



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-15695-TDI/1469

## POLARIMETRIA ÓPTICA E MODELAGEM DA POLAR FL CETI

Karleyne Medeiros Gomes da Silva

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela  
Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, aprovada em 26 de fevereiro de 2009.

Registro do documento original:

<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2009/02.04.18.04>

INPE  
São José dos Campos  
2009

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: [pubtc@sid.inpe.br](mailto:pubtc@sid.inpe.br)

## **CONSELHO DE EDITORAÇÃO:**

### **Presidente:**

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

### **Membros:**

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

## **BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

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

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

## **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

## **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-15695-TDI/1469

## POLARIMETRIA ÓPTICA E MODELAGEM DA POLAR FL CETI

Karleyne Medeiros Gomes da Silva

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pela  
Dra. Cláudia Vilega Rodrigues, aprovada em 26 de fevereiro de 2009.

Registro do documento original:

<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2009/02.04.18.04>

INPE  
São José dos Campos  
2009

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

S38p Silva, Karleyne Medeiros Gomes da.  
Polarimetria óptica e modelagem da polar FL CETI / Karleyne Medeiros Gomes da Silva. – São José dos Campos : INPE, 2009.  
90p. ; (INPE-15695-TDI/1469)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009.  
Orientadora : Cláudia Vilega Rodrigues.

1. Estrelas binárias. 2. Variáveis cataclísmicas. 3. Polarimetria.  
4. Modelagem. I.Título.

CDU 524.33

---

Copyright © 2009 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita da Editora, com exceção de qualquer material fornecido especificamente no propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2009 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming or otherwise, without written permission from the Publisher, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

**Dr. Francisco José Jablonski**



\_\_\_\_\_  
**Presidente / INPE / SJCampos - SP**

**Dra. Cláudia Vilega Rodrigues**



\_\_\_\_\_  
**Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP**

**Dr. Joaquim Eduardo Rezende Costa**



\_\_\_\_\_  
**Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP**

**Dr. Marcos Perez Dias**



\_\_\_\_\_  
**Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP**

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

**São José dos Campos, 27 de fevereiro de 2009**



*“O universo não é uma idéia minha. A minha idéia do Universo é que é uma idéia minha. A noite não anoitece pelos meus olhos, a minha idéia da noite é que anoitece por meus olhos. Fora de eu pensar e de haver quaisquer pensamentos a noite anoitece concretamente e o fulgor das estrelas existe como se tivesse peso.”*

A. CAEIRO  
em “Ficções do Interlúdio”, 1917.



*Dedico este trabalho aos meus queridos amigos, Janecléia  
e Bruno.*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus e à minha família. Só eles sabem o quanto a conclusão deste trabalho significa e o quanto é maravilhoso chegar até aqui.

Agradeço à Cláudia por partilhar com tanta generosidade seu conhecimento, me orientando em todos os momentos, me cobrando nas horas certas, corrigindo as falhas e me ensinando, animando nos momentos difíceis e as vezes, quando mais nada podia ser feito, torcendo por mim.

Agradeço às minhas colegas Érica, Larissa, Mariana e Carla por me acolherem nesta cidade. Agradeço ao Ricardo pela paciência neste último ano.

Agradeço a todos os colegas da pós-graduação do INPE e aos professores da DAS-INPE.

Agradeço ao Prof. Angel, meu querido amigo e orientador durante a graduação, por continuar sempre presente, me aconselhando, incentivando e principalmente me dando tanto valor.

Agradeço aos funcionários do DAS-INPE e todas as pessoas que ajudaram neste trabalho.

Agradeço à Capes pelo apoio financeiro.



## RESUMO

As variáveis cataclísmicas são sistemas binários de curto período orbital formados por uma estrela anã branca e uma estrela anã vermelha que preenche seu lóbulo de Roche e transfere matéria para a anã branca. Nas polares, uma subclasse desses sistemas, o material transferido acopla-se às linhas do intenso campo magnético da anã branca (cerca de  $10^7$  Gauss na superfície) e forma uma coluna de acréscimo, que por fim sofre um choque próximo à superfície emitindo radiação. Neste trabalho estudamos a polar eclipsante FL Ceti através de dados de polarização obtidos no telescópio de 1,60m do Observatório do Pico dos Dias nas bandas  $R_c$  e  $I_c$ . Encontramos as curvas de luz e as primeiras curvas de polarização para FL Cet em alto estado de brilho. Trabalhos anteriores indicam a existência de duas colunas de acréscimo. Nossos dados polarimétricos mostraram que uma delas é permanentemente visível. Para estimar os parâmetros físicos e geométricos de FL Cet, aplicamos o código *CYCLOPS* (*CYCLotron On Polar Shocks*) que calcula a emissão óptica de polares pelo transporte radiativo de uma região pós-choque não-homogênea. É possível considerar até duas regiões emissoras assimétricas. Com o *CYCLOPS*, não encontramos um bom ajuste do fluxo e polarização circular considerando as propriedades das colunas presentes na literatura. Realizamos uma busca de modelos em intervalos maiores de parâmetros. Nesta situação, o fluxo e a polarização circular do sistema apresentaram bons ajustes quando considerados independentemente, porém o ajuste simultâneo não foi satisfatório. Modificações no *CYCLOPS* e maiores vínculos aos parâmetros geométricos do sistema podem melhorar os ajustes encontrados.



# OPTICAL POLARIMETRY AND MODELLING OF THE POLAR FL CETI

## ABSTRACT

Cataclysmic variables (CV) are binary systems of short orbital period composed by a white dwarf and a red dwarf star that fills its Roche lobe and transfers matter to the white dwarf. In polars, a particular subclass of CVs, matter follows the magnetic field lines of the white dwarf (about  $10^7$  Gauss on the surface) and gives rise an accretion column. Near the surface, a shock is produced. This region is responsible for most emission from polars. This work is a study of the eclipsing polar FL Ceti using flux and polarization data obtained with the 1.60 m telescope of Observatório do Pico dos Dias in the  $R_c$  and  $I_c$  bands. We have obtained light curves and the first polarization curves for FL Ceti in high state of brightness. Earlier studies have pointed out that FL Ceti has two accretion columns. Our data indicate that one of them is always visible. To estimate the physical and geometrical parameters of the emitting regions of FL Ceti, we have used the new code *CYCLOPS* (*CYCLotron On Polar Shocks*). It calculates the optical emission from polars considering the cyclotronic emitting process in inhomogeneous post-shock regions. The code can include one or two regions near the white dwarf surface, which can have different physical properties. With *CYCLOPS*, we could not find a good fit for the flux and circular polarization using the model parameters with values restricted to those found in the literature. We have, therefore, increased the range of parameters. In this situation, the flux and circular polarization of the system could be fitted independently, but the simultaneous fits were not satisfactory. Changes of the scenario and a better constraints on the geometrical parameters of the system can help in finding an adequate model to FL Ceti.



# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b>	<b>23</b>
1.1 - Variáveis cataclísmicas . . . . .	24
1.1.1 - Geometria de Roche . . . . .	25
1.1.2 - Processos de acréscimo e classificação das VCs . . . . .	27
1.2 - Polares . . . . .	29
1.2.1 - A coluna de acréscimo . . . . .	32
1.3 - Emissão ciclotrônica . . . . .	35
1.3.1 - Equação de transporte radiativo da emissão ciclotrônica . . . . .	37
1.4 - Modelos de emissão óptica de polares . . . . .	38
1.5 - FL Ceti . . . . .	41
1.5.1 - Parâmetros do sistema . . . . .	43
1.6 - Justificativa do trabalho e objetivos . . . . .	45
<b>CAPÍTULO 2 - DADOS OBSERVACIONAIS</b>	<b>47</b>
2.1 - Obtenção de dados polarimétricos . . . . .	47
2.2 - Correção das imagens . . . . .	48
2.3 - Fotometria diferencial . . . . .	49
2.3.1 - Fotometria de abertura . . . . .	49
2.3.2 - Calibração fotométrica . . . . .	50
2.3.3 - Resultados da fotometria diferencial . . . . .	51
2.4 - Polarimetria . . . . .	53
2.4.1 - Encontrando a polarização . . . . .	54
2.4.2 - Estrelas padrões polarizadas e não polarizadas . . . . .	56
2.4.3 - Resultados da polarimetria . . . . .	57
2.5 - Preparação dos dados para utilização no modelo . . . . .	61
<b>CAPÍTULO 3 - MODELOS DA EMISSÃO ÓPTICA DE FL CET</b>	<b>63</b>
3.1 - Modelo de transporte radiativo de polares . . . . .	63

3.1.1 - Parâmetros e opções do <i>CYCLOPS</i> . . . . .	65
3.1.2 - Descobrimo um bom modelo . . . . .	66
3.2 - Aplicação para FL Cet . . . . .	67
3.2.1 - Metodologia . . . . .	67
3.2.2 - Ajustes com parâmetros restritos aos intervalos da literatura . . . . .	68
3.2.3 - Ajustes alternativos . . . . .	72
3.3 - Efeitos de propagação em um plasma magnetizado . . . . .	78
<b>CAPÍTULO 4 - CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS</b>	<b>81</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>83</b>

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Equipotenciais de Roche no plano orbital para um sistema com $q=0,25$ , com as duas massas puntiformes em órbitas circulares. . . . .	26
1.2 Formação do disco de acréscimo. . . . .	27
1.3 Representação de variáveis cataclísmicas com disco (a) e sem disco (b). . . . .	29
1.4 Representação de uma polar. . . . .	31
1.5 Ilustração do fluxo de matéria em sistemas com diferentes ângulos entre os eixos de rotação e de campo magnético. De cima para baixo: $B_{lat}=0$ , 45 e 90 °. . . . .	34
1.6 Espectro da emissão ciclotrônica. $\Phi$ é o fluxo em unidades arbitrárias e $z=\omega/\omega_c$ é o número do harmônico. . . . .	36
1.7 Características gerais da emissão ciclotrônica como função do ângulo entre observador e campo magnético. . . . .	37
1.8 Acima, ajuste de curva de luz e curvas de polarização de V834 Cen. Abaixo, geometria da região emissora utilizada para reprodução da emissão em quatro fases do sistema. O ponto negro representa o eixo de rotação da anã branca e o círculo aberto representa o eixo do dipolo magnético. . . . .	40
1.9 Curvas de luz e polarização de FL Cet em baixo estado de brilho para luz branca. . . . .	41
1.10 Detalhes de vários eclipses de FL Cet. . . . .	42

