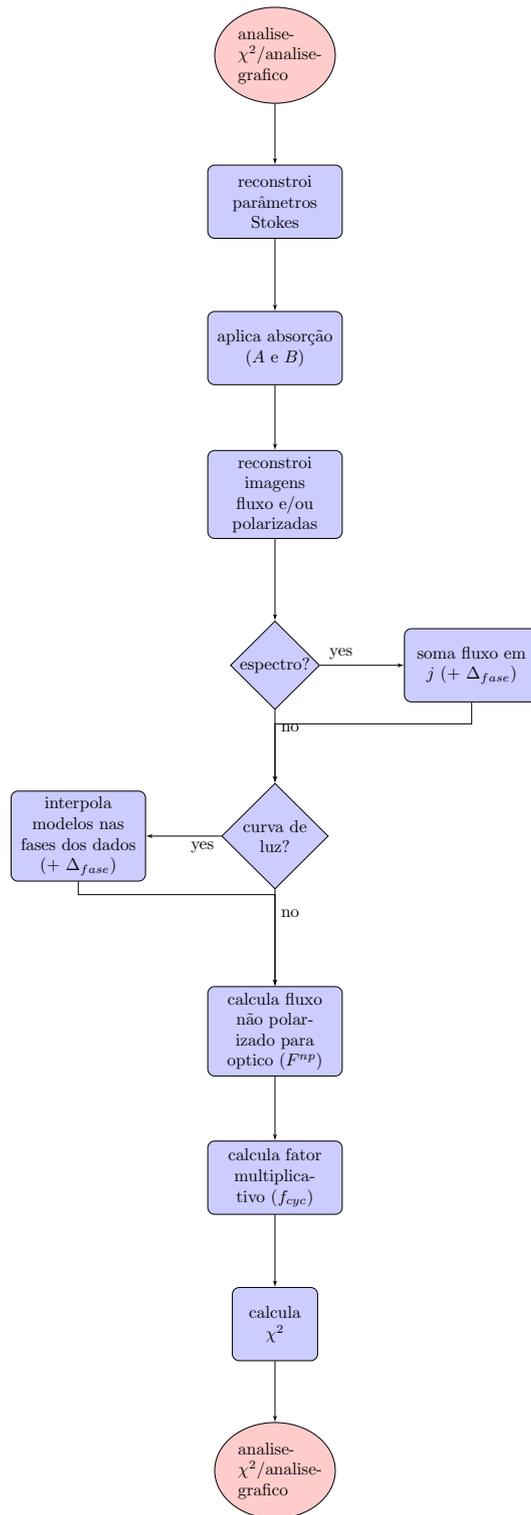


Figura 3.4 - Diagrama da estrutura da rotina *perfis*. Essa rotina foi alterada em todas as partes, indicamos em vermelho as rotinas que a executam.

- modelagem do contínuo de espectros da emissão ciclotrônica;

- modelagem do contínuo de espectros de raios X: emissão bremsstrahlung e fotoabsorção;
- modelagem de curvas de luz em raios X a partir dos espectros de raios X;
- ajuste simultâneo de dados do óptico, infravermelho e de raios X.

4 VARIAÇÃO ORBITAL DE ESPECTROS EM RAIOS X DE POLARES

Com as modificações no CYCLOPS concluídas, realizamos um estudo sobre a origem da modulação orbital em raios X (Seção 4.1) causada pela absorção gerada pela região pré-choque (Seção 4.2), que foram discutidos na Seção 2.3.1 ou pelo auto-eclipse (Seção 4.3). Uma discussão deste capítulo é apresentada na Seção 4.4.

4.1 Definindo modelos

O processo de emissão em raios X de polares é isotrópico e opticamente fino. Desta forma, ao contrário do que acontece com a emissão no óptico, não existe variação do fluxo com o ângulo de visada entre a fonte e o observador. A variação orbital observada nos espectros de polares pode ser explicada considerando-se um obscurecimento temporário da RPC. Este obscurecimento pode ser devido à coluna de acréscimo ou à AB.

No primeiro caso, a região que intercepta a linha de visada tem temperatura menor que a RPC, atuando assim como um absorvedor. Essa é provavelmente a origem dos *broad dips* observados em algumas polares. No segundo caso, o fluxo é totalmente bloqueado, isto é, não há fluxo proveniente da região pós-choque localizada atrás do limbo da AB. Ambos os casos são completamente definidos pela geometria do fluxo de material e pela inclinação do sistema.

Nós selecionamos três conjuntos de parâmetros que ilustram as duas configurações que temos interesse em analisar. Estes parâmetros são apresentados na Tabela 4.1. Para simplificar a discussão nós identificamos os casos como *absorção (abs)*, *auto-eclipse I* e *auto-eclipse II*. A Figura 4.1 mostra a geometria em quatro fases: 0,0, 0,3, 0,5, e 0,8 para cada modelo.

A Figura 4.2 (esquerda) mostra a variação *radial* da densidade e temperatura utilizada nos modelos. A Figura 4.2 (direita) mostra a variação *tangencial* utilizada apenas no modelo *auto-eclipse II*.

O modelo de *auto-eclipse I* testa os efeitos da variação radial de temperatura e densidade produzidos no espectro de raios X devido ao resfriamento da RPC conforme discutido na Seção 2.2. O modelo de *auto-eclipse II* visa testar os efeitos da variação tangencial da temperatura e densidade.

Tabela 4.1 - Parâmetros utilizados nos casos *absorção*, *auto-eclipse I* e *auto-eclipse II*

Parâmetros	<i>Absorção</i>	<i>Auto-eclipse I</i>	<i>Auto-eclipse II</i>
i , grau	33	58	83
β , grau	18	68	48
Δ_{long} , grau	60	60	80
Δ_R	0,20	0,20	0,10
h , R_{AB}	0,22	0,22	0,22
f_l	0,50	0,50	0,90
B_{pole} , MG	20	20	20
B_{lat} , grau	74	45	90
B_{long} , grau	90	360	90
T_{max} , keV	20	20	20
N_{max} , cm^{-3} (log)	14,5	14,5	14,5
A	0,26	0	0
N_{col}^1	0,21	—	—
δ_{fase}	0	0,48	0,48

¹ N_{col} : densidade colunar média da região pré-choque (em unidades de 10^{22}cm^{-2}).

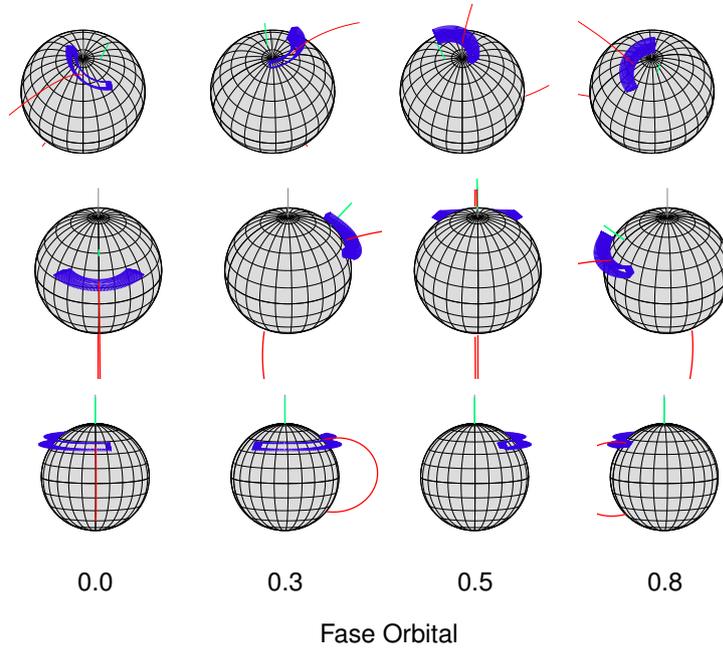


Figura 4.1 - Representação da região emissora sobre a AB para os casos de *absorção* (painel superior), *auto-eclipse I* (painel central) e *auto-eclipse II* (painel inferior) nas fases orbitais: 0,0, 0,3, 0,5, and 0,8. Somente as paredes da RPC são representadas nesta Figura.

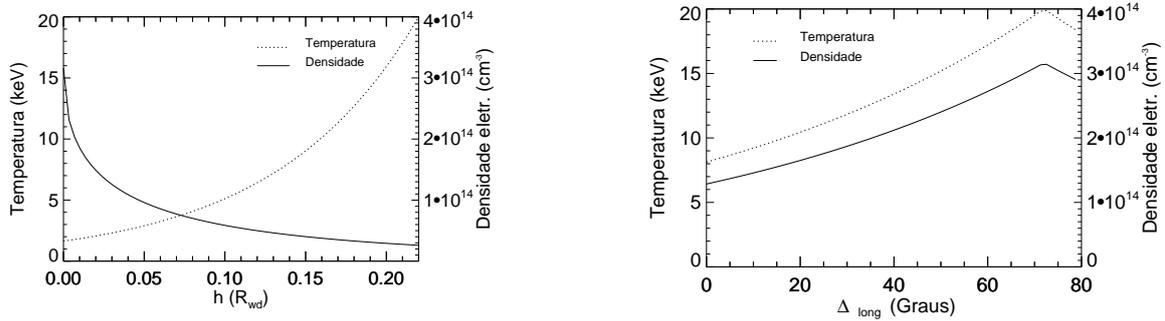


Figura 4.2 - Perfis radiais de temperatura e densidade dos três modelos apresentados na Tabela 4.1.

4.2 Absorção

A Figura 4.3 (painel superior) mostra o espectro resolvido em fase para o modelo de *absorção*. O espectro varia de acordo com a fase orbital devido à absorção causada por material da região pré-choque na linha de visada. A absorção varia porque temos uma mudança na densidade colunar de material absorvedor e uma mudança na porção da RPC que é obscurecida.

A absorção máxima, ocorre quando a RPC aponta diretamente para o observador, na fase 0, e é vista totalmente através da região pré-choque, como pode ser visto nas Figuras 4.1 (esquerda) e 4.3 (magenta, linha pontilhada). Meia fase orbital depois, a região aponta na direção do observador (painel superior, fase 0,5 da Figura 4.1) e a região pré-choque já não se localiza na linha de visada, o que gera um espectro sem absorção (verde, linha sólida do painel superior da Figura 4.3). Além dos efeitos geométricos, existe uma variação na seção de choque de absorção com a energia. A fotoabsorção é maior em energias menores, causando uma mudança grande do contínuo observado com a fase orbital. Os espectros em energias superiores a 3 keV não apresenta dependência em fase.