1.11	À esquerda, representação da localização das componentes de FL Cet na fase 0,97 de acordo com o perfil do eclipse observado. À direita, temos estimativas da posição projetada das regiões emissoras de FL Cet obtidas para os vários eclipse de acordo com o intervalo de parâmetros assumido por O'Donoghue <i>et al.</i> (2006), as linhas pontilhadas representam a superfície de anãs brancas com massa no intervalo de 0,5 a 0,7 $M_{\odot}$ . . . . .	44
2.1	Exemplo de imagem obtida do campo estelar de FL Cet com cerca de 5' x 5'. . . . .	49
2.2	Curvas de luz da FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro $R_c$ . . . . .	51
2.3	Curvas de luz da FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro $I_c$ . . . . .	52
2.4	Exemplo de modulações de $X_i$ que fornece os parâmetros de Stokes do objeto. Os dados referem-se a uma de nossas observações da padrão polarizada BD+25727 . . . . .	56
2.5	Curvas de polarização de FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro $R_c$ . . . . .	59
2.6	Curvas de polarização de FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro $I_c$ . . . . .	60
2.7	Curvas médias de FL Cet para o fluxo, polarização circular, polarização linear e ângulo da polarização linear combinadas em 50 fases para todos os dados dos filtros $I_c$ (à esquerda) e $R_c$ (à direita). . . . .	62
3.1	Sistema de referência e representação da geometria usada para construir a região pós-choque do <i>CYCLOPS</i> . . . . .	64
3.2	Reprodução da geometria proposta por O'Donoghue <i>et al.</i> (2006) para FL Cet. Os retângulos azuis são as regiões pós-choque, as linhas brancas são as linhas de campo e em azul temos o eixo do campo magnético. . . .	69

3.3	Melhores ajustes do fluxo e da polarização circular de FL Cet considerando intervalos de parâmetros da literatura para os filtros $I_c$ (à esquerda) e $R_c$ (à direita). . . . .	71
3.4	Melhores ajustes do fluxo e da polarização circular de FL Cet para os filtros $I_c$ (à esquerda) e $R_c$ (à direita). . . . .	75
3.5	Melhores ajustes do fluxo de FL Cet para os filtros $I_c$ (à esquerda) e $R_c$ (à direita). . . . .	76
3.6	Melhores ajustes da polarização circular de FL Cet para os filtros $I_c$ (à esquerda) e $R_c$ (à direita). . . . .	77



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1	Resumo das estimativas de parâmetros de FL Cet encontradas na literatura. 45
2.1	Descrição dos dados de FL Cet. . . . . 47
2.2	Características dos detectores. . . . . 48
2.3	Padrões polarimétricas utilizadas nas missões. . . . . 58
3.1	Parâmetros do <i>CYCLOPS</i> . . . . . 65
3.2	Resumo dos ajustes com parâmetros restritos aos intervalos encontrados na literatura. . . . . 70
3.3	Intervalo de parâmetros do banco de modelos. . . . . 72
3.4	Resumo dos melhores ajustes do banco. . . . . 73



## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

A filosofia aristotélica, desenvolvida na Grécia no século IV a.C., considerava as estrelas como pontos fixos na esfera celeste. Todos os astros celestes seriam constituídos de éter, um material misterioso que não existia na Terra. De acordo com esta filosofia, os astros acima da esfera da Lua eram considerados perfeitos, imutáveis e eternos (e.g. NICOLSON, 1981). As idéias aristotélicas influenciaram todo o desenvolvimento da astronomia no Ocidente. As variações de brilho das estrelas foram ignoradas, cometas foram associados a fenômenos atmosféricos e as estrelas novas, a maus presságios. Somente as civilizações orientais, como chineses e árabes, interessadas no estudo astrológico, arquivaram em seus registros alguns destes eventos.

A estrela Algol ( $\beta$  Persei), por exemplo, tem suas variações de brilho conhecidas desde a Antigüidade por serem perceptíveis a olho nu. Ela foi chamada Algol, do árabe *al Ghul*, que significa o demônio, por seu comportamento “anormal”. Hoje sabemos que as variações de brilho das estrelas são a regra e não a exceção. Estas variações apresentam diferentes escalas de tempo e magnitude, podendo ser periódicas ou irregulares. Uma categoria intrigante é formada por objetos que variam cerca de 10 magnitudes em pouco menos de um dia, desaparecendo depois, lentamente ao longo de meses. Esses objetos eram chamados de *novae stellae*, as estrelas novas. Nada se sabia sobre sua natureza, mas acreditava-se que eram estrelas nascentes. Somente entre 1930 e 1940, com o avanço das teorias de evolução estelar, pôde-se compreender diferenças importantes nestes eventos e as estrelas novas foram separadas em novas clássicas e supernovas, estas últimas associadas ao colapso de estrelas massivas.

O estudo de variações irregulares e, portanto, imprevisíveis requer observações de vastas regiões do céu assiduamente. Neste ponto, astrônomos amadores têm papel fundamental desde o século XIX, quando o uso de placas fotográficas passou a contribuir para a descoberta desses objetos. Exemplos podem ser encontrados na página da *American Association of Variable Star Observers*<sup>1</sup> (AAVSO).

A observação de estrelas variáveis permitiu a construção de um quadro de classifi-

---

<sup>1</sup><http://www.aavso.org/>

cação. Após a identificação das novas como uma classe, foram descobertas outras variáveis eruptivas chamadas novas anãs. A primeira descoberta foi U Geminorum, feita por [Hind \(1856\)](#) e confirmada por [Pogson \(1857\)](#). Novas e novas anãs foram os primeiros objetos a serem chamados de variáveis cataclísmicas (VCs). VCs com estruturas semelhantes, mas com variações não eruptivas também foram posteriormente incluídas nesta categoria.

Neste capítulo, faremos uma introdução às variáveis cataclísmicas e à subclasse das polares. Apresentaremos a emissão ciclôtrica, os principais modelos de emissão de polares e as características da polar FL Cet.

As seções [1.1](#) e [1.2](#) têm como principais referências os livros de [Warner \(1995\)](#) e [Hellier \(2001\)](#).

## 1.1 Variáveis cataclísmicas

Variáveis cataclísmicas são sistemas binários de curto período orbital onde as componentes são tão próximas que existe a transferência de matéria entre elas. Sua principal característica observacional é a grande variabilidade na emissão, que provém principalmente do fluxo de matéria no sistema e que ocorre devido à interação gravitacional das duas estrelas. As duas componentes estelares do sistema são:

- a primária: uma anã branca, o núcleo degenerado de uma estrela de baixa massa que chegou ao fim da seqüência principal. Apresenta temperaturas entre 1 a  $5 \times 10^4$  K, massa média da ordem de  $0,6 M_{\odot}$  e raio típico da ordem do raio terrestre (cerca de 6000 km);
- a secundária: estrela de baixa massa da seqüência principal, de classe espectral entre G, K e M, com massas típicas de décimos da massa solar. É deformada por forças de maré, apresentando a forma de uma gota, e sua rotação é sincronizada com o período orbital.

Por serem sistemas evoluídos, as órbitas de cada estrela se tornaram aproximadamente circulares devido à forças de maré. A separação  $a$  entre o centro de massa das estrelas do sistema pode ser relacionada com o período orbital ( $P_{orb}$ ) pela terceira lei de Kepler:

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

onde  $M_1$  e  $M_2$  são as massas da primária e secundária, respectivamente. Por exemplo, se temos um sistema de duas estrelas com  $M_1 = 0,5M_\odot$ ,  $M_2 = 0,1M_\odot$  e  $P_{orb}$  de 2 horas, a separação, de acordo com a equação 1.1, é de cerca de  $0,42 R_\odot$ .

O intervalo de períodos da maioria das VCs está entre 1,3 e 12 horas, o que implica em pequenas separações. A seguir discutiremos o potencial gravitacional de sistemas binários.

### 1.1.1 Geometria de Roche

O potencial gravitacional de um sistema binário é diferente do potencial de um único corpo: suas equipotenciais a grandes distâncias se comportam como pertencentes a um potencial de um único corpo com a massa reduzida do sistema, mas à medida que se aproximam das estrelas, as equipotenciais são deformadas, algumas delas chegando a se cruzar. Os pontos de força nula, onde um corpo teste pode permanecer em repouso em relação aos dois corpos centrais, são chamados pontos de Lagrange.

Vamos definir um sistema de referência de coordenadas cartesianas que gira junto com o sistema binário, com origem na primária e o eixo  $x$  passando pelo centro das duas estrelas. O potencial resultante  $\Phi(x, y, z)$  para uma partícula teste com velocidade nula, em qualquer ponto, é dado por:

$$\Phi(x, y, z) = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{GM_2}{[(x - a)^2 + y^2 + z^2]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2}w_{orb}^2[(x - \mu a)^2 + y^2], \quad (1.2)$$

que é a soma do potencial gravitacional dos dois corpos e de um potencial fictício devido à força centrífuga, onde  $\mu$  é dado por:

$$\mu = \frac{M_2}{[M_1 + M_2]} = \frac{q}{q + 1} \quad (1.3)$$

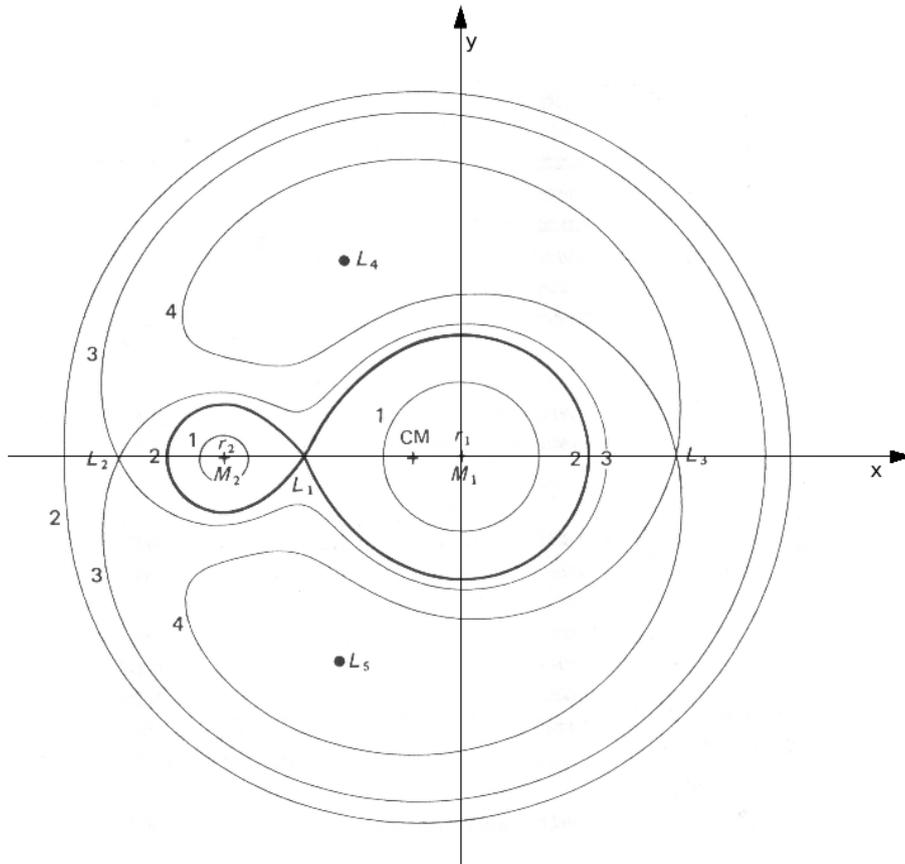
e a frequência angular  $w_{orb}$  é dada por

$$w_{orb} = \frac{2\pi}{P_{orb}}. \quad (1.4)$$

Em várias expressões ao invés de usar as massas, usaremos a razão de massas  $q$ , definida como:

$$q = \frac{M_2}{M_1}. \quad (1.5)$$

As superfícies equipotenciais de Roche são obtidas considerando  $\Phi(x, y, z)$  cons-



**FIGURA 1.1** - Equipotenciais de Roche no plano orbital para um sistema com  $q=0,25$ , com as duas massas puntiformes em órbitas circulares.  
 FONTE: Adaptado de [Iben e Livio \(1993\)](#)

tante. As projeções de algumas delas no plano orbital são mostradas na Figura 1.1. Os lóbulos de Roche são os volumes em torno do centro de massa de cada estrela definidos pela equipotencial que contém o ponto  $L_1$ , o ponto de Lagrange localizado na linha que une as duas estrelas. De acordo com isso, os sistemas podem ser classificados como:

- destacados: as estrelas do sistema são menores que os lóbulos de Roche; não há, portanto, transferência de matéria, a não ser que ela possua energia suficiente para vencer o poço de potencial gravitacional;
- semi-destacado: uma das estrelas preenche o seu lóbulo de Roche, e assim a matéria pode ser transferida pelo ponto  $L_1$  sem gasto de energia;
- binárias em contato: ambas as estrelas preenchem seus lóbulos de Roche, havendo um envelope comum ao redor do núcleo das duas estrelas.

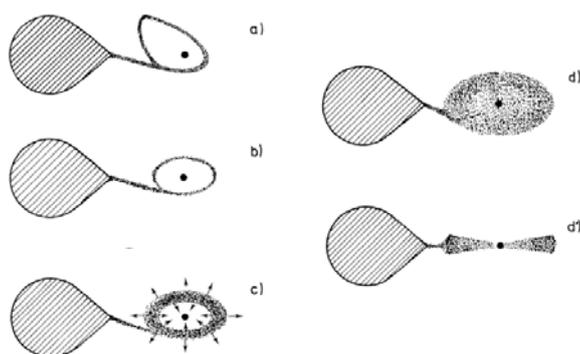
### 1.1.2 Processos de acréscimo e classificação das VCs

VCs são sistemas semi-destacados, ou seja, apenas a secundária preenche o lóbulo de Roche e ocorre perda de matéria pelo ponto  $L_1$  que é usualmente representada por  $\dot{M}_2$ . Como a secundária não é esférica, podemos definir um raio efetivo,  $R_2$ , igual ao raio de um volume igual ao volume do seu lóbulo de Roche. Ele pode ser encontrado a partir da relação:

$$R_2 = \frac{a0.49q^{\frac{2}{3}}}{0.6q^{\frac{2}{3}} + \ln(1 + q^{\frac{1}{3}})}. \quad (1.6)$$

Após cruzar o ponto  $L_1$ , a matéria das camadas externas da secundária tende a cair no poço de potencial da primária. Nas VCs onde a anã branca não possui campo magnético intenso, será formado um disco que conduzirá a matéria até a superfície da primária, onde ela será acrescida.

Para entender como ocorre a formação do disco de acréscimo, vamos supor o início da transferência de matéria estável e constante. Ao cruzar o ponto  $L_1$ , a matéria possui momento angular e sua tendência natural é entrar na órbita de menor energia em torno da primária, ou seja, uma órbita circular no chamado raio de circularização,  $r_{circ}$ , que corresponde à distância com relação à anã branca onde a matéria em movimento kepleriano possui o mesmo momento angular do ponto  $L_1$ . Nesta região



**FIGURA 1.2** - Formação do disco de acréscimo.  
FONTE: Adaptada de [Verbunt \(1982\)](#)

é formado um anel de matéria ao redor da primária (ver Figura 1.2, a e b). O acúmulo de matéria no anel gera viscosidade, fazendo a matéria redistribuir momento angular entre suas partículas, o que faz grande parte dela espiralar lentamente em

direção à anã branca, formando um disco (ver Figura 1.2, c e d).

No disco, as velocidades das partículas são keplerianas, ou seja, a força gravitacional é contrabalanceada pela força centrípeta de modo que:

$$v_{kep} = \sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad (1.7)$$

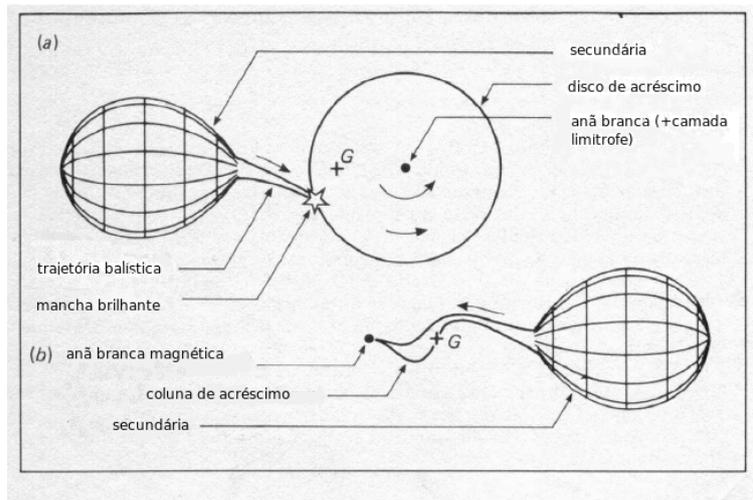
e assim, o atrito entre os anéis mais internos e os anéis mais externos devido à rotação diferencial gera a liberação de energia sob a forma de radiação e a queda da matéria para órbitas de menor energia potencial gravitacional. Em muitas VCs, os discos são responsáveis por boa parte da luminosidade e variabilidade.

Além das estrelas e do disco, outra componente importante, que pode representar uma fração significativa do fluxo de VCs, é a mancha brilhante (*bright spot*), formada onde ocorre a colisão do fluxo de matéria da secundária (*stream*) com o disco. As diferentes componentes de uma VC com disco são representadas na Figura 1.3a.

Entre as regiões internas do disco e a superfície da anã branca existe ainda uma região de transição chamada camada limítrofe (*boundary layer*), cuja temperatura alcança cerca de 200.000 K, e que pode gerar ventos e evaporar a parte mais interna do disco, formando uma coroa difusa nesta região. Esta região é responsável por parte do fluxo e por linhas de emissão do material quente.

Algumas VCs, devido à presença de campos magnético intensos, não possuem discos (ver Figura 1.3.b), são as polares, que serão discutidas em detalhes na seção 1.2. A presença de um campo magnético intermediário não inibe a formação do disco em algumas VCs, mas o disco é truncado nas regiões internas. Esses objetos são chamados de polares intermediárias. Convenciona-se fazer a classificação das VCs de acordo com as características de sua curva de luz, e desta forma temos:

- Novas anãs: apresentam variações de até 5 magnitudes em períodos de dias ou meses. Alternam estados de quiescência e eruptivos, devido a instabilidades em seus discos ou na transferência de matéria. Alguns protótipos de subclasses são: SS Cyg, Z Cam, SU UMa e WZ Sge.
- *Novalike*: a maioria não apresenta fortes variações de brilho, apenas variações com pequenas escalas de tempos e menores que 1 magnitude. Possuem discos e alta  $\dot{M}_2$ , sem apresentar períodos de quiescência, com excessão da



**FIGURA 1.3** - Representação de variáveis cataclísmicas com disco (a) e sem disco (b).  
 FONTE: Adaptada de [Pringle e Wade \(1985\)](#)

subclasse VY Scl. Outros protótipos de subclasses são: SW Sex, UX UMa e RW Tri.

- VCs magnéticas: Os protótipos das subclasses são: DQ Her (polar intermediária) e AM Her (polar). As VCs tipo AM Her apresentam curva de luz com forte modulação orbital de amplitude da ordem de 2 magnitudes, podem apresentar estados de alto e baixo brilho, com variações de cerca de 2 magnitudes em escala de meses devido à variações em  $\dot{M}_2$ . Já as VCs do tipo DQ Her são caracterizadas por modulações de fluxo óptico ou de raios X da ordem de minutos associadas à rotação da anã branca.
- Novas clássicas: apresentam grandes variações repentinas de brilho, aumentando cerca de 8 a 10 magnitudes. Suas erupções são associadas à fusão nuclear de matéria acumulada na superfície da anã branca. Ocorrem em vários tipos de VCs, mas a frequência é baixa. Acredita-se que todas as VCs apresentem eventos de Nova. Sistemas com  $\dot{M}_2 > 10^{-8} M_{\odot}/ano$  podem ser recorrentes.