4.3 Auto-eclipse

No caso de auto-eclipse, a ocultação parcial da RPC varia de acordo com o ciclo orbital. Esse efeito é visível principalmente quando a RPC cobre uma vasta área da superfície da AB. Se a temperatura muda ao longo da região emissora, a ocultação parcial poderia gerar alterações no espectro total. Nós estudamos duas situações:

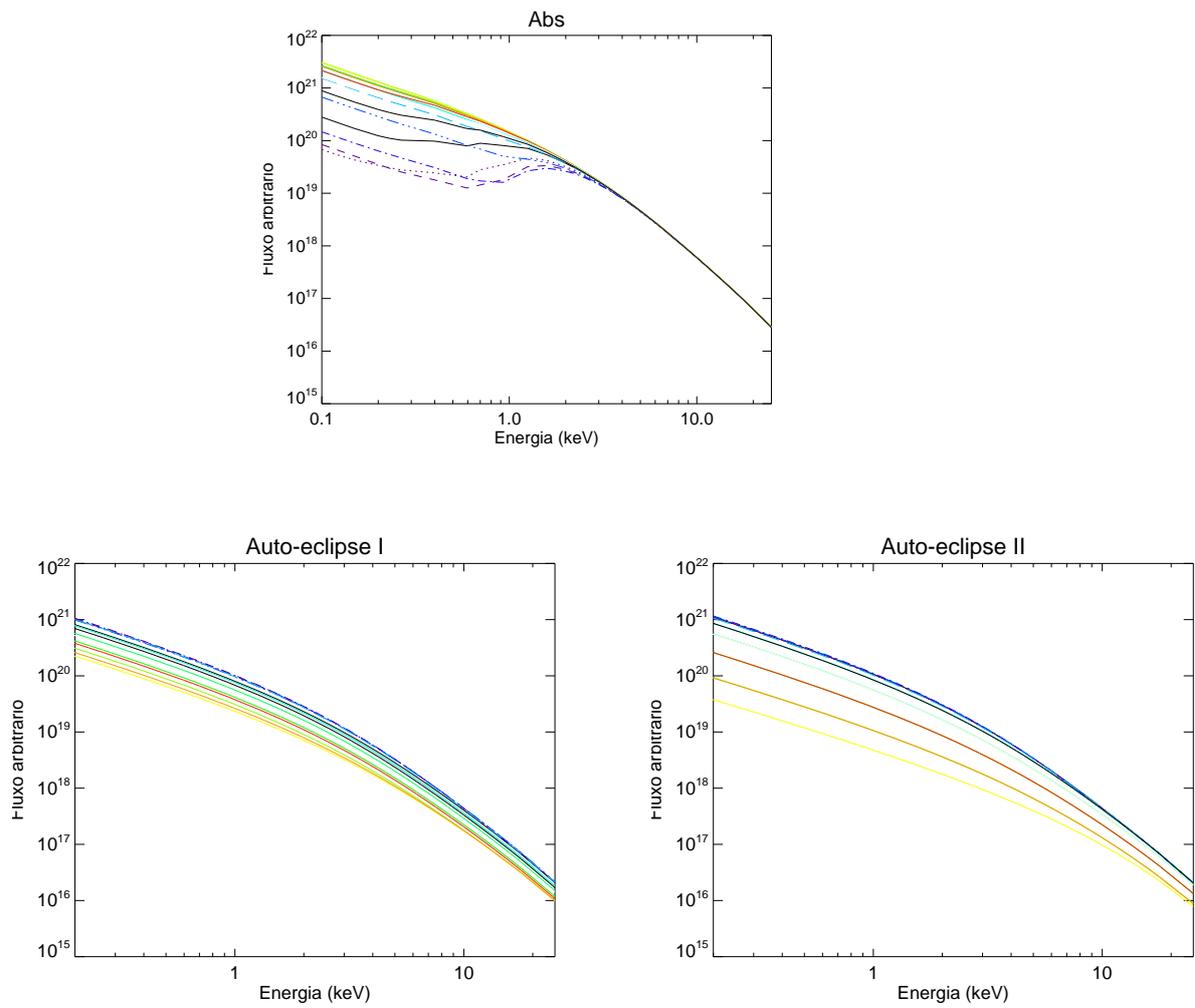


Figura 4.3 - Espectros de raios X do modelo *absorção* (painel superior), *auto-eclipse I* (painel inferior à esquerda) e *auto-eclipse II* (painel inferior à direita) para 15 fases igualmente espaçadas. Algumas fases estão superpostas pois os espectro são idênticos. Estes não levam em conta os efeitos instrumentais discutidos na Seção 3.4.

- *auto-eclipse I* - somente considera a variação radial;
- *auto-eclipse II* - considera também a variação longitudinal.

No caso de *auto-eclipse I*, a região é parcialmente ocultada pela AB, conforme mostrado na Figura 4.1 (painel do meio, fase 0,5). Conseqüentemente, o fluxo decresce apenas em algumas fases, mas sem nenhuma variação espectral significativa. (ver Figura 4.3, painel inferior esquerdo). A ausência de variação espectral pode ser explicada pelo fato de que mesmo nas fases onde ocorre a fração maior de ocultação da RPC, nós ainda podemos visualizar as camadas inferiores, isto é, as regiões mais próximas à superfície da AB. Essas regiões provavelmente dominam a emissão porque possuem densidade maior e a emissividade aumenta com o quadrado da densidade.

Esse resultado leva-nos a questionar se alguma variação espectral pode ser obtida se consideramos uma variação tangencial da temperatura e densidade. Este caso é representado pelo modelo *auto-eclipse II*. Usando $f_l = 0,9$, a máxima densidade e temperatura da região é localizada próxima a uma das extremidades da região emissora. No painel inferior da Figura 4.1, nós podemos ver essa região no plano que contém a linha de visada, especialmente na fase 0,3. Como mostrado no painel direito da Figura 4.2, uma das extremidades tem temperatura duas vezes maior que a outra. Próximo da fase 0,5, (ver Figura 4.1, painel inferior), a região mais densa e quente é ocultada, enquanto as regiões com temperatura e densidade menores permanecem visíveis.

A Figura 4.3 (painel inferior à direita) mostra os espectros modelados resultantes deste modelo ao longo do ciclo orbital. Existe uma variação do nível do fluxo e, similar ao modelo de *auto-eclipse I*, pequenas variações no índice espectral são visíveis. A variação longitudinal pode gerar pequenas variações no formato do espectro. Neste modelo, a temperatura e densidade decrescem conjuntamente ao longo da direção tangencial, enquanto na direção radial a densidade aumenta enquanto a temperatura diminui.

4.4 Discussão

A representação 3D da coluna de acréscimo permite uma descrição fisicamente consistente com a absorção variável observada nestes sistemas, o que contrasta com a modelagem prévia que baseava-se em prescrições *ad-hoc* da dependência orbital da absorção.

Com relação à variação orbital em raios X observada em polares, nós mostramos que

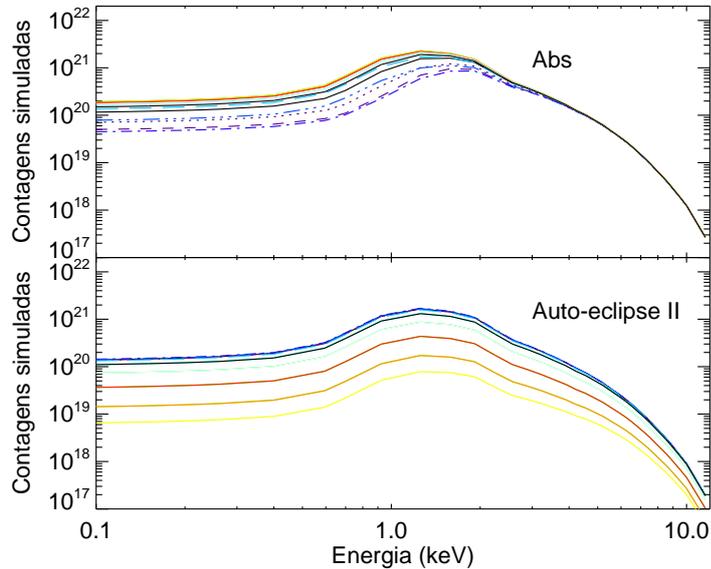


Figura 4.4 - (Acima) Espectro para o modelo *Absorção* multiplicado e convoluído com ARF e RMF do observatório *ASCA*. (Abaixo) O mesmo para o modelo *auto-eclipse II*.

os efeitos da região pré-choque afetam principalmente a região de baixas energias e que o auto-eclipse reduz o fluxo uniformemente com a energia. Essa diferença pode ser usada para distinguir a origem da variação orbital em polares. Em particular, a absorção explica as alterações ao longo do ciclo orbital no índice espectral dos espectros de raios X de polares.

Entretanto, a sensibilidade dos instrumentos atualmente disponíveis para detecção de raios X poderia ocultar as diferenças descritas acima. Para verificar se este poderia ser o caso, a Figura 4.4 mostra os modelos de emissão convoluídos com as matrizes de resposta do satélite *ASCA*, que apresenta uma resposta muito baixa na região de baixas energias, justamente onde as diferenças entre absorção e auto-eclipse são maiores. As diferenças são severamente atenuadas, mas os dois modelos podem ser distinguidos. Primeiro, existe o movimento em frequência da posição do fluxo máximo do modelo de absorção (na região de 1 – 2 keV), que não está presente no modelos de auto-eclipse. Segundo, o fluxo não se altera para energias acima de 3 keV no caso de absorção.

5 MODELAGEM DE CP Tuc

Neste capítulo apresentamos o estudo que realizamos da polar CP Tuc utilizando o CYCLOPS. Na Seção 5.1 apresentamos uma introdução à CP Tuc, na Seção 5.2 apresentamos os dados utilizados para a modelagem, na Seção 5.3 descrevemos como foi realizada a modelagem e os seus resultados e na Seção 5.4 apresentamos a discussão e análise. Os resultados apresentados neste capítulo foram discutidos preliminarmente em Rodrigues et al. (2011), Silva et al. (2011a), Silva et al. (2011b) e em sua forma final em (SILVA et al., 2013).

As conclusões deste capítulo são apresentadas na Seção 5.5.

5.1 Introdução sobre CP Tuc

CP Tuc (AX J2315-592) é uma polar descoberta pelo satélite detector de raios X japonês *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (ASCA)* (MISAKI et al., 1995) utilizando o instrumento GIS. Alguns dias depois do anúncio da detecção em raios X, Thomas e Reinsch (1995) encontraram sua contrapartida no óptico e confirmaram espectroscopicamente sua classificação como mCV.

Uma análise mais detalhada dos dados mostrou que as linhas de emissão tinham as duas componentes típicas de polares: uma componente estreita associada à superfície aquecida da secundária, e uma componente larga associada com a base da coluna de acréscimo (THOMAS; REINSCH, 1996). O ponto zero da efeméride da espectroscopia foi definido como o instante onde a componente estreita das linhas de emissão deixam de apresentar um deslocamento para o azul e passam a ter um deslocamento para o vermelho, isto é, o momento da conjunção inferior da secundária.

A componente larga apresenta máximo deslocamento para azul em torno da fase 0,9, o que indica que a região tem o menor ângulo em relação à linha de visada nesta fase. Thomas e Reinsch (1996) obtiveram uma curva de luz com filtro I. Essa curva de luz apresenta modulação, mostrando apenas um pico com máximo em torno da fase 0,5. Eles modelaram a curva de luz usando modelos de emissão ciclotrônica fornecidos por Chanmugam (1992) e encontraram que a inclinação do sistema é de cerca de 40° e a direção do campo magnético, na região emissora, é inclinado em cerca de 30° com relação à linha de visada. Foi calculado um espectro apenas da componente ciclotrônica de CP Tuc a partir da diferença entre os espectros obtidos durante a fase mais brilhante e a fase menos brilhante. Usando uma temperatura de 17 keV estimada por Misaki et al. (1996) (ver abaixo), eles obtêm que o campo

magnético deve ser menor que 17 MG, e que a emissão ciclotrônica é opticamente fina no óptico.