Neste trabalho, estudaremos um objeto da subclasse das polares, que serão discutidas a seguir.

## 1.2 Polares

AM Her já era identificada como uma estrela variável em 1924 por M. Wolf (vide [Gänsicke et al. 2006](#)). Sua classificação como uma VC foi feita por [Cowley e Cramp-](#)

ton (1977) e o período orbital foi estimado em 3,09 h a partir de sua contrapartida em raios X (HEARN *et al.*, 1976; BERG; DUTHIE, 1977). Mas foi na década de 70 que Tapia e In (1976) e Tapia (1977a) surpreenderam a todos ao reportar grande polarização no óptico deste objeto.

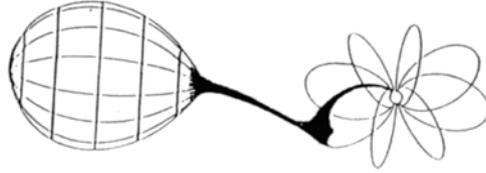
Rapidamente outras VCs com esta característica foram encontradas, como AN UMa (KRZEMINSKI; SERKOWSKI, 1977a), VV Puppis (TAPIA, 1977b) e EF Eri (HEARN *et al.*, 1979). Por apresentarem altos valores de polarização, as VCs tipo AM Her foram chamadas de polares por Krzeminski e Serkowski (1977b).

Observou-se nestes e em outros objetos descobertos posteriormente:

- curva de luz com variações orbitais de até 2 magnitudes;
- forte dependência do fluxo total e da polarização com a fase;
- ausência de períodos relacionados à anã branca ou a manchas brilhantes em discos;
- linhas de emissão de H, He e outros elementos. Apresentam a linha de HeII  $\lambda 4686$  com intensidade comparável à linha de emissão H $\beta$  do hidrogênio e também o decremento Balmer das linhas de hidrogênio invertido;
- estados de alto e baixo brilho, podendo variar até 2 magnitudes;
- linhas de absorção da fotosfera de uma anã branca quando em baixo estado de brilho;
- secundária observada em alguns sistemas no infravermelho, apresentando variação elipsoidal e aquecimento em alguns casos;
- eclipses pela secundária e pelo material no plano orbital (*dips*);
- forte emissão em raios X de altas e baixas energias.

O cenário padrão para explicar as características observacionais descritas acima foi inicialmente estabelecido por King e Lasota (1979) e Lamb e Masters (1979). Trata-se de um sistema semelhante a uma VC contendo uma anã branca com campo magnético superficial da ordem de  $10^7$  Gauss. A captura da matéria ionizada na trajetória balística ocorre através das linhas do campo magnético, que a conduz até a

superfície e impede a formação de um disco. Ao seguir o campo magnético, a matéria sai do plano orbital. Desse modo, o principal efeito da magnetosfera nas polares é inibir a formação do disco e criar uma outra estrutura de acréscimo: a coluna, descrita na seção 1.2.1. Nas Figuras 1.3 (b) e 1.4 são representadas as principais componentes de sistemas como este: a secundária, o fluxo de matéria na trajetória balística, a coluna de acréscimo, a magnetosfera e a anã branca. A grande diferença



**FIGURA 1.4** - Representação de uma polar.  
 FONTE: Cropper (1990)

das polares com relação as demais VCs é o fato de a anã branca possuir um intenso campo magnético, e portanto uma grande magnetosfera. A magnetosfera é a região onde a energia e o momento angular de um plasma são fortemente afetados pelo campo magnético. O fluxo de material é aquecido na trajetória balística o suficiente para se ionizar, assim ele satisfaz a condição de um plasma, e o campo magnético determina o seu movimento próximo à anã branca.

O raio da magnetosfera ( $r_{mag}$ ), também chamado raio de Alfvén, pode ser estimado considerando a condição de equilíbrio entre a pressão da matéria em queda ( $P_m$ ) e a pressão magnética ( $P_b$ ). Sendo assim:

$$P_m = P_b \rightarrow \rho(r)[v(r_{mag})_m]^2 = \frac{B^2(r_{mag})}{8\mu_0} \quad (1.8)$$

e  $r_{mag}$  será:

$$r_{mag} \propto \left[ \frac{\mu_b^4 A^2}{8\mu_0^2 G M_1 M_2} \right]^{\frac{1}{11}}, \quad (1.9)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo e  $A$ , a seção transversal do fluxo de matéria. Nessa expressão o campo magnético foi considerado dipolar:

$$B(r) \propto \frac{\mu_b}{r^3}. \quad (1.10)$$

O  $r_{mag}$  é a região a partir da qual deve ocorrer o acoplamento do plasma com o campo magnético. A sua localização depende dentre outras coisas de  $\dot{M}_2$  e do potencial gravitacional da anã branca. Esta equação, porém, não leva em consideração a não homogeneidade e a geometria do fluxo de matéria balística que podem ter papel importante para descrever a *região de acoplamento* (CASH, 2002) e a região de acréscimo final. Definimos sua distância até a anã branca por  $R_{th}$ . Uma equação mais geral para  $r_{mag}$  pode ser encontrada em Ferrario *et al.* (1989).

A intensidade do campo magnético pode ser medida a partir do alargamento de linhas fotosféricas da anã branca devido ao efeito Zeeman. Para isso é importante observar o sistema em estado de baixo brilho. Também pode-se fazer estimativas de B a partir da distribuição das ondulações geradas pelos harmônicos da radiação ciclotrônica no espectro no óptico e infravermelho e também a partir de modelos de emissão ciclotrônica aplicados à variação orbital do fluxo e da polarização de um sistema.

A magnetosfera altera a rotação da primária também. Em VCs, o torque causado pelo acréscimo de matéria na anã branca faz seu período de rotação diminuir até cerca de 50s, isso gera batimentos devido aos diferentes períodos presentes na curva de luz. Porém, eles não são observados em polares, o que significa que a anã branca tem período de rotação igual  $P_{orb}$ . A interação do campo magnético da secundária com o campo magnético da primária é o mecanismo mais aceito para explicar este sincronismo.

### 1.2.1 A coluna de acréscimo

Como vimos, a partir da região de acoplamento, o plasma continua caindo no poço de potencial da anã branca, porém agora sua trajetória deverá seguir as linhas do campo magnético.

Ao chegar na superfície degenerada da anã branca, o plasma deverá transitar de um estado de baixa densidade, baixa temperatura e alta velocidade, para um estado de alta densidade, alta temperatura e baixa velocidade. A transição entre os dois estados se dá por um choque, pois neste ponto o material possui velocidades supersônicas (FRANK *et al.*, 1992). Com o choque, a energia cinética do plasma é convertida em energia térmica. A região pós-choque é a mais brilhante da coluna e os processos de resfriamento ali estabelecidos são responsáveis pela sua emissão. Vale ressaltar

que, embora essa região predomine no fluxo total e na polarização, ela não é a principal fonte de linhas de emissão, sendo o topo da coluna e a região de acoplamento dominantes em linhas de emissão.

Podemos estimar a temperatura da região pós-choque considerando que toda a energia potencial gravitacional de uma anã branca de massa  $M_1$  seja convertida em energia cinética das partículas. A velocidade final ( $v_f$ ) da partícula será:

$$v_f^2 = \frac{2M_1G}{R_1}. \quad (1.11)$$

A velocidade mais provável de uma partícula com massa  $m$  numa distribuição de velocidades maxwelliana é dada por:

$$v_p^2 = \frac{2kT}{m}, \quad (1.12)$$

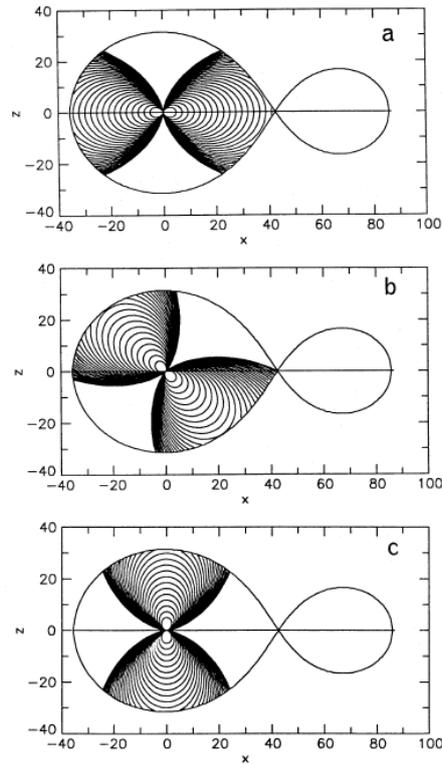
onde  $k$  é a constante de Boltzmann. Sendo assim, igualando  $v_f$  e  $v_p$  encontramos a temperatura mais provável da partícula. Para um próton obtemos:

$$T = \frac{9,12 \times 10^3}{2} v_f^2 = 9,12 \times 10^3 \frac{M_1G}{R_1} \sim 10^9 K. \quad (1.13)$$

A energia envolvida nessas temperaturas é de cerca de 10 keV, o que está de acordo com o que é observado em polares. Os principais mecanismos de resfriamento da região pós-choque são *bremstrahlung* e emissão ciclotrônica. Assim, temos as seguintes componentes de emissão:

- emissão *bremstrahlung* em raios X duros produzidos na região de pós-choque;
- emissão ciclotrônica a partir dos elétrons livres movendo-se ao longo das linhas de campo magnético produzida na região de pós-choque. Ela é altamente polarizada e domina no óptico e infravermelho;

Cerca de metade dos raios X duros são emitidos em direção à superfície da primária nos arredores da coluna. O aquecimento gera uma emissão que corresponde à emissão de uma atmosfera estelar quente representando uma componente importante em raios X moles. Se essa emissão é aproximada por um corpo negro, o valor da temperatura estimada pode estar incorreta em até 5 vezes, enquanto a luminosidade é superestimada por um fator 2 (CROPPER, 1990).