Misaki et al. (1996) usou os dados do *ASCA* para construir curvas de luz em três intervalos de energia. As curvas de luz apresentam modulação similar à observada no óptico, porém a modulação é dependente da energia: 87 % em 0,7 - 2,3 keV; 57 % em 2,3 - 6 keV; e 14 % em 6 - 10 keV. Este tipo de modulação é típico de mVCs e é geralmente explicado por fotoabsorção variável ao longo do ciclo orbital. Misaki et al. (1996) também apresentam espectros de CP Tuc obtidos em dois intervalos de fase e com um ajuste baseado em absorção parcial. Eles sugerem que a modulação em raios X das curvas de luz é devido à fotoabsorção produzida pela coluna de acrecimento.

Ramsay et al. (1999) observaram em raios-X no observatório *Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE)* e fizeram fotometria BVRI e polarimetria em luz branca. A presença de polarização circular atingindo cerca de 10% e a modulação das curvas de luz e raios X com apenas um período confirmam a classificação como polar. Os dados não mostram modulação significativa nas banda B e V, mas apresentam modulação de 1,5 mag em *R* e 2 mag em *I*, o que indica um campo magnético baixo, conforme sugerido por Thomas e Reinsch (1996).

Fixando a intensidade do campo magnético no pólo (B_{pole}) em 15 MG e a temperatura em 17 keV, Ramsay et al. (1999) modelaram os dados polarimétricos e encontraram que a inclinação (i) deve ser maior que 20° . Eles não encontraram uma solução única para o modelo, mas discutem uma solução com $i = 42^\circ$ e $\beta = 50^\circ$. A curva de luz óptica é modelada considerando o auto-eclipse de uma região extensa. Para explicar a dependência em energia em raios X os autores sugerem uma distribuição de temperatura e densidade tangencial ao longo da região emissora não homogênea.

Beuermann et al. (2007) apresentaram tomografia Zeeman de CP Tuc. As observações foram feitas em junho de 2000, quando o sistema se encontrava em baixo estado de brilho, com $V=19$ mag. Fixando os parâmetros do sistema conforme os encontrados por Ramsay et al. (1999), Beuermann et al. (2007) encontraram duas possíveis configurações para o campo magnético: uma dipolar e outra multipolar. Em ambos os casos o campo magnético é baixo, em torno de 10 MG na fotosfera da AB, e os dois modelos reproduzem igualmente bem os dados, sendo impossível distinguir qual o cenário correto.

Tabela 5.1 - Observações do óptico e raios X de CP Tuc.

Data	Instrumento	Filtro	T_{int}	Duração	Ref.
1997 Ago 29	Pol. + CCD106 + $\lambda/4$	R_c	90s	5 h	Este trabalho
1997 Ago 30	Pol. + CCD106 + $\lambda/4$	I_c	90s	5,3 h	Este trabalho
1997 Ago 31	Pol. + CCD106 + $\lambda/2$	I_c	90s	5,3 h	Este trabalho
1995 Nov 24/25	Tek8 CCD	B	60s	-	Ramsay et al. (1999)
1995 Nov 25	Tek8 CCD	V	60s	-	Ramsay et al. (1999)
1995 Nov 02	<i>GIS 2,3/ASCA</i>	-	-	19,13ks	Misaki et al. (1996)

5.2 Dados observacionais de CP Tuc

Nesta seção apresentamos os dados de CP Tuc que utilizamos para a análise e modelagem. As observações ópticas e a redução de dados de CP Tuc são apresentadas na Seção 5.2.1. Nossa extração dos espectros usando os dados de raios X obtidos por Misaki et al. (1996) é descrita na Seção 5.2.2. Uma breve discussão sobre os estados de brilho de CP Tuc é apresentada na Seção 5.2.3. A Tabela 5.1 apresenta um sumário das observações utilizadas para o ajuste de CP Tuc descrito a seguir.

5.2.1 Observações no óptico

Os dados ópticos de CP Tuc foram obtidos utilizando-se o telescópio Perkin-Elmer de 1,6-m localizado no *Observatório do Pico dos Dias* (OPD), operado pelo *Laboratório Nacional de Astrofísica* (LNA). Foi utilizada uma câmera CCD modificada pelo módulo polarimétrico descrito em Magalhães et al. (1996). O detector usado é do tipo *EEV front-illuminated CCD*.

A redução dos dados seguiu os procedimentos padrão utilizando o IRAF¹ (TODY, 1986; TODY, 1993). A polarização foi calculada de acordo com Magalhães et al. (1984) e Rodrigues et al. (1998) utilizando-se o pacote PCCDPACK (PEREYRA, 2000) e um conjunto de rotinas IRAF desenvolvidas por nosso grupo².

A correção do ângulo de polarização observado de acordo com o sistema equatorial foi feita utilizando-se estrelas padrão. Correções devido a efeitos instrumentais não foram necessárias. Nossas medidas de polarização de CP Tuc apresentam o mesmo sinal ao longo de todo o período orbital. Entretanto, com o módulo polarimétrico não

¹O IRAF é distribuído pelo *National Optical Astronomy Observatories*, que é operado pelo *Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.*, através de contrato com a *National Science Foundation*

²http://www.das.inpe.br/~claudia.rodrigues/polarimetria/reducao_pol.html

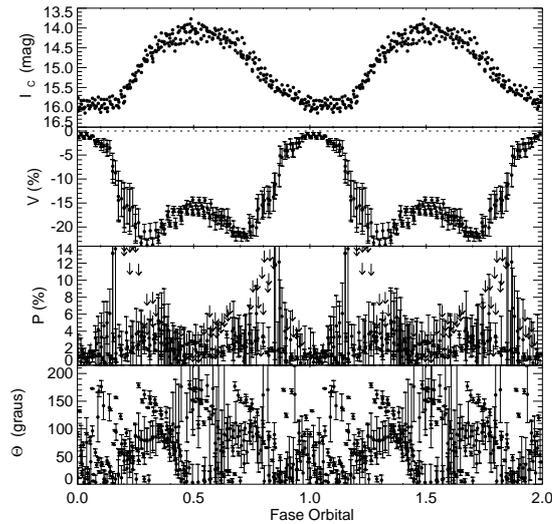


Figura 5.1 - Curvas de luz e polarização do ótico para CP Tuc no filtro I_c . De cima para baixo, magnitude, polarização circular (V , em porcentagem), polarização linear (P , em porcentagem), e ângulo da polarização linear (θ , em graus).

é possível calibrar o sinal da polarização, se é positivo ou negativo. Nós adotamos o sinal negativo de acordo com as medidas feitas por Ramsay et al. (1999).

A polarização linear é sempre um valor positivo, o que introduz um bias em todas as medidas: a polarização medida é maior que a polarização real da fonte (SIMMONS; STEWART, 1985). Em particular, se temos uma medida com $P/\sigma_P < 1.4$, a medida permite apenas estimar um limite superior para o valor real de polarização. A polarização linear de CP Tuc foi corrigida seguindo Vaillancourt (2006).

O fluxo ordinário e extraordinário dos dados polarimétricos em um dado filtro são somados e com isso obtemos curvas de luz. A fotometria diferencial foi feita utilizando-se como estrela de referência USNO B1.0 0308–0806694 ($R_2 = 14,4$ mag; $I = 13,57$ mag). A conversão entre R_2 e Landolt's R_C para objetos diferentes indicam que a diferença é de apenas 0,03 mag (KIDGER, 2003).

As figuras 5.1 e 5.2 apresentam os dados polarimétricos sem binagem. Nós utilizamos a efeméride obtida por Ramsay et al. (1999) para binar os dados e construir os diagramas de fase que são utilizados para a modelagem de CP Tuc. Nós também consideramos a fotometria obtida nos filtros B e V por Ramsay et al. (1999) utilizando o telescópio SAAO 1.0-m.

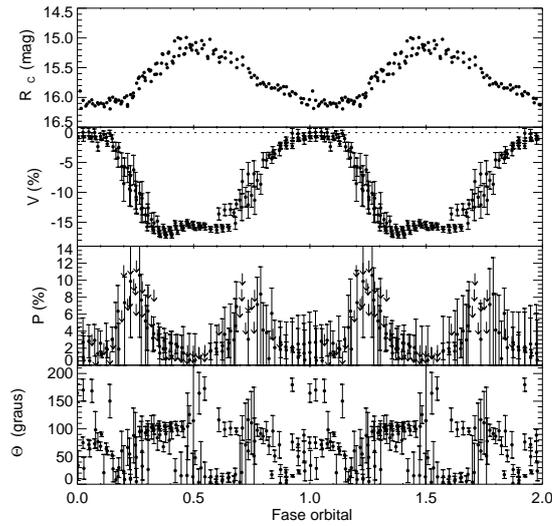


Figura 5.2 - Curvas de luz e polarização no óptico para CP Tuc no filtro R_c . De cima para baixo, magnitude, polarização circular (V , em porcentagem), polarização linear (P , em porcentagem), e ângulo da polarização linear (θ , em graus).

5.2.2 Observações em raios X

Misaki et al. (1996) apresentam dados de raios X obtidos com os dois espectrômetros de gás (Gas Imaging Spectrometers, GIS) a bordo do satélite *ASCA*: GIS2 e GIS3 (ver Tabela 5.1).

Dois espectros foram extraídos dos dados, um no intervalo de fase 0,2 a 0,8, quando o sistema é mais brilhante, e outro no intervalo 0,85 a 0,15, quando o sistema é menos brilhante. Os espectros obtidos com cada detector GIS2 e GIS3 foram combinados utilizando-se a rotina do pacote FTOOL chamada *addascaspec*. Os espectros são apresentados na Figura 5.3. Eles não mostram diferenças significativas para energias maiores que 6 keV, quando consideramos as barras de erro das medidas. Uma linha alargada de ferro está presente na região de 6,4 keV. As matrizes de resposta do detector, ARF, foram obtidas *homepage* do *ASCA* e a matriz de redistribuição, RMF, foi construída durante a preparação dos dados para extração de espectros.

5.2.3 Estados de brilho de CP Tuc

As curvas de luz nas bandas R_c e I_c de Ramsay et al. (1999) (ver sua Figura 1) são consistentes com nossos resultados (ver Figuras 5.1 e 5.2). As observações em raios X descritas na Seção 5.2.2 foram feitas 23 dias antes das observações de Ramsay et

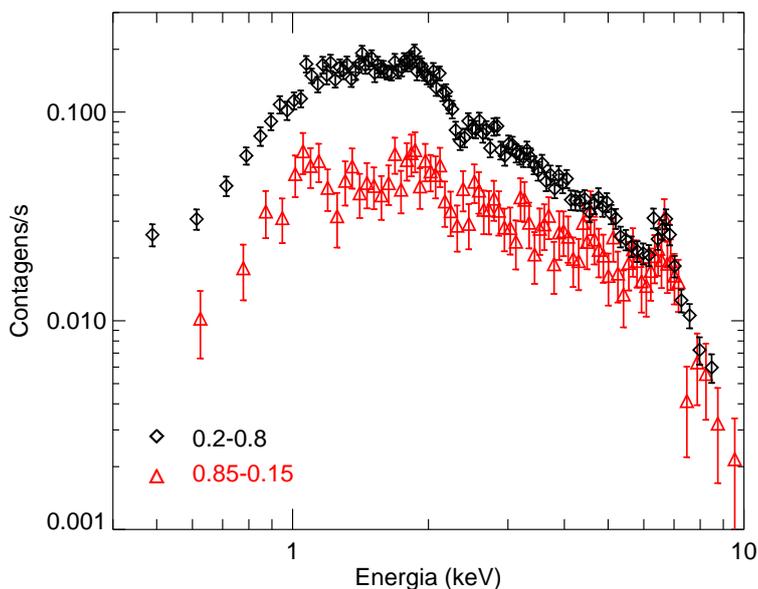


Figura 5.3 - Espectros resolvidos em fase de CP Tuc obtidos a partir de dados coletados pelo satélite *ASCA*. Em preto: espectro extraído no intervalo de fase orbital 0,2-0,8. Em vermelho: espectro extraído no intervalo 0,85-0,15.

al. (1999), e são ambas do mesmo estado de alto brilho.