**FIGURA 1.5** - Ilustração do fluxo de matéria em sistemas com diferentes ângulos entre os eixos de rotação e de campo magnético. De cima para baixo:  $B_{lat}=0, 45$  e  $90^\circ$ .  
 FONTE: Ferrario *et al.* (1989)

A emissão ciclotrônica e o *bremstrahlung* não são originados exatamente na mesma região, o que é atribuído a distribuição de matéria não uniforme na região de acoplamento que leva a diferentes trajetórias de acréscimo.

A região pós-choque não se localiza exatamente no pólo magnético do campo dipolar, mas nas suas vizinhanças, pois o acoplamento deve ocorrer na região onde as linhas de campo cruzam o plano orbital. É a geometria do campo magnético que definirá a localização e o número de colunas de uma polar. Na Figura 1.5, temos exemplos de configurações de campo magnético com o eixo dipolar a diferentes ângulos do eixo de rotação da anã branca. A localização do eixo de  $B$  sobre a superfície é dada por sua latitude  $B_{lat}$  e sua longitude  $B_{long}$ . Para  $B_{lat} = 45^\circ$ , apenas uma região é favorecida para o acréscimo, enquanto para  $B_{lat}=90^\circ$  as duas regiões polares são equivalentes para o acréscimo. Ainda assim, uma polar com duas colunas pode aparentar possuir apenas uma, caso seja observada por uma inclinação  $i$ , tal que  $i + \beta > 90^\circ$  para uma das regiões, onde  $\beta$  é a colatitude da região.

### 1.3 Emissão ciclotrônica

Como estamos interessados na emissão óptica de polares, vamos discutir o processo de emissão ciclotrônica pela região pós-choque na coluna de acréscimo. A radiação ciclotrônica é emitida por cargas elétricas que são defletidas sob a ação da força magnética:

$$\vec{F}_B = \frac{e(\vec{B} \times \vec{v})}{c}. \quad (1.14)$$

Da expressão acima, encontramos que a componente de velocidade na direção do campo magnético ( $v_{\parallel}$ ) é constante, já a componente perpendicular  $v_{\perp}$  é a responsável pelo movimento circular de íons e elétrons em torno das linhas de campo magnético e é dada por (para elétrons):

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m_e c} B \vec{v}_{\perp} = w_c \vec{v}_{\perp}, \quad (1.15)$$

onde  $w_c$  é o frequência angular dos elétrons girando em torno da linha de campo. Desta forma, a frequência fundamental de emissão ciclotrônica, também chamada frequência de Larmor, considerando-se um elétron se movimentando em um campo magnético uniforme é:

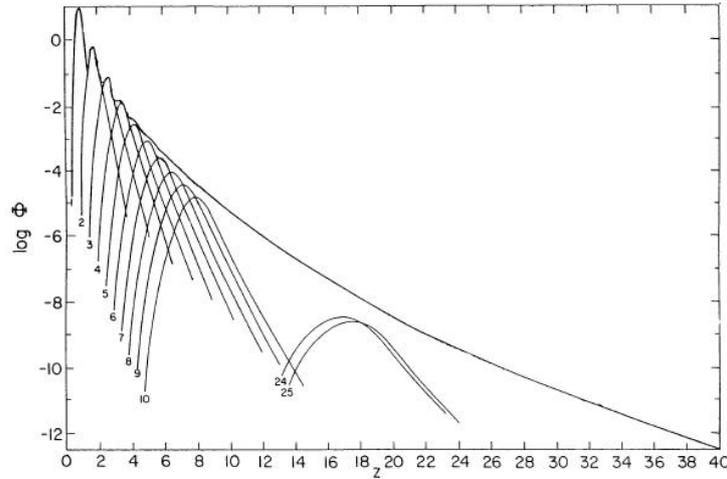
$$\nu_c = \frac{w_c}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m_e c}. \quad (1.16)$$

Partículas com carga  $e$  e com  $v/c \ll 1$  devem emitir unicamente na frequência fundamental sob a influência de um campo B uniforme. Porém, em regiões onde elas possuem velocidades semi-relativísticas também ocorre emissão em harmônicos da frequência fundamental definidos por:

$$w = \frac{nw_c}{\gamma(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)}, \quad (1.17)$$

onde  $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$ ,  $\gamma$  é o fator de Lorentz e o  $n = 1, 2, 3, \dots$

O espectro da radiação ciclotrônica apresenta ondulações (os *humps*), devido à distribuição de velocidade dos elétrons que gera um alargamento dos harmônicos, como pode ser visto na Figura 1.6. No exemplo, pode-se observar que quanto maior o harmônico, maior o deslocamento para frequências menores. Observa-se também que a emissividade diminui a medida que a frequência aumenta, assim como o alargamento térmico dos harmônicos individuais produz uma curva suave e contínua para as altas frequências.



**FIGURA 1.6** - Espectro da emissão ciclotrônica.  $\Phi$  é o fluxo em unidades arbitrárias e  $z=\omega/\omega_c$  é o número do harmônico.

FONTE: [Lamb e Masters \(1979\)](#)

Uma característica importante da emissão ciclotrônica é sua polarização. Podemos descrever a polarização da radiação eletromagnética utilizando os parâmetros de Stokes,  $\vec{S}$ :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

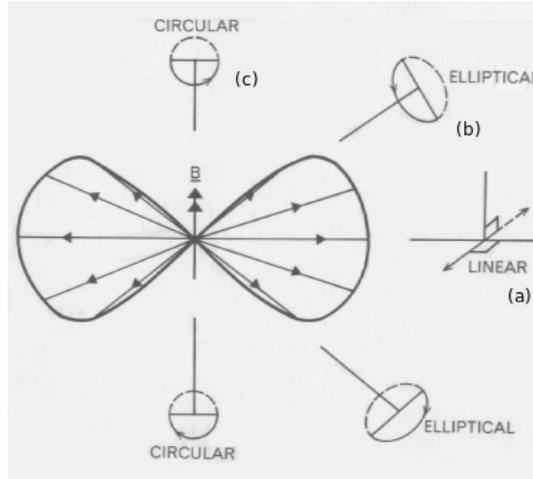
onde  $I$  é a intensidade,  $Q$  e  $U$  definem a polarização linear e  $V$ , a polarização circular. A polarização linear tem origem no movimento oscilatório dos elétrons que observamos na direção perpendicular ao campo magnético (ver figura 1.7.a). O grau de polarização linear pode ser encontrado a partir de:

$$p = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2}{I^2}}. \quad (1.19)$$

O ângulo de polarização linear é dado por:

$$\theta = \frac{1}{2} \text{tg}^{-1} \left( \frac{U}{Q} \right). \quad (1.20)$$

A polarização circular tem origem no movimento circular que os elétrons realizam em torno das linhas de campo magnético (ver figura 1.7.c). O grau de polarização



**FIGURA 1.7** - Características gerais da emissão ciclotrônica como função do ângulo entre observador e campo magnético.

FONTE: Wickramasinghe (1988)

circular é dado por:

$$v = \frac{V}{I}. \quad (1.21)$$

A emissão de uma região pelo mecanismo ciclotrônico pode ser obtida pela solução da equação do transporte radiativo como veremos na subseção a seguir.

### 1.3.1 Equação de transporte radiativo da emissão ciclotrônica

Os parâmetros de Stokes para a emissão ciclotrônica de um plasma homogêneo e magnetizado podem ser encontrados a partir da solução da equação de transporte radiativo apresentada por Pacholczyk (1997), reproduzida a seguir:

$$\frac{d}{ds} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_I \\ \epsilon_Q \\ 0 \\ \epsilon_V \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\kappa & -j & 0 & -u \\ -j & -\kappa & -f & 0 \\ 0 & f & -\kappa & -l \\ -u & 0 & l & -\kappa \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (1.22)$$

onde  $\epsilon_I$ ,  $\epsilon_Q$  e  $\epsilon_V$  são os coeficientes de emissão,  $\kappa$ ,  $j$  e  $u$ , os coeficientes de absorção e  $l$  e  $f$  são os coeficientes de rotação de Faraday. A solução geral da equação acima é apresentada por Pacholczyk (1997). Os coeficientes de mistura de Faraday são:

$$f = \left( \frac{\omega_p^2}{c\omega_c} \right) (\cos\vartheta) \left( \frac{\omega^2}{\omega_c^2} - 1 \right)^{-1} \quad (1.23)$$

e

$$l = \left( \frac{\omega_p^2}{c\omega_c} \right) (\text{sen}^2\vartheta) \frac{1}{2} \left[ \frac{\omega^3}{\omega_c^3} - \frac{\omega}{\omega_c} \right]^{-1}, \quad (1.24)$$

com a frequência de plasma ( $\omega_p$ ) dada por

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi N e^2}{m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.25)$$

O coeficiente de emissão  $\epsilon_i$ , onde  $i$  representa cada parâmetro de Stokes, da radiação ciclotrônica emitida por um plasma é generalizado para uma distribuição de elétrons por [Chanmugam \(1980\)](#), considerando um plasma com temperatura  $T$ , densidade numérica de eletrons  $N_e$ , imerso num campo magnético  $B$ . Ele fornece a seguinte equação:

$$\epsilon_i d\omega d\Omega = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi c} \frac{N_e \mu}{K_2(\mu)} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-1}^1 F_i e^{(-\mu_1 \gamma)} \left( \frac{\gamma^4}{n\omega_c} \right) d\beta_{\parallel} d\omega d\Omega, \quad (1.26)$$

com  $w$  sendo a frequência da radiação emitida,  $d\Omega = 2\pi \text{sen}\vartheta d\vartheta$  o diferencial em ângulo sólido fazendo um ângulo  $\vartheta$  com o campo magnético,  $n$  os número dos harmônicos,  $\mu_1 = mc^2/kT$ ,  $\gamma = (1 - \beta_0^2)^{-\frac{1}{2}}$ ,  $\beta_0 = v/c$ ,  $J_n(n\xi)$  e  $J'_n(n\xi)$  a função de Bessel modificada e sua derivada. Os valores de  $F_I$ ,  $F_Q$  e  $F_V$  são encontrados, de acordo com [Bekefi \(1966\)](#), por respectivamente:

$$F_I = (tg^{-1}\vartheta - \beta_{\parallel} \text{cosec}\vartheta)^2 J_n^2(n\xi) + \beta_{\perp}^2 J_n'^2(n\xi), \quad (1.27)$$

$$F_Q = (tg^{-1}\vartheta - \beta_{\parallel} \text{cosec}\vartheta)^2 J_n^2(n\xi) - \beta_{\perp}^2 J_n'^2(n\xi), \quad (1.28)$$

$$F_V = -2(tg^{-1} - \beta_{\parallel} \text{cosec}\vartheta) J_n(n\xi) \beta_{\perp} J_n'(n\xi). \quad (1.29)$$

Na subsecção a seguir, discutiremos uma solução desta equação e suas aplicações para a reprodução da emissão ciclotrônica de polares.