De acordo com observações feitas por AAVSO³, o sistema permaneceu em estado de alto brilho até o fim de 2000, entrando em um estado baixo de brilho, com magnitude visual 18-19 mag. De fato, observações em raios X obtidas com o satélite XMM-Newton em 2001 mostram o sistema em estado baixo de brilho (RAMSAY; CROPPER, 2004).

Nós analisamos os dados obtidos pelo XMM-Newton em 2002 e 2005 apresentados na Tabela 5.2.3. Para a extração dos espectros a partir dos arquivos de eventos disponível no site *heasarc*, nós utilizando o pacote de rotinas SAS⁴.

Construímos curvas de luz com os dados obtidos pelo *ASCA*, descritos na seção anterior, e com dados do XMM-Newton. Essas curvas são apresentadas na Figura 5.4, nelas vemos que a modulação observada nos dados do *ASCA* não é observada pelo XMM-Newton. Com a análise destes dados constatamos que o sistema continuava em estado baixo de brilho.

Obs-ID	data	instrumento	tempo de exposição
0079940101	2002 Nov 19	câmera PN	12.93ks
0081340301	2005 Out 22	câmera PN	8.40ks

³<http://www.aavso.org/>

⁴<http://xmm.esac.esa.int/sas/current/documentation/threads/>

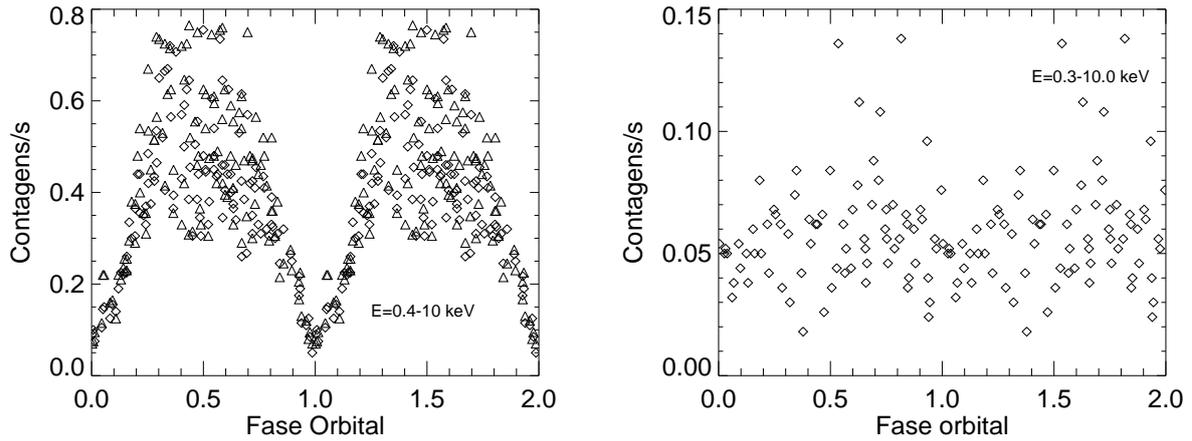


Figura 5.4 - Curvas de luz de CP Tuc obtidas com o satélite camera GIS2 do ASCA (à direita) e com a camera PN do satélite XMM (à esquerda) em 2002.

Dessa forma, é razoável considerar que o sistema se encontra em um estado similar de brilho nas observações ópticas e de raios X, o que valida uma análise simultânea dos dados óptico e de raios X para CP Tuc.

5.3 Resultados da modelagem

Como mostrado na Seção 5.1, existem duas possíveis soluções geométricas para CP Tuc: uma baseada em um modelo de absorção (MISAKI *et al.*, 1996) e outra em um modelo com auto-eclipse (RAMSAY *et al.*, 2000). CYCLOPS é um código que pode lidar com as duas situações, conforme mostrado no Capítulo 3, e nós o utilizamos para identificar qual a configuração de CP Tuc. Em um estudo preliminar, nós realizamos o ajuste dos dados polarimétricos e encontramos soluções para CP Tuc de acordo com as duas situações propostas (RODRIGUES *et al.*, 2011). Nós chamamos essas soluções de Abs1 e SE, e os parâmetros são reproduzidos na Tabela 5.3.

- **Abs1:** apresenta uma região no hemisfério norte sempre visível, onde a absorção ocorre em torno da fase 0, consistente com a geometria proposta por Misaki *et al.* (1996);
- **SE1:** apresenta uma região no hemisfério sul, completamente visível apenas por aproximadamente metade do período orbital, consistente com o proposto por Ramsay *et al.* (1999).

Os parâmetros fornecidos pela modelagem no óptico são apresentados na Tabela 5.2. Utilizando apenas dados do óptico ambos os cenários fornecem bons ajustes para as curvas de luz e polarização do sistema.

Tabela 5.2 - Parâmetros dos modelos para CP Tuc

Parâmetros	Modelo absorção	Modelo auto-eclipse
i , grau	29,5	22
β , grau	23,8	41,6
Δ_{long} , grau	18,1	12,7
Δ_R	0,32	0,52
h , R_1	0,10	0,22
B_{pole} , MG	6	6,1
B_{lat} , grau	85	35
B_{long} , grau	41	336
T_{max} , keV	66	102
N_{max} , cm^{-3} (log)	15,7	15

Fonte: Adaptada de Rodrigues et al. (2011)

Neste trabalho nós incluímos as curvas de luz das bandas B e V de Ramsay et al. (2000) e dados de raios X de Misaki et al. (1996). Os dados de raios X são incluídos no ajuste na forma de dois espectros apresentado na Seção 5.2.2. A região em torno de 6 – 7 keV, onde se localizam as linhas de ferro, não foi considerada.

Como não pretendíamos fazer o ajuste do valor absoluto do fluxo, não utilizamos a distância de CP Tuc como parâmetro de entrada (eq. 2.19). Ao invés disso, utilizamos a normalização f_{cyc} , obtida a partir das curvas de luz no óptico (eq. 3.8), o que garantiu o ajuste da SED do óptico também.

Os parâmetros livres do CYCLOPS são discutidos no Capítulo 3. Nós usamos N_{col}^{ISM} igual a $1,65 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$, valor obtido no site da Heasarc⁵ para a linha de visada de CP Tuc. Porém, devido à baixa sensibilidade do ASCA em raios X moles, onde a absorção do MI é mais importante, não foi possível determinar N_{col}^{ISM} , pois independente do valor que utilizamos, não houve alteração no espectro modelado.

Nós adotamos add igual a 10^3 e apenas uma frequência para representar cada banda do óptico durante a busca: $B=6,18 \times 10^{14}$ Hz, $V=5,45 \times 10^{14}$ Hz, $R_c=4,49 \times 10^{14}$ Hz e $I_c=3,8 \times 10^{14}$ Hz. Usar mais de uma frequência para representar uma banda não introduz diferenças importantes. Mesmo assim, os modelos finais que calculamos consideram 6 frequências em cada banda e a transmissão dos filtros utilizados. Para raios X calculamos cerca de 30 a 40 frequências distribuídas no intervalo de 0,4-10 keV.

⁵<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

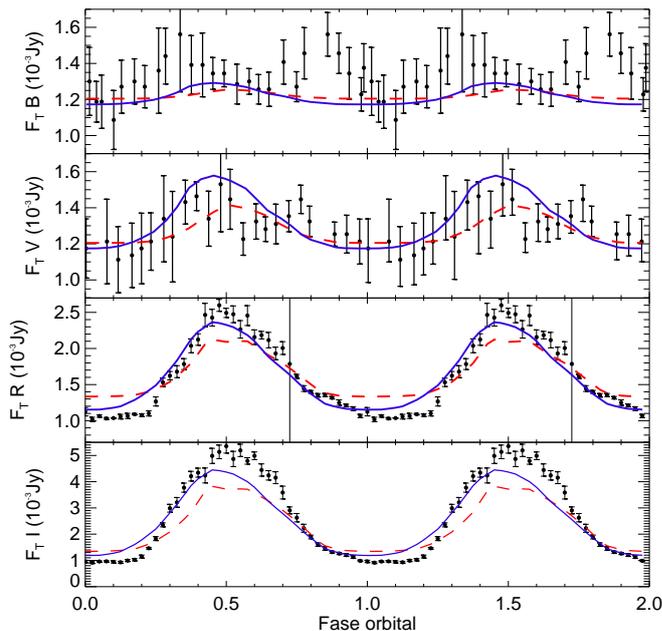


Figura 5.5 - Curvas de luz do óptico de CP Tuc combinadas em 40 intervalos de fase orbital. De cima para baixo, bandas B , V , R_c e I_c . As linhas indicam os modelos Abs2 (vermelho, linha tracejada) e Abs3 (azul, linha sólida).

Foi feita a procura pelos melhores modelos de acordo com duas metodologias: (i) procurando os ao redor dos parâmetros de Abs1 e SE1, encontradas por [Rodrigues et al. \(2011\)](#); (ii) procurando com o PIKAIA em um grande espaço de parâmetros.

Os modelos Abs2 e Abs3 (Figuras 5.5 e 5.6) foram encontrados com a metodologia (i). Soluções similares, mas com χ^2 maior foram encontradas com (ii). Abs1, Abs2 e Abs3 são modelos com geometria de absorção e SE1 é um modelo com auto-eclipse. Os parâmetros destes modelos são apresentados na Tabela 5.3.

O modelo SE1 não reproduz a variação dependente com a fase dos espectros em raios X (Fig. 5.7, linha pontilhada): os fluxos em baixas energias não variam significativamente ao longo do ciclo orbital. Esse resultado concorda com nossa tentativa preliminar de modelar as curvas de luz de raios X de CP Tuc ([SILVA et al., 2011a](#)), onde nós mostramos que o modelo de auto-eclipse que ajusta o óptico não reproduz a dependência em fase das curvas de luz em raios X. Não encontramos modelos utilizando o PIKAIA para o caso de auto-eclipse. Os melhores modelos encontrados são similares a Abs1, e possuem χ^2 menor. Baseado nestes resultados, nós descartamos a possibilidade de auto-eclipse em CP Tuc. Nós discutimos a seguir as soluções Abs2 e Abs3, que possuem praticamente o mesmo χ^2 .

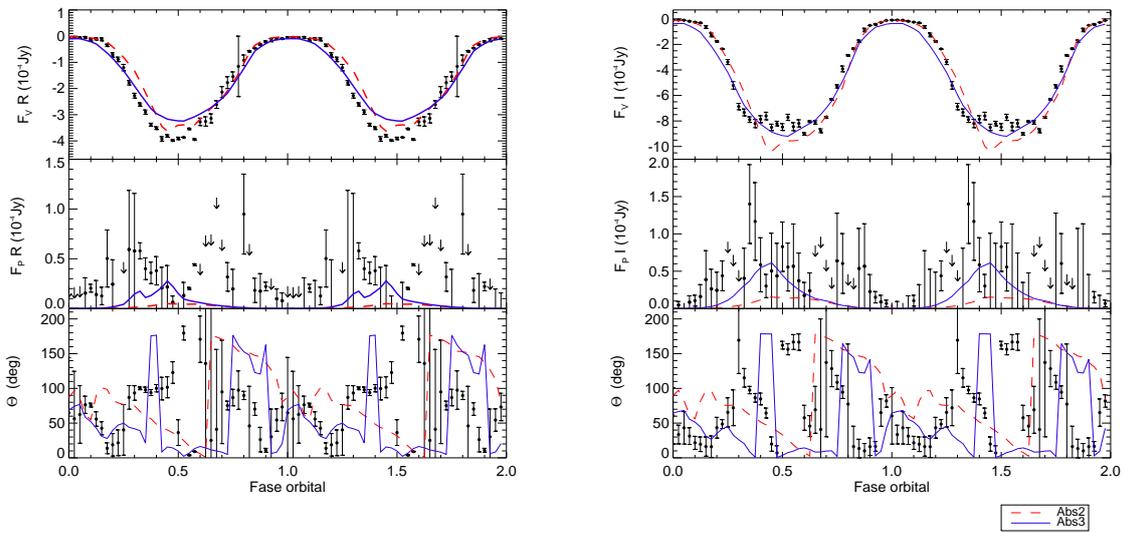


Figura 5.6 - Curvas polarimétricas combinadas em 40 intervalos de fase para bandas R_c (esquerda) e I_c (direita). As linhas indicam os modelos Abs2 (vermelho, linha tracejada) e Abs3 (azul, linha sólida). De cima para baixo, fluxo da polarização circular (F_V), fluxo da polarização linear (F_P) e ângulo da polarização linear (θ).

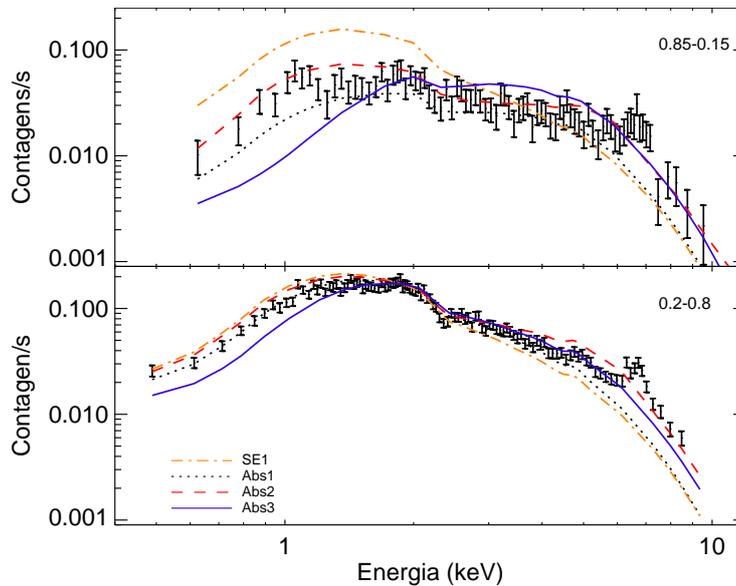


Figura 5.7 - Espectro resolvido em fase de CP Tuc para os intervalos de fase 0,85-0,15 (painel superior) e 0,2-0,8 (painel inferior). As linhas representam os modelos.

Tabela 5.3 - Parâmetros dos modelos de CP Tuc.

Parâmetros	Abs 1	SE 1	Abs 2	Abs 3
i , grau	29	22	17	33
β , grau	24	42	22	36
Δ_{long} , grau	18	13	16	32
Δ_R	0,32	0,52	0,12	0,65
h_{spot} , R_{WD}	0,10	0,22	0,05	0,14
f_l	0,5	0,5	0,5	0,5
B_{pole} , MG	6,0	6,1	6,0	7,6
B_{reg} , MG	4,2-5,8	2,7-5,9	4,1-5,3	3,8-7,4
B_{lat} , grau	85	35	48	40
B_{long} , grau	41	336	63	337
T_{max} , keV	66	102	60	89
T_{pond}^1 , keV	11,0	18,4	10,0	15,0
N_{max} , cm^{-3} (log)	15,7	15,0	16,4	13,8
A^3	0,26	0	0,28	0,99
N_{col}^5	3,9	–	3,0	17,0
δ_{phase}	-0,002	-0,095	0,095	-0,12
χ_{mod}^2 total	0,09	0,22	0,06	0,06
F^{np} (B), mJy	12	11	12	12
F^{np} (V), mJy	10	9	11	9
F^{np} (R_c), mJy	11	11	14	12
F^{np} (I_c), mJy	14	14	17	13

1: T_{pond} , temperatura média ponderada com o quadrado da densidade, ver Seção 5.4 para detalhes.

2: B_{reg} , intervalo do campo magnético da RPC.

3: A , fração da densidade eletrônica máxima possível na região pré-choque.

4: N_{col} , densidade colunar média da região pré-choque (10^{22}cm^{-2}).

5.4 Discussão da modelagem de CP Tuc

Iniciamos a discussão dos modelos de CP Tuc fazendo uma comparação dos nossos resultados com trabalhos anteriores.

A tomografia Zeeman indica $B_{pole} = 19,8$ MG (no caso dipolar), e campo magnético mais frequente na fotosfera da AB de 10 MG (BEUERMANN et al., 2007). Nós encontramos $B_{pole} = 6$ MG e 7,6 MG, para Abs2 e Abs3, respectivamente. Na tabela 5.3, nós também mostramos o intervalo de campos magnéticos da região pós-choque (B_{reg}) para cada modelo, que são menores do que o medido por Beuermann et al. (2007). O modelo Abs3 apresenta o intervalo de 3,8-7,4 MG. Essa diferença é aceitável porque a região emissora deste modelo tem altura de $0,14 R_{WD}$. Nessa altura o campo magnético é cerca de 30% menos intenso do que na superfície da AB. Além disso, existe uma variação intrínseca do campo magnético da fotosfera nas configurações apresentadas por Beuermann et al. (2007).

Misaki et al. (1996) estimam uma temperatura para a região pós-choque de 17 keV. A temperatura máxima encontrada para os modelos Abs2 e Abs3 são 60 e 89 keV, respectivamente. Entretanto, uma comparação adequada com o modelo de apenas uma temperatura de Misaki et al. (1996) é a temperatura média ponderada pela densidade ao quadrado, T_{pond} . T_{pond} é 10 keV para Abs2 e 15 keV para Abs3. Isso significa que embora nós utilizemos T_{max} para definir o perfil de temperatura, as regiões mais quentes não contribuem significativamente para a emissão em raios X.

Considerando que toda a energia gravitacional é convertida em raios X na RPC, e usando a relação massa-raio da AB conforme apresentada por Nauenberg (1972), pode-se estimar o limite inferior da massa da AB para CP Tuc. Nós encontramos 0,38 e 0,47 M_{\odot} para Abs2 e Abs3, respectivamente. Da relação entre período orbital e massa da secundária fornecida por Knigge et al. (2011), a massa da secundária de CP Tuc é de aproximadamente 0,08 M_{\odot} . Isso resulta em uma razão de massa de 0,21 para Abs2 e 0,17 para Abs3.

Existe uma restrição observacional que pode nos ajudar a distinguir entre os modelos Abs2 e Abs3: a espectroscopia óptica (THOMAS; REINSCH, 1996).

A velocidade radial da componente larga das linhas de emissão do óptico mostra um comportamento senoidal com máximo desvio para o vermelho na fase 0,9. A Figura 5.8 mostra a configuração do sistema para os modelos Abs2 e Abs3 nas fases 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 e 0,9. A linha curvada vermelha que emerge do centro da região

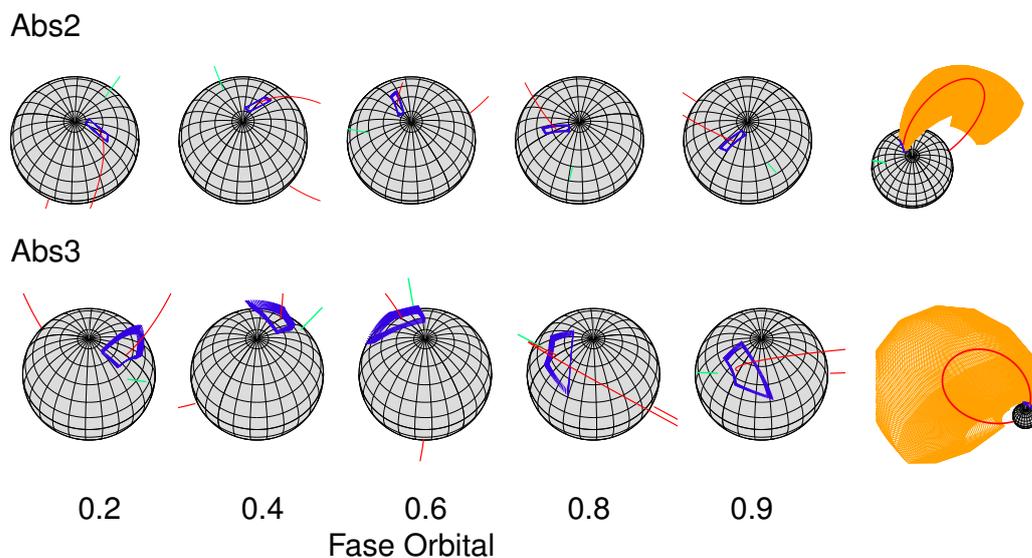


Figura 5.8 - Geometria de CP Tuc para os modelos Abs2 (acima) e Abs3 (abaixo) em cinco fases orbitais: 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 e 0,9. Em azul temos a RPC, a linha curvada em vermelho partindo da RPC é uma linha de campo e a linha verde é o eixo magnético. À esquerda, duas imagens representando a coluna de acréscimo em laranja, Abs2 na fase 0,6 e Abs3 na fase 0,4.

emissora é uma linha de campo magnético. À direita da figura, temos um painel extra que mostra a coluna de acréscimo para melhor visualização da geometria do campo magnético nos dois caso. A linha de campo vermelha é uma referência para identificar a direção do material da coluna. A configuração do sistema no modelo Abs3 concorda com a espectroscopia: na fase 0,9 a região é vista de cima, com o material afastando-se do observador, gerando o máximo de desvio para o vermelho; na fase 0,4 a região aponta na direção oposta ao observado e temos o máximo desvio para o azul. No modelo Abs2, a linha de campo magnético aponta para o observador em torno da fase 0,2 (máximo desvio para o vermelho) e na direção oposta em torno da fase 0,8 (máximo desvio para o azul), em discordância com a espectroscopia.

Apesar da melhor concordância de Abs3 com a espectroscopia, nós devemos considerar esse resultado com cuidado, já que é qualitativo. Os modelos não levam em conta alguns efeitos que poderiam melhorar o ajuste de dados.

O modelo Abs2 apresenta o melhor ajuste dos espectros de raios X (ver a Figura 5.7, linha vermelha tracejada) e um bom ajuste dos dados do óptico (ver as Figuras 5.5

e 5.6, linha vermelha tracejada): sua polarização linear e o fluxo ciclotrônico é menor do que o observado. Um melhor ajuste do óptico com Abs2 poderia ser conseguido se incluíssemos uma componente de variação elipsoidal. Essa componente tem a cor e fase corretas. Essa emissão adicional não foi levada em conta em nossa modelagem.