#### 1.4 Modelos de emissão óptica de polares

Os modelos de emissão ciclotrônica de polares no óptico são baseados na solução da equação de transporte radiativo do plasma magnetizado. Diferentes aproximações foram utilizadas para representar a forma da região pós-choque que, como discutido na seção [1.2.1](#), tem importante papel na emissão observada. Inicialmente foram utilizados modelos de regiões puntiformes, como o de [Meggitt e Wickramasinghe \(1982\)](#), que apresentaram uma solução da equação [1.22](#) para o caso térmico com radiação incidente nula.

Os coeficientes de absorção para o caso térmico podem ser encontrados, como feito por [Meggitt e Wickramasinghe \(1982\)](#), a partir do coeficiente de emissão através da lei de Kirchhoff:

$$\epsilon_I = \kappa B_\omega, \epsilon_Q = j B_\omega, \epsilon_V = u B_\omega, \quad (1.30)$$

onde  $B_\omega$  é a função de Planck.

Para a radiação emitida por um meio com profundidade  $s$ , a solução de [Meggitt e Wickramasinghe \(1982\)](#), encontrada a partir de um caso particular da solução de [Pacholczyk \(1997\)](#), fornece os seguintes parâmetros de Stokes:

$$\frac{I(s)}{B_\omega} = 1 - \left(\frac{o}{2R}\right) [a_1 \cosh(\lambda s) - a_3 \cos(\mu_2 s)] e^{(-\kappa s)} \quad (1.31)$$

$$\frac{Q(s)}{B_\omega} = - \left(\frac{o}{2R}\right) [b_1 \sinh(\lambda s) - b_3 \sin(\mu_2 s)] e^{(-\kappa s)} \quad (1.32)$$

$$\frac{U(s)}{B_\omega} = \left(\frac{o}{2R}\right) [\cosh(\lambda s) - \cos(\mu_2 s)] e^{(-\kappa s)} \quad (1.33)$$

$$\frac{V(s)}{B_\omega} = - \left(\frac{o}{2R}\right) [c_1 \sinh(\lambda s) - c_3 \sin(\mu_2 s)] e^{(-\kappa s)} \quad (1.34)$$

Os outros termos utilizados nas equações acima são funções apenas dos coeficientes de absorção e rotação de Faraday e são listadas a seguir:

$$m = \frac{1}{2} (f^2 + l^2), n = \frac{1}{2} (j^2 + u^2), a_3 = a_1^{-1}, r = jh + uf, R = [(m + n)^2 - o^2]^{\frac{1}{2}},$$

$$a_1 = \frac{(m + n + R)}{o}, o = jf + ul, \lambda = (n - m + R)^{\frac{1}{2}}, \mu_2 = (m - n + R)^{\frac{1}{2}},$$

$$b_1 = \frac{(f - ja_1)}{\lambda}, b_3 = \frac{(f - ja_3)}{\mu_2}, c_1 = -\frac{(l + ua_1)}{\lambda}, c_3 = -\frac{(l + ua_3)}{\mu_2}.$$

Se consideramos o caso opticamente fino, onde  $\tau = \kappa s \ll 1$ , a solução acima se reduz a:

$$\frac{I}{B_\omega} = \kappa s, \frac{Q}{B_\omega} = js, U = 0, \frac{V}{B_\omega} = us. \quad (1.35)$$

Para o caso opticamente espesso, onde  $\tau = \kappa s \gg 1$ , a emissão tende à emissão de corpo negro, perdendo toda a polarização, e neste caso a solução é:

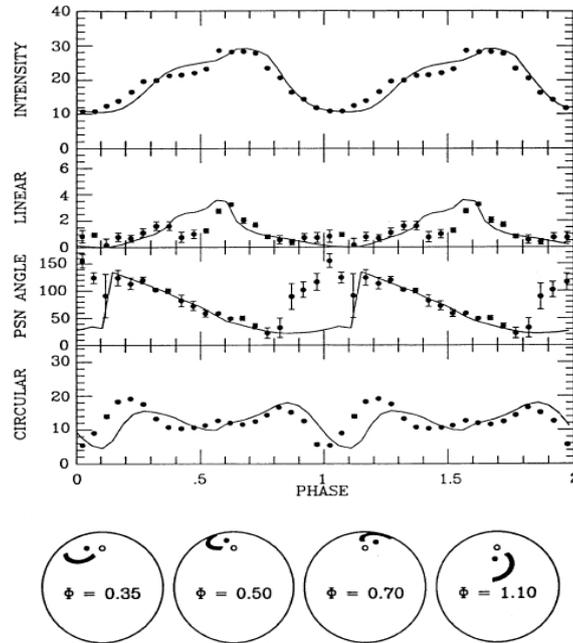
$$\frac{I}{B_\omega} \simeq 1, Q = 0, U = 0, V = 0. \quad (1.36)$$

O parâmetro de tamanho ( $\Lambda$ ), amplamente utilizado e relacionado com a profundi-

dade óptica, é definido por:

$$\Lambda = \frac{s\omega_p^2}{c\omega_c} \quad (1.37)$$

Meggitt e Wickramasinghe (1982) realizaram as primeiras análises das propriedades da radiação polarizada para uma região emissora puntiforme. A partir da solução de Wickramasinghe e Meggitt (1985), Ferrario e Wickramasinghe (1990) e Potter *et al.* (1998) fizeram a análise da radiação polarizada considerando uma região pós-choque bidimensional, constituída de várias regiões emisoras puntiformes e não idênticas distribuídas em uma área com a forma de um arco. Um exemplo de reprodução da emissão ciclotrônica é apresentado na Figura 1.8.



**FIGURA 1.8** - Acima, ajuste de curva de luz e curvas de polarização de V834 Cen. Abaixo, geometria da região emissora utilizada para reprodução da emissão em quatro fases do sistema. O ponto negro representa o eixo de rotação da anã branca e o círculo aberto representa o eixo do dipolo magnético.

FONTE: Extraído de Ferrario e Wickramasinghe (1990)

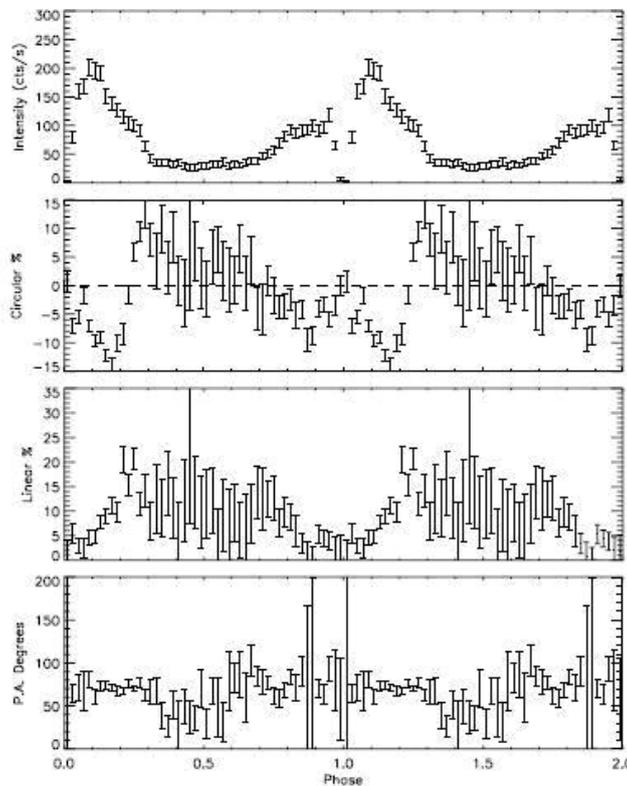
As variações de temperatura e densidade da região de pós-choque em função da altura  $h_{spot}$  foram consideradas nos trabalhos de Wickramasinghe e Ferrario (1988), Wu e Wickramasinghe (1990) e Potter *et al.* (2004).

Aprimorações da descrição da geometria espacial da coluna de acréscimo são essen-

ciais tendo em vista a anisotropia da emissão ciclotrônica. Nesse sentido um novo modelo de emissão ciclotrônica de polares no óptico tem sido desenvolvido por [Costa e Rodrigues \(2009\)](#) e será discutido em detalhes no Capítulo 3.

### 1.5 FL Ceti

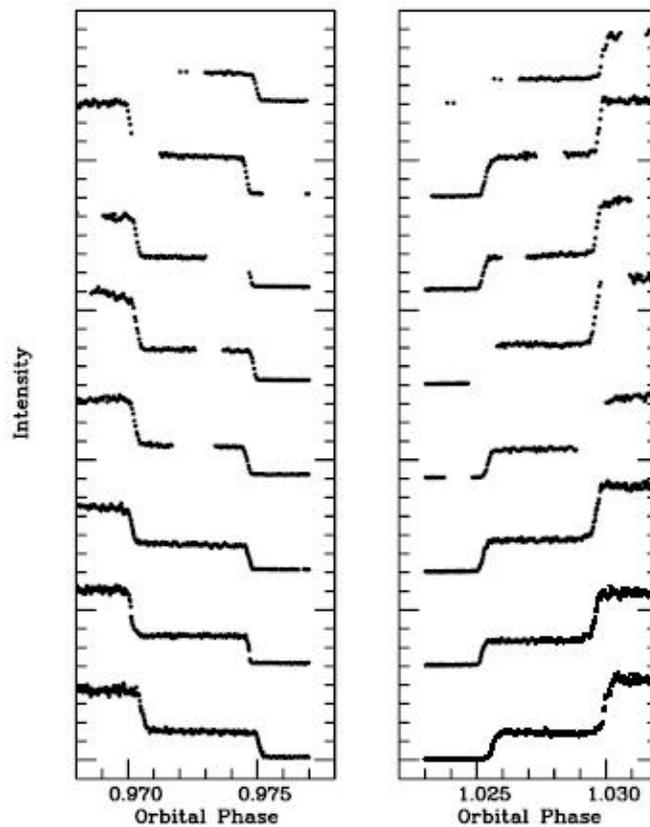
FL Ceti, também designada SDSS J015543.40+002807.2, é uma VC eclipsante com período orbital de cerca de 87,13 minutos. Foi descoberta no *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) por [Szkody et al. \(2002\)](#). Suas características es-



**FIGURA 1.9** - Curvas de luz e polarização de FL Cet em baixo estado de brilho para luz branca.  
FONTE: Extraído de [Wiehahn et al. \(2004\)](#)

pectrais (vide seção 1.2) e a detecção de um período de pouco mais de uma hora indicaram se tratar de uma polar, possivelmente eclipsante. Isso foi confirmado por [Dubkova et al. \(2003\)](#) que detectaram um eclipse de 6 magnitudes na banda V. Eles

também sugeriram que o decréscimo de brilho entre as fases 0,3 e 0,7 corresponde à ocultação da coluna pela própria anã branca. Em 2004, [Wiehahn et al. \(2004\)](#) mediram a polarização linear e circular em luz branca quando o sistema se encontrava em baixo estado de brilho. A curva de luz e polarização obtida por eles pode ser vista na [Figura 1.9](#). Nela observamos a polarização alta e variável de acordo com o período orbital, o que confirmou que FL Cet é uma polar. [Schmidt et al. \(2005\)](#) apresentaram



**FIGURA 1.10** - Detalhes de vários eclipses de FL Cet.  
FONTE: Extraído de [O'Donoghue et al. \(2006\)](#)

observações em raios X, além de espectropolarimetria para alto e baixo estado de brilho. Os raios X mostraram um único pico, com máximo centrado no instante que ocorre o eclipse. A espectropolarimetria mostrou que a polarização em alto estado de brilho é menor que em baixo estado. Nesse estado de brilho observou-se harmônicos que foram associados a uma região com campo de 29 MGauss e cerca de 15keV. A emissão em alto estado é considerada proveniente de uma fonte opticamente es-

peça, diferente da observada em baixo estado, com os harmônicos localizados em outra região, esta com cerca de 48 MGauss e 30 keV. Com base nisso, foi proposto que FL Cet é uma polar com duas regiões pós-choques assimétricas. A espectropolarimetria mostrou também absorção nas fases anteriores ao eclipse de todas as linhas espectrais, exceto HeII, indício de atenuação pela região superior da coluna.

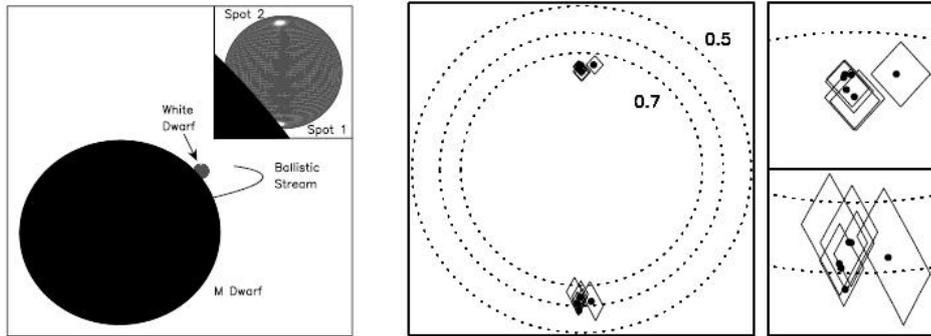
O'Donoghue *et al.* (2006) estudaram o eclipse de FL Cet com alta resolução temporal. O perfil de vários eclipses é apresentado na Figura 1.10. A duração total do eclipse de FL Cet é de cerca de 10 minutos, apresentando diferentes profundidades de acordo com o filtro de observação (SCHMIDT *et al.*, 2005). A partir do perfil do eclipse podemos ter idéia do número e do tamanho relativo das componentes emisoras. No caso do eclipse de FL Cet foi observado um degrau que pode ser interpretado como a ocultação de duas regiões pequenas e brilhantes, próximas a superfície da anã branca, pela secundária (O'DONOGHUE *et al.*, 2006). No eclipse uma região é responsável por 40% do fluxo, enquanto a outra pelos outros 60%. A anã branca não apresentou fração significativa do fluxo total no eclipse, o que nos leva a concluir que durante o alto estado de brilho ela não contribui com fluxo.

Para recriar o eclipse da Figura 1.10, O'Donoghue *et al.* (2006) sugerem a geometria apresentada na Figura 1.11. Nesta geometria, as colunas são visíveis e alinhadas durante o eclipse, sendo eclipsadas ao mesmo tempo pela secundária. Ressaltamos que a geometria do eclipse de um sistema binário qualquer é definida pela inclinação e a razão de massas. Em FL Cet, esses parâmetros possuem uma incerteza relativamente grande.

### 1.5.1 Parâmetros do sistema

Na literatura deste objeto, encontramos vários limites superiores e inferiores de parâmetros físicos e geométricos para o sistema, em alguns casos, porém, estes limites são os típicos para VCs em geral. Discutimos a seguir alguns deles:

- inclinação: entre 80 e 90°. Wiehahn *et al.* (2004) determinam este intervalo a partir da duração do eclipse da anã branca ( $t_{eclipse}$ ) e  $P_{orb}$  assumindo como possível intervalo de massas  $0,66 < M_1 < 0,94M_{\odot}$  e  $0,07 < M_2 < 0,010M_{\odot}$ ;
- temperatura e densidade da região pós-choque: Schmidt *et al.* (2005) fazem a modelagem da curva de luz em raios X e estimam a temperatura e a



**FIGURA 1.11** - À esquerda, representação da localização das componentes de FL Cet na fase 0,97 de acordo com o perfil do eclipse observado. À direita, temos estimativas da posição projetada das regiões emissoras de FL Cet obtidas para os vários eclipse de acordo com o intervalo de parâmetros assumido por [O'Donoghue et al. \(2006\)](#), as linhas pontilhadas representam a superfície de anãs brancas com massa no intervalo de 0,5 a 0,7  $M_{\odot}$ .  
 FONTE: Extraído de [O'Donoghue et al. \(2006\)](#)

densidade colunar, considerando apenas uma região emissora de raios X. Os intervalos de temperatura e densidade colunar são, respectivamente, 6.5-9.6 keV e  $N_{el} \times s$  de  $0.5 - 2.73 \times 10^{-20} \text{cm}^{-2}$ , onde  $s$  é a profundidade do coluna;

- $\beta, b_{long}, b_{lat}$ : esses parâmetros determinam a posição das bases das colunas sobre a superfície da anã branca, que por sua vez devem explicar a curva de raios X obtida por [Schmidt et al. \(2005\)](#). No óptico, a forma do eclipse indica a existência de duas regiões. Os dados da literatura ainda não definiram completamente se essas regiões são visíveis ao longo de todo o período orbital. Em raios X, a curva de luz apresenta um único pico em fase, o que pode ser interpretado como auto-ocultação de uma apenas uma região ou de duas regiões simultaneamente ([SCHMIDT et al., 2005](#)). Na fase 0,5 existe emissão polarizada ([WIEHAHN et al., 2004](#)), de modo que as regiões emissoras em raios X e óptico devem estar deslocadas entre si;
- $M_2$ : [Knigge \(2006\)](#) apresenta massa, raio e outros parâmetros típicos de estrelas secundárias como função do período orbital obtidos a partir de todas as VCs com estes parâmetros bem conhecidos. Consultando os valores revisados de [Knigge \(2007\)](#), a massa da secundária seria  $0,0845(5) M_{\odot}$  e o seu raio,  $0,1325(5) R_{\odot}$ . O valor entre parênteses representa ao intervalo

de massas e raios correspondente ao intervalo de períodos que contém o período orbital de FL Cet de acordo com a tabela de Knigge (2007);

- $P_{orb}$ : determinação do período feita por O’Donoghue *et al.* (2006). O valor é  $0,0605163312(\pm 7)$  dia.

Na tabela 1.1 apresentamos um resumo das estimativas de parâmetros encontradas na literatura.

**TABELA 1.1** - Resumo das estimativas de parâmetros de FL Cet encontradas na literatura.

Parâmetros	Estimativa	Fonte
$M_2$	$0,0845(5) M_{\odot}$	Knigge (2007)
$R_2$	$0,1325(5) R_{\odot}$	Knigge (2007)
$M_1$	$0,8(2) M_{\odot}$	Warner (1995)
$R_1$	$0,009(2) R_{\odot}$	Wiehahn <i>et al.</i> (2004)
$P_{orb}$	$0.0605163312(7)$ dia	O’Donoghue <i>et al.</i> (2006)
$a$	$0.60(4) R_{\odot}$	terceira lei de kepler
$q$	$0,11(2)$	$M_2/M_1$
$i$	$85(5)^{\circ}$	(WIEHAHN <i>et al.</i> , 2004)

## 1.6 Justificativa do trabalho e objetivos

Como vimos na seção 1.2, o processo de acréscimo em polares é diferente do que ocorre na maioria das VCs, descritas na seção 1.1. O campo magnético gera a coluna de acréscimo (seção 1.2.1). A região pós-choque na base da coluna tem no óptico e infravermelho o predomínio de emissão ciclotrônica.