O modelo Abs3 (linha azul sólida nas Figuras 5.5, 5.6 e 5.7) apresenta o melhor ajuste dos dados ópticos, com polarização linear e modulação do fluxo consistentes com o observado. O modelo também apresenta um bom ajuste do espectro em raios X duros, porém superestima a absorção em raios X moles. O excesso de absorção pode ser devido às aproximações adotadas para representar o material na região pré-choque: frio, homogêneo e com abundância solar. Um absorvedor com temperatura maior que 10000K com abundância menor poderia fornecer uma absorção menor. Uma diminuição da densidade da região pré-choque conforme a altura também poderia fornecer uma absorção total inferior (vide Figura 2.8).

Devemos lembrar ainda que o CYCLOPS inclui apenas a emissão contínua de *bremsstrahlung* na região de raios X, que é o processo dominante. Entretanto, outros processos também contribuem em altas energias como o espalhamento Compton dentro da região pós-choque (SULEIMANOV et al., 2008), o aquecimento da fotosfera da AB e as linhas de emissão.

Levando em consideração todas essas limitações, pequenas diferenças entre os dados e os modelos são esperadas. Por outro lado, a quantidade de dados e sua qualidade não justifica a inclusão de processos secundários de menor importância na modelagem. Entretanto, nós consideramos que a qualidade dos dados que utilizamos é suficiente para restringir o aspecto geométrico de CP Tuc, que apresenta absorção dependente da fase em raios X.

5.5 Conclusões sobre a modelagem de CP Tuc

Nós escolhemos CP Tuc para explorar as diferenças causadas pelos efeitos de absorção e auto-eclipse nos espectros de polares por que esse sistema apresentava explicações distintas na literatura, e cada uma delas era consistente com uma das situações. Nós modelamos CP Tuc usando dados da literatura, tanto dados ópticos quanto de raios X, assim como novos dados fotopolarimétricos nas bandas R_C e I_C .

Nossa modelagem indica que CP Tuc apresenta apenas uma região onde a modulação no óptico é devida ao *beaming* da radiação, e a modulação em raios X se deve a fotoabsorção pela região pré-choque, em concordância com Misaki et al. (1996). Nós

não pudemos criar um modelo que descrevesse os espectros de raios X utilizando o auto-eclipse.

A intensidade do campo magnético dos melhores modelos que encontramos é consistente com as estimativas feitas com tomografia Zeeman (BEUERMANN et al., 2007). A estrutura de temperatura utilizada por nós tem temperatura média ponderada consistente com a temperatura obtida pelo modelo de apenas uma temperatura de Misaki et al. (1996). Um dos modelos finais tem a fase correta que descreve a curva de velocidades radial da componente larga das linhas de emissão do óptico (THOMAS; REINSCH, 1996).

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, apresentamos uma extensão do código CYCLOPS, que permite o estudo da emissão do contínuo de polares no óptico e em raios X.

A emissão ciclotrônica e o auto-eclipse pela AB já estavam disponíveis em versões anteriores do CYCLOPS. Agora, foram realizadas a inclusão da emissão *bremsstrahlung* da RPC e da fotoabsorção pela região pré-choque. Foi incluído também, o cálculo de espectros em raios X, que levam em consideração a estrutura radial e tangencial de temperaturas da RPC. Embora em raios X a emissão de polares seja tipicamente opticamente fina, a solução de transporte radiativo trata adequadamente também o caso opticamente espesso. A geometria da coluna de acréscimo é definida pelo campo magnético em um espaço tridimensional. Isso resulta em uma representação consistente dos efeitos geométricos devido à ocultação pela AB ou absorção pela região pré-choque. Além disso, as alterações realizadas proporcionam o cálculo de espectros em raios X resolvidos em fase, e permitem o seu ajuste simultaneamente com o ajuste de curvas de luz e polarização do óptico.

Nós simulamos espectros resolvidos em fase para geometrias que apresentam absorção pela região pré-choque ou auto-eclipse pela AB. Os resultados mostram que estes espectros tem assinaturas distintas para os dois casos. Os espectros no caso de absorção apresentam diferentes índices espectrais conforme o ciclo orbital, enquanto para o auto-eclipse as diferenças nesse índice espectral são muito pequenas, mesmo quando consideramos distribuições de temperatura e densidade não homogêneas radial e lateralmente. O caso de auto-eclipse apresenta uma mudança no valor do fluxo por um fator que independe da energia.

Para explorar as diferenças entre auto-eclipse e absorção em raios X de polares, nós utilizamos CP Tuc, uma polar com duas explicações divergentes para a modulação observada em raios X, cada uma consistente com um dos cenários acima. Nós modelamos CP Tuc usando dados do óptico e de raios X da literatura e novos dados ópticos obtidos por nosso grupo que consistem em polarimetria e fotometria nas bandas R_C e I_C .

Nossa modelagem indica que CP Tuc tem apenas uma região emissora, com inclinação orbital do sistema e β em torno de 30° , localizada a altas latitudes na superfície da AB. Assim a região emissora estaria sempre visível ao longo do ciclo orbital. A modulação no óptico é gerada pelo *beaming* da emissão ciclotrônica e a modulação em raios X é gerada por fotoabsorção, em acordo com o trabalho apresentado por

Misaki et al. (1996). Nós não encontramos um modelo que descrevesse o espectro de raios X usando o cenário de auto-eclipse, como era proposto por Ramsay et al. (1999).

A intensidade do campo magnético dos nossos melhores modelos, com B_{reg} variando de 4 - 7MG, é consistente com as estimativas prévias de B na fotosfera da AB usando tomografia Zeeman (BEUERMANN et al., 2007). A estrutura de temperaturas usada está de acordo com o modelo de temperatura única em raios X de Misaki et al. (1996). O modelo Abs3 tem a fase correta para explicar o comportamento da componente larga da curva de velocidade radial das linhas de emissão no óptico (THOMAS; REINSCH, 1996).

Esta tese consistiu no aprimoramento do código CYCLOPS, uma ferramenta importante para o estudo de polares. Modelos com geometrias genéricas e o ajuste de dados da polar CP Tuc permitiram testar as modificações realizadas e confirmar a importância de uma análise multiespectral de polares. Como principal resultado distinguimos, a partir do ajuste simultâneo de dados do óptico e raios X, entre os dois cenários concorrentes para explicar a modulação observada em CP Tuc, já que apenas o caso de absorção apresenta modulação dependente da fase orbital relevante.

6.1 Perspectivas

Para avançar no estudo de polares devemos continuar o aprimoramento do código CYCLOPS. Destacamos três pontos importantes a serem explorados no código: a inclusão da estrutura de choque baseada nas equações radiativas hidrodinâmicas, que permitem estimar a massa da AB e a taxa de acréscimo; a inclusão das linhas de emissão e de processos de emissão de segunda ordem em raios X; realizar o ajuste de espectros da emissão ciclotrônica que permite a análise de dados espectropolarimétricos.

O CYCLOPS está pronto para novas aplicações. Nosso objetivo agora é partir da análise de objetos individuais para subconjuntos de objetos dentro da classe de polares com características observacionais similares. O estudo de uma polar permite explorar cenários particulares determinados pela configuração geométrica específica de cada fonte, como a existência de uma ou duas regiões emissoras, a ocorrência de auto-eclipses, a ocorrência de absorção por diversas partes da coluna de acréscimo e a distribuição de temperaturas e densidades não homogêneas ao longo da região de acréscimo. Identificando as diferenças devido à configuração geométrica, podemos distinguir as propriedades intrínsecas das propriedades físicas comuns a todas as

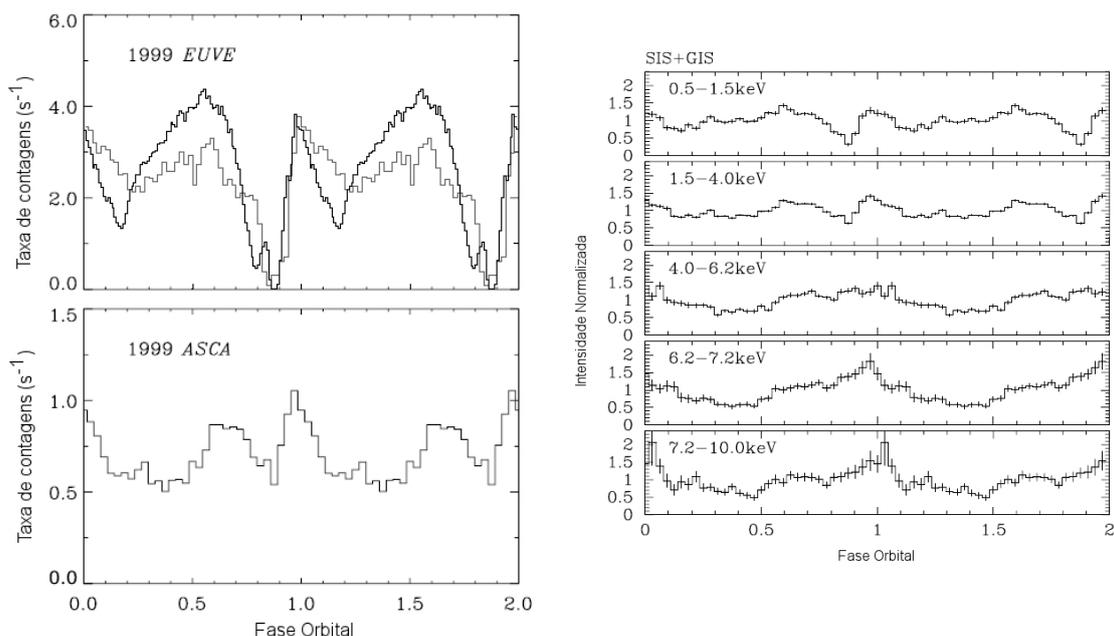


Figura 6.1 - Curva de luz em EUV e raios X de V834 Cen. O painel apresenta observações obtidas com o observatório EUVE, em duas épocas: 1993 (linha preta) e 1999 (linha acinzentada). A curva de luz de 1993 foi escalonada e plotada em conjunto com a curva de luz de 1999 e vice-versa. Segundo painel: curva de luz obtida com ASCA, instrumentos GIS e SIS somados no intervalo de 0,15-10 keV.

Fonte: Adaptada de [Mauche \(2002\)](#) e [Ishida e Fujimoto \(1999\)](#)

polares, como qual é o comportamento do plasma em campos magnéticos intensos, qual é a configuração do campo magnético, como ocorre o resfriamento por emissão de radiação, entre outros.

Um exemplo de futura aplicação é mostrado a seguir. V834 Cen é uma polar bem conhecida. O CYCLOPS já foi utilizado para ajustar dados ópticos e no infravermelho ([BAILEY et al., 1983](#)) dessa polar por [Costa e Rodrigues \(2009\)](#). [Mauche \(2002\)](#) e [Ishida e Fujimoto \(1999\)](#) realizaram observações conjuntas no extremo ultravioleta (EUV) e em raios X, conforme apresentado na Figura 6.1. A Figura 6.2 mostra a curva de luz em raios X correspondente aos parâmetros apresentados na modelagem por [Costa e Rodrigues \(2009\)](#). Podemos ver que o modelo CYCLOPS obtido através da modelagem apenas de dados do óptico reproduz o *dip* em 0,88 e apresenta um segundo *dip*, deslocado em cerca de 0,15 em fase do observado. Isso sugere que uma modelagem simultânea do óptico e raios X poderia fornecer um modelo que explicasse a modulação observada em EUV e raios X.

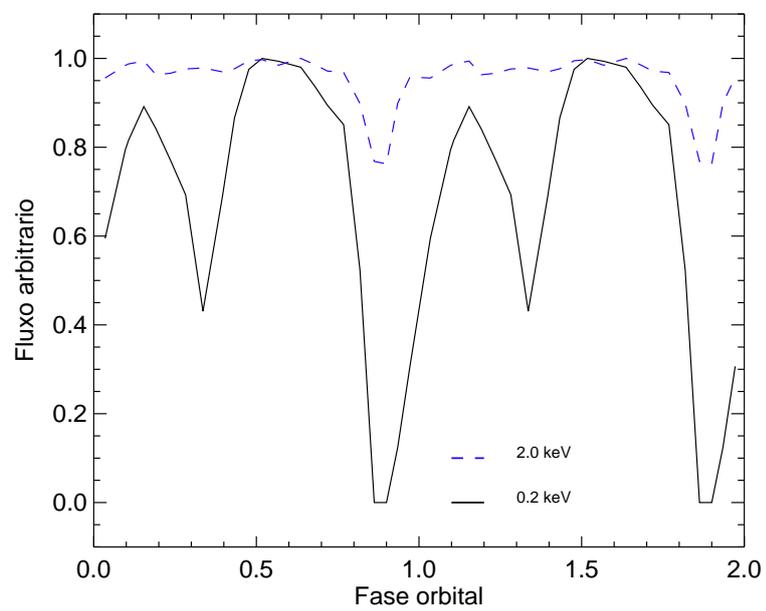


Figura 6.2 - Curva de luz em raios X de V834 Cen a partir do modelo de Costa e Rodrigues (2009), considerando fotoabsorção e emissão *bremstrahlung* para 0,2 e 2 keV.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AIZU, K. X-Ray emission region of a white dwarf with accretion. **Progress of Theoretical Physics**, v. 49, p. 1184–1194, abr. 1973. [9](#), [10](#), [21](#)
- ALLAN, A.; HELLIER, C.; BEARDMORE, A. ASCA X-ray observations of EX Hya - Spin-resolved spectroscopy. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 295, p. 167, mar. 1998. [14](#)
- ARNAUD, K. A. XSPEC: the first ten years. In: Jacoby, G. H.; Barnes, J. (Ed.). **Astronomical Data Analysis Software and Systems V**. [S.l.: s.n.], 1996. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 101), p. 17. [21](#)
- BAILEY, J.; AXON, D. J.; HOUGH, J. H.; WATTS, D. J.; GILES, A. B.; GREENHILL, J. G. The AM Herculis-type binary E1405-451. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 205, p. 1P–7P, out. 1983. [63](#)
- BALUCINSKA-CHURCH, M.; MCCAMMON, D. Photoelectric absorption cross sections with variable abundances. **Apj**, v. 400, p. 699–+, dez. 1992. [20](#)
- BEUERMAN, K.; EUCHNER, F.; REINSCH, K.; JORDAN, S.; GÄNSICKE, B. T. Zeeman tomography of magnetic white dwarfs. IV. The complex field structure of the polars EF Eridani, BL Hydri and CP Tucanae. **Astronomy and Astrophysics**, v. 463, p. 647–655, fev. 2007. [46](#), [56](#), [59](#), [62](#)
- BUCKLEY, D. A. H.; FERRARIO, L.; WICKRAMASINGHE, D. T.; BAILEY, J. A. Polarimetry of the eclipsing polar RX J0929.1-2404. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 295, p. 899–906, abr. 1998. [22](#)
- CASH, J. L. **Modeling the accretion stream in polars**. Tese (Doutorado) — AA(UNIVERSITY OF WYOMING), 2002. [26](#)
- CHANMUGAM, G. Magnetic fields of degenerate stars. **Annual review of astronomy and astrophysics**, v. 30, p. 143–184, 1992. [45](#)
- CHARBONNEAU, P. Genetic Algorithms in Astronomy and Astrophysics. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 101, p. 309–+, dez. 1995. [29](#)
- COSTA, J. E. R.; RODRIGUES, C. V. Stokes imaging of AM Her systems using 3D inhomogeneous models - I. Description of the code and an application to V834 Cen. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 398, p. 240–248, set. 2009. [xiv](#), [3](#), [18](#), [25](#), [28](#), [29](#), [33](#), [63](#), [64](#)

CROPPER, M. The Polars. **Space Science Reviews**, v. 54, p. 195–295, dez. 1990. 5, 8, 10, 11

CROPPER, M.; RAMSAY, G.; WU, K. White dwarf masses in magnetic cataclysmic variables - Multi-temperature FITS to GINGA data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 293, p. 222–+, jan. 1998. 22

CROPPER, M.; WU, K.; RAMSAY, G. The emission from post-shock flows in mCVs. **New Astronomy Reviews**, v. 44, p. 57–62, abr. 2000. 14, 21

CROPPER, M.; WU, K.; RAMSAY, G.; KOCABIYIK, A. Effects of gravity on the structure of post-shock accretion flows in magnetic cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 306, p. 684–690, jul. 1999. 27

DERE, K. P.; LANDI, E.; MASON, H. E.; FOSSI, B. C. M.; YOUNG, P. R. CHIANTI - an atomic database for emission lines. **Astronomy and Astrophysics Supplement**, v. 125, p. 149–173, out. 1997. 21

DONE, C.; MAGDZIARZ, P. Complex absorption and reflection of a multitemperature cyclotron-bremsstrahlung X-ray cooling shock in BY Cam. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 298, p. 737–746, ago. 1998. 14, 21

DONE, C.; OSBORNE, J. P.; BEARDMORE, A. P. The EF ERI GINGA data and physical models for the X-ray spectra of AM Herculis systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 276, p. 483–494, set. 1995. 21

EZUKA, H.; ISHIDA, M. Iron line diagnostics of the postshock hot plasma in magnetic cataclysmic variables observed with ASCA. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 120, p. 277–298, fev. 1999. 14, 20, 21, 22

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. J. **Accretion power in astrophysics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 294 p. 5, 6, 7

GRONENSCHILD, E. H. B. M.; MEWE, R. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. III - Abundance effects on continuum emission. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 32, p. 283–305, maio 1978. 17

HEERLEIN, C.; HORNE, K.; SCHWOPE, A. D. Modelling of the magnetic accretion flow in HU Aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 304, p. 145–154, mar. 1999. 14

HOWELL, S. B.; CIARDI, D. R.; SIRK, M. M.; SCHWOPE, A. D. Simultaneous extreme-ultraviolet and infrared observations of the eclipsing polar HU Aquarii. **The Astronomical Journal**, v. 123, p. 420–429, jan. 2002. 13

IMAMURA, J. N. Comparison of the X-ray observations of the AM Herculis objects to theory. **Astrophysical Journal**, v. 285, p. 223–231, out. 1984. 3

ISHIDA, M.; FUJIMOTO, R. ASCA observation of the polar V834 Cen: detection of resonance scattering ? **Astronomische Nachrichten**, v. 320, p. 352, 1999. 63

ISHIDA, M.; SILBER, A.; BRADT, H. V.; REMILLARD, R. A.; MAKISHIMA, K.; OHASHI, T. GINGA observation of an AM Herculis type source H0538 + 608. **Astrophysical Journal**, v. 367, p. 270–277, jan. 1991. 20

KAASTRA, J. S.; MEWE, R.; NIEUWENHUIJZEN, H. SPEX: a new code for spectral analysis of X and UV spectra. In: K. Yamashita & T. Watanabe (Ed.). **UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas**. [S.l.: s.n.], 1996. p. 411–414. 17

KAROVSKA, M. Resolving Components of the Mira AB Interacting Binary System. In: Wilson, A. (Ed.). **The X-ray Universe 2005**. [S.l.: s.n.], 2006. (ESA Special Publication, v. 604), p. 183. 2

KASHYAP, V.; DRAKE, J. J. PINTofALE : Package for the interactive analysis of line emission. **Bulletin of the Astronomical Society of India**, v. 28, p. 475–476, jun. 2000. 30, 35

KIDGER, M. R. Dust production and coma morphology of 67P/Churyumov-Gerasimenko during the 2002-2003 apparition. **Astronomy and Astrophysics**, v. 408, p. 767–774, set. 2003. 48

KING, A. R.; LASOTA, J. P. Accretion on to highly magnetized white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 188, p. 653–668, set. 1979. 2, 6

KING, A. R.; SHAVIV, G. The hard X-ray light-curves of accreting magnetized white dwarfs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 211, p. 883–893, dez. 1984. 13

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

KRZEMINSKI, W.; SERKOWSKI, K. Extremely high circular polarization of an Ursae Majoris. **Astrophysical Journal Letters**, v. 216, p. L45–L48, ago. 1977. 2

KYLAFIS, N. D.; LAMB, D. Q. X-ray and UV radiation from accreting nonmagnetic degenerate dwarfs. II. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 48, p. 239–272, mar. 1982. 10

LAMB, D. Q.; MASTERS, A. R. X and UV radiation from accreting magnetic degenerate dwarfs. **Astrophysical Journal Letters**, v. 234, p. L117–L122, dez. 1979. 2, 6

LANDI, E.; LANDINI, M. Simultaneous temperature and density diagnostics of optically thin plasmas. **Astronomy and Astrophysics**, v. 327, p. 1230–1241, nov. 1997. 21

MAGALHÃES, A. M.; BENEDETTI, E.; ROLAND, E. H. A photoelectric polarimeter with tilt-Scanning capability. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 96, p. 383, maio 1984. 47

MAGALHÃES, A. M.; RODRIGUES, C. V.; MARGONINER, V. E.; PEREYRA, A.; HEATHCOTE, S. High precision CCD imaging polarimetry. In: ROBERGE, W. G.; WHITTET, D. C. B. (Ed.). **Polarimetry of the Interstellar Medium**. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 1996. v. 97, p. 118–+. 47

MAUCHE, C. W. Extreme ultraviolet explorer phase-resolved spectroscopy of V834 Centauri. **The astrophysical journal**, v. 578, p. 439–449, out. 2002. 63

MEGGITT, S. M. A.; WICKRAMASINGHE, D. T. The polarization properties of magnetic accretion columns. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 198, p. 71–82, jan. 1982. 25

MEWE, R.; GRONENSCHILD, E. H. B. M.; OORD, G. H. J. van den. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. V. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 62, p. 197–254, nov. 1985. 17

MEWE, R.; LEMEN, J. R.; OORD, G. H. J. van den. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI - Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, v. 65, p. 511–536, set. 1986. 17

MISAKI, K.; KAMATA, Y.; TERASHIMA, Y.; ISOBE, K.; KUNIEDA, H.; TAWARA, Y.; TSURU, T.; MAEDA, Y.; SAKANO, M.; AKIYAMA, M.;

- SOGAWA, H.; ISHIDA, M.; FUJIMOTO, R. AX J2315-592. **IAUcirc**, v. 6260, p. 1–+, nov. 1995. 45
- MISAKI, K.; TERASHIMA, Y.; KAMATA, Y.; ISHIDA, M.; KUNIEDA, H.; TAWARA, Y. The new AM Herculis–Type object AX J2315-592 discovered with ASCA. **Astrophysical Journal Letters**, v. 470, p. L53+, out. 1996. 45, 46, 47, 49, 51, 52, 56, 58, 59, 62
- MORRISON, R.; MCCAMMON, D. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV. **Astrophysical Journal**, v. 270, p. 119–122, jul. 1983. 19
- MUKAI, K. X-ray spectroscopy of cataclysmic variables. **Advances in Space Research**, v. 32, p. 2067–2076, 2003. 10
- _____. The X-ray Emission of Magnetic Cataclysmic Variables. In: Ness, J.-U.; Ehle, M. (Ed.). **The X-ray Universe 2011**. [S.l.: s.n.], 2011. p. 11. 14
- NAUENBERG, M. Analytic approximations to the mass-radius relation and energy of zero-temperature stars. **Astrophysical Journal**, v. 175, p. 417, jul. 1972. 56
- NORTON, A. J.; WYNN, G. A.; SOMERSCALES, R. V. The Spin Periods and Magnetic Moments of White Dwarfs in Magnetic Cataclysmic Variables. **Astrophysical Journal**, v. 614, p. 349–357, out. 2004. 7, 8
- PACHOLCZYK, A. G. **Radio galaxies: radiation transfer, dynamics, stability and evolution of a synchrotron plasmon**. Oxford: Pergamon Press, 1997. 293 p. 17
- PACHOLCZYK, A. G.; SWIHART, T. L. Polarization of radio sources. VI - an oscillatory behavior of the intensity in a general solution of the radiation transfer problem in a plasma. **The Astronomical Journal**, v. 196, p. 125–127, fev. 1975. 25, 28
- PEREYRA, A. **Dust and magnetic field in dense regions of the interstellar medium**. Tese (Doutorado) — Depto.de Astronomia, Instituto Astronômico e Geofísico (USP), 2000. 47
- POTTER, S. B.; HAKALA, P. J.; CROPPER, M. ‘Stokes imaging’ of the accretion region in magnetic cataclysmic variables - I. Conception and realization. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 297, p. 1261–1268, jul. 1998. 22

PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing.** [S.l.: s.n.], 1992. 29, 32

RAMSAY, G.; CROPPER, M. The energy balance of polars revisited. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 347, p. 497–507, jan. 2004. 50

RAMSAY, G.; POTTER, S.; CROPPER, M.; BUCKLEY, D. A. H.; HARROP-ALLIN, M. K. Simultaneous optical polarimetry and X-ray data of the near-synchronous polar RX J2115-5840. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 316, p. 225–233, ago. 2000. 22, 23, 51, 52

RAMSAY, G.; POTTER, S. B.; BUCKLEY, D. A. H.; WHEATLEY, P. J. Simultaneous optical polarimetry and X-ray observations of the magnetic CV CP TUC (AX J2315-592). **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 306, p. 809–814, jul. 1999. 46, 47, 48, 49, 50, 51, 62

RAYMOND, J. C. X-ray emission spectrum of a hot plasma. Commentary on: Mewe R., Gronenschild E. H. B. M., and van den Oord G. H. J., 1985, AAS, 62, 197. **Astronomy and Astrophysics**, v. 500, p. 311–312, jun. 2009. 17

RAYMOND, J. C.; SMITH, B. W. Soft X-ray spectrum of a hot plasma. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 35, p. 419–439, dez. 1977. 21

RODRIGUES, C. V.; CIESLINSKI, D.; STEINER, J. E. Polarimetry and spectroscopy of the polar RX J1141.3-6410. **Astronomy and Astrophysics**, v. 335, p. 979–984, jul. 1998. 47

RODRIGUES, C. V.; COSTA, J. E. R.; SILVA, K. M. G.; SOUZA, C. A. de; CIESLINSKI, D.; HICKEL, G. R. Cyclotron Modeling of the Polar CP Tuc. **ArXiv e-prints**, jan. 2011. 45, 51, 52, 53

ROTHSCHILD, R. E.; GRUBER, D. E.; KNIGHT, F. K.; MATTESON, J. L.; NOLAN, P. L.; SWANK, J. H.; HOLT, S. S.; SERLEMITSOS, P. J.; MASON, K. O.; TUOHY, I. R. The X-ray spectrum of AM Herculis from 0.1 to 150 keV. **Astrophysical Journal**, v. 250, p. 723–732, nov. 1981. 3

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics.** [S.l.: s.n.], 1979. 17

SAXTON, C. J.; WU, K.; CANALLE, J. B. G.; CROPPER, M.; RAMSAY, G. X-ray emissions from two-temperature accretion flows within a dipole magnetic

funnel. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 379, p. 779–790, ago. 2007. [10](#), [27](#)

SCHWOPE, A.; HAMBARYAN, V.; STAUDE, A.; SCHWARZ, R.; KANBACH, G.; STEINLE, H.; SCHREY, F.; MARSH, T.; DHILLON, V.; OSBORNE, J.; WHEATLEY, P.; POTTER, S. REVIEW: Multiwavelength Observations of eclipsing polars. In: S. Vrielmann & M. Cropper (Ed.). **IAU Colloq. 190: Magnetic Cataclysmic Variables**. [S.l.: s.n.], 2004. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 315), p. 92–+. [3](#)

SCHWOPE, A. D.; MANTEL, K.-H.; HORNE, K. Phase-resolved high-resolution spectrophotometry of the eclipsing polar HU Aquarii. **Astronomy and Astrophysics**, v. 319, p. 894–908, mar. 1997. [13](#)

SCHWOPE, A. D.; SCHWARZ, R.; SIRK, M.; HOWELL, S. B. The soft X-ray eclipses of HU Aqr. **Astronomy and Astrophysics**, v. 375, p. 419–433, ago. 2001. [13](#)

SHU, F. H. **Physics of Astrophysics, Vol. I**. [S.l.]: University Science Books, 1991. [15](#)

SILVA, K. M. G. “**Polarimetria óptica e modelagem da polar FL Ceti**”. 90 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009. [18](#)

SILVA, K. M. G.; RODRIGUES, C. V.; COSTA, J. E. R. CYCLOPS-X: Simultaneous optical and X-ray modeling of polars. **ArXiv e-prints**, jan. 2011. [45](#), [53](#)

_____. Phase-dependent effects on X-ray spectra of magnetic cataclysmic variables. In: Ness, J.-U.; Ehle, M. (Ed.). **The X-ray Universe 2011**. [S.l.: s.n.], 2011. p. 286. [45](#)

SILVA, K. M. G.; RODRIGUES, C. V.; COSTA, J. E. R.; SOUZA, C. A. de; CIESLINSKI, D.; HICKEL, G. R. Stokes imaging of AM Her systems using 3D inhomogeneous models - II. Modelling X-ray and optical data of CP Tucanae. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, maio 2013. [36](#), [45](#)

SIMMONS, J. F. L.; STEWART, B. G. Point and interval estimation of the true unbiased degree of linear polarization in the presence of low signal-to-noise ratios. **Astronomy and Astrophysics**, v. 142, p. 100–106, jan. 1985. [48](#)

- SIRK, M. M.; HOWELL, S. B. The Three-dimensional structure of extreme-ultraviolet accretion regions in AM Herculis stars: modeling of extreme-ultraviolet photometric and spectroscopic observations. **Astrophysical Journal**, v. 506, p. 824–841, out. 1998. 13
- SMITH, R. K.; BRICKHOUSE, N. S.; RAYMOND, J. C.; LIEDAHL, D. A. First results from APEC: the spectra of collisionally-excited plasmas. In: **Bulletin of the American Astronomical Society**. [S.l.: s.n.], 1999. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 31), p. 735–+. 21
- SULEIMANOV, V.; POUTANEN, J.; FALANGA, M.; WERNER, K. Influence of Compton scattering on the broad-band X-ray spectra of intermediate polars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 491, p. 525–529, nov. 2008. 58
- TAPIA, S.; IN, E. AM Herculis. **International Astronomical Union Circular**, v. 2987, p. 2–+, set. 1976. 2
- TERADA, Y.; ISHIDA, M.; MAKISHIMA, K.; IMANARI, T.; FUJIMOTO, R.; MATSUZAKI, K.; KANEDA, H. X-ray beaming caused by resonance scattering in the accretion column of magnetic cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, p. 112–126, nov. 2001. 20
- THOMAS, H. C.; REINSCH, K. AX J2315-592. **IAUcirc**, v. 6261, p. 1–+, nov. 1995. 45
- THOMAS, H.-C.; REINSCH, K. Optical studies of the newly discovered polar AX J2315-592. **Astronomy and Astrophysics**, v. 315, p. L1–L4, nov. 1996. 45, 46, 56, 59, 62
- TODY, D. The IRAF data reduction and analysis system. In: Crawford, D. L. (Ed.). **Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series**. [S.l.: s.n.], 1986. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, v. 627), p. 733. 47
- _____. IRAF in the Nineties. In: Hanisch, R. J.; Brissenden, R. J. V.; Barnes, J. (Ed.). **Astronomical Data Analysis Software and Systems II**. [S.l.: s.n.], 1993. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 52), p. 173. 47
- TOVMASSIAN, G. H.; GREINER, J.; SZKODY, P.; SCHMIDT, G.; SCHWOPE, A. D.; ZICKGRAF, F.-J.; SERRANO, A.; KRAUTTER, J.; THIERING, I.; ZHARYKOV, S. V. The new long-period AM Her system RX J2157.3+0855. **New Astronomy Reviews**, v. 44, p. 55P, abr. 2000. 13

VAILLANCOURT, J. E. Placing confidence limits on polarization measurements. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 118, p. 1340–1343, set. 2006. 48

WARNER, B. **Cataclysmic variable stars**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 572 p. 5

WARREN, J. K.; SIRK, M. M.; VALLERGA, J. V. Extreme ultraviolet light curves of UZ Fornacis: Evidence for accretion stream absorption and vertical extent of the accretion SPOT. **Astrophysical Journal**, v. 445, p. 909–920, jun. 1995. 13

WATSON, M. G.; KING, A. R.; JONES, M. H.; MOTCH, C. Absorption dips and the properties of the accretion stream in polars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 237, p. 299–310, mar. 1989. 14

WHITE, N. E. An 81 minute modulation of the X-ray flux from 2A 0311-227. **Astrophysical Journal Letters to the Editor**, v. 244, p. L85–L88, mar. 1981. 3

WICKRAMASINGHE, D. T. The magnetic cataclysmic variables. In: COYNE, G. V. (Ed.). **Polarized radiation of circumstellar origin**. Vatican City: Vatican Observatory, 1988. p. 3–44. 19

WICKRAMASINGHE, D. T.; MARTIN, B. The magnetic field of AM Herculis. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 212, p. 353–358, jan. 1985. 2

WICKRAMASINGHE, D. T.; MEGGITT, S. M. A. An analysis of the AM Her-type variables CW 1103+254 and E 1405-451. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 216, p. 857–871, out. 1985. 2

_____. The polarization properties of magnetic accretion columns. III - A grid of uniform temperature and shock front models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 214, p. 605–618, jun. 1985. 25

WIKIPEDIA, THE FREE ENCYCLOPEDIA. **Estrela Mira**. 2013. Disponível em: <<http://en.wikipedia.org/wiki/Mira>>. Acesso em: 11 de marÃ§o de 2013. 1

WOELK, U.; BEUERMAN, K. Stationary radiation hydrodynamics of accreting magnetic white dwarfs. **aap**, v. 306, p. 232–+, fev. 1996. 10

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.