Na seção 1.3 vimos que a emissão ciclotrônica é polarizada, e seu fluxo e polarização são dependentes em fase e frequência.

Recriar a emissão ciclotrônica através do cálculo do transporte radiativo de um plasma na presença de campo magnético (seção 1.3.1) foi tema de muitos trabalhos descritos na subseção 1.4. Modelos de emissão de polares são ferramentas importantes na interpretação de dados polarimétricos de polares e consequentemente na obtenção de estimativas das propriedades físicas e geométricas do sistema.

FL Cet, descrita na seção 1.5, é uma polar recentemente descoberta. Ela possui observações em raios X e no óptico, que indicam se tratar de uma polar com duas colunas, porém os dados de polarização são limitados. Nenhum modelo de trans-

porte radiativo foi utilizado para descrição da região pós-choque e análise de dados polarimétricos.

Com base nisso, os objetivos deste trabalho são:

- apresentar novas curvas de luz e curvas de polarização de FL Cet;
- utilizar um novo modelo de transporte radiativo para emissão de polares (*CYCLotron On Polar Shocks - CYCLOPS*) no óptico desenvolvido por nosso grupo na modelagem dos dados de polarização de FL Cet utilizando os parâmetros estimados na literatura;
- discutir os primeiros resultados da modelagem realizada para FL Cet.

## CAPÍTULO 2

### DADOS OBSERVACIONAIS

Polares apresentam altos graus de polarização linear e circular e grande variação de ambos de acordo com a fase orbital no óptico e infravermelho. Esta variação é causada pela mudança da linha de visada com que observamos a região pós-choque.

A quantificação da polarização em função do tempo, aliada a modelos de emissão ciclotrônica, fornece informações a respeito da geometria, localização da coluna de acrecimento e propriedade físicas ( $N_{el}$ ,  $T$  e  $B$ ) o que torna a técnica polarimétrica importante no seu estudo. Neste capítulo descreveremos a obtenção e redução de dados polarimétricos de FL Cet que serão analisados no capítulo a seguir.

#### 2.1 Obtenção de dados polarimétricos

As observações de FL Cet foram feitas em 2004 por Gabriel R. Hickel e Deonísio Cieslinski e em 2005 por Cláudia V. Rodrigues e Francisco J. Jablonski, ambas utilizando o telescópio de 1,60m do Observatório do Pico dos Dias/LNA. A redução básica das imagens dos dados de 2004 foi feita por Cláudia V. Rodrigues. Na tabela 2.1 estão listados os dias, detectores, filtros, tempos de integração ( $T_{int}$ ) e a duração das observações.

**TABELA 2.1** - Descrição dos dados de FL Cet.

Data	Detector	Filtro	$T_{int}$	Duração
07-08/10/2004	CCD106	$R_c$	60 s	2h11m
08-09/10/2004	CCD106	$R_c$	60 s	1h55m
09-10/10/2004	CCD106	$I_c$	90 s	2h43m
25-26/08/2005	CCD105	$R_c$ e $I_c$	60 s	2h05m
27-28/08/2005	CCD105	$R_c$	60 s	3h49 m
28-29/08/2005	CCD105	$I_c$	60 s	2h50 m

As características do *charge-coupled device* (*CCD*) utilizados neste trabalho são apresentadas na Tabela 2.2. A obtenção de dados utilizou uma câmera *CCD* modificada por um módulo polarimétrico descrito em Magalhães *et al.* (1996). Ele consiste em um analisador fixo, no nosso caso um prisma Savart de calcita, uma lâmina retardadora de  $\lambda/4$  giratória e filtros.

**TABELA 2.2** - Características dos detectores.

Detector	Secção do <i>CCD</i> utilizada	Ruído de leitura (e)	Ganho (e/ADU)
CCD105	[27:1050,1:1025]	2,5	2,5
CCD106	[18:1041,1:1024]	4,1	5,0

## 2.2 Correção das imagens

Toda imagem obtida com um *CCD* apresenta ruídos devido ao próprio detector e necessita de correções. Para isso, durante a coleta de dados, foram feitas as imagens de *bias* e *flats*.

A correção por *bias* é necessária, pois mesmo sem a incidência de luz, um *CCD* terá contagens. Este nível de fundo deve ser considerado o nível de contagens zero das imagens, e deve-se aos ruídos de leitura e ao nível de pedestal introduzido no *CCD* para evitar valores de contagem negativos. Para corrigir este tipo de ruído são tomadas várias imagens (algumas dezenas) de 1 segundo com o obturador fechado, para evitar a incidência de luz. A correção é feita a partir da subtração de um *bias* combinado ( $\overline{Bias}$ ) obtido da média de várias imagens de *bias*.

A correção por *flat* é feita dividindo-se cada imagem, pixel a pixel, por um *flat* combinado ( $\overline{Flat}$ ). O  $\overline{Flat}$  é feito para cada filtro de observação, tomando-se imagens de uma superfície iluminada uniformemente com tempos de integração que permitam obter uma imagem com cerca de 10000 contagens por pixel. A combinação dos *flat* pode ser feita utilizando-se a moda ou a mediana. O *flat* é normalizado pelo valor médio de contagens. Com o *flat* pode-se corrigir as diferenças de sensibilidade que ocorrem entre os pixels do *CCD*.

Desta forma a imagem final corrigida para uma banda qualquer,  $Im_c$ , é obtida pela correção da imagem bruta,  $Im_b$ , pixel a pixel, fazendo-se:

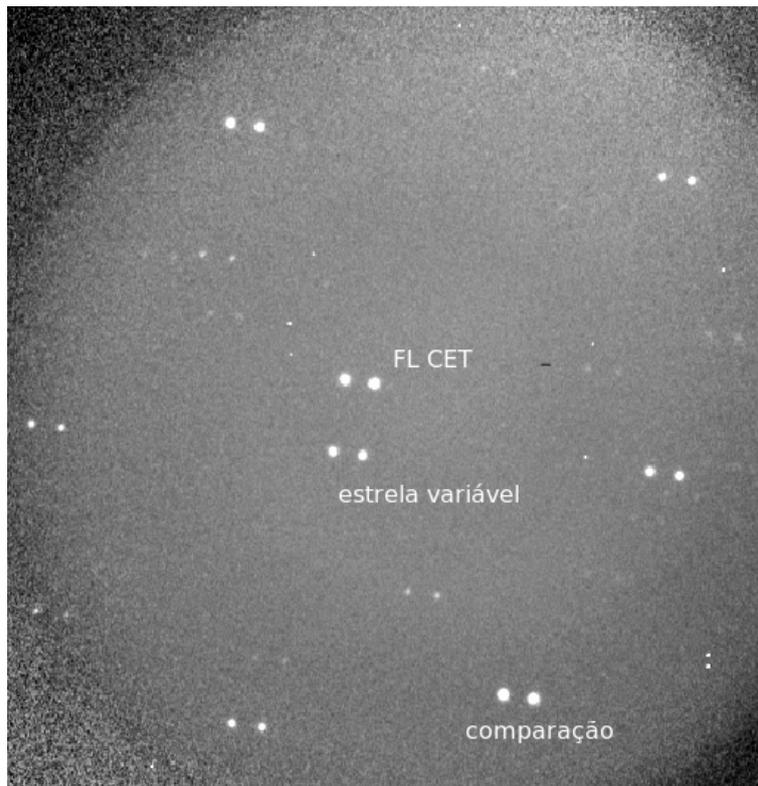
$$Im_c = \frac{Im_b - \overline{Bias}}{\overline{Flat}}. \quad (2.1)$$

Para as correções foram utilizadas rotinas do *Image Reduction and Analysis Facility (IRAF)*. Utilizamos o pacote *CCDRED* que disponibiliza as rotinas de combinação de *bias* e *flats*. Com o pacote *CCDPROC* foi feita a correção com os  $\overline{Flat}$ ,  $\overline{Bias}$  e a secção do *CCD* utilizada.

Mais sobre *CCDs* pode ser encontrado em [Howell \(2006\)](#).

## 2.3 Fotometria diferencial

Um polarímetro separa o fluxo de cada estrela em dois feixes de modo que cada estrela do campo aparece duplicada, como pode ser visto na Figura 2.1. A partir das imagens corrigidas, podemos aplicar a técnica de fotometria diferencial somando-se os fluxos das duas imagens de uma mesma estrela. Nesta etapa é muito importante reconhecer o campo e os pares de imagens de cada estrela.



**FIGURA 2.1** - Exemplo de imagem obtida do campo estelar de FL Cet com cerca de 5' x 5'.

### 2.3.1 Fotometria de abertura

Utilizamos para a fotometria de abertura a rotina *PHOT*, do pacote de rotinas do *IRAF DAOPHOT* e rotinas desenvolvidas pelo grupo específicas para dados polarimétricos.

Nesta técnica é selecionado um círculo (abertura) em torno das estrelas do campo. Em torno do círculo é selecionado um anel onde será feita uma estimativa da contribuição do céu em cada pixel utilizando a moda da distribuição de contagens nos

pixels. No círculo interno será feita a soma das contagens da estrela. A contribuição céu por pixel é multiplicada pelo número de pixels do círculo e subtraída das contagens da estrela. O raio da abertura deve ser tal que se minimize erro da medida final. Utilizamos todas as estrelas do campo para melhorar a estimativa da abertura a ser utilizada.

O fluxo diferencial é calculado a partir do número de contagens de cada objeto com relação ao de uma estrela de comparação. A razão de contagens de uma estrela com relação à uma comparação ( $C_1/C_2$ ) é proporcional a razão de seus fluxos, dessa forma, podemos estimar a diferença de magnitudes ( $\Delta m$ ) através da expressão:

$$\Delta m = 2,5 \log \frac{C_1}{C_2}. \quad (2.2)$$

A rotina *PHOT<sub>POL</sub>* realiza a fotometria diferencial. Como resultado, temos o  $\Delta m$  para cada imagem e estrela, o que nos permite obter curvas de luz diferenciais que podem ser calibradas de acordo com a subseção 2.3.2 utilizando a rotina *PLOT<sub>ALUZ</sub>*.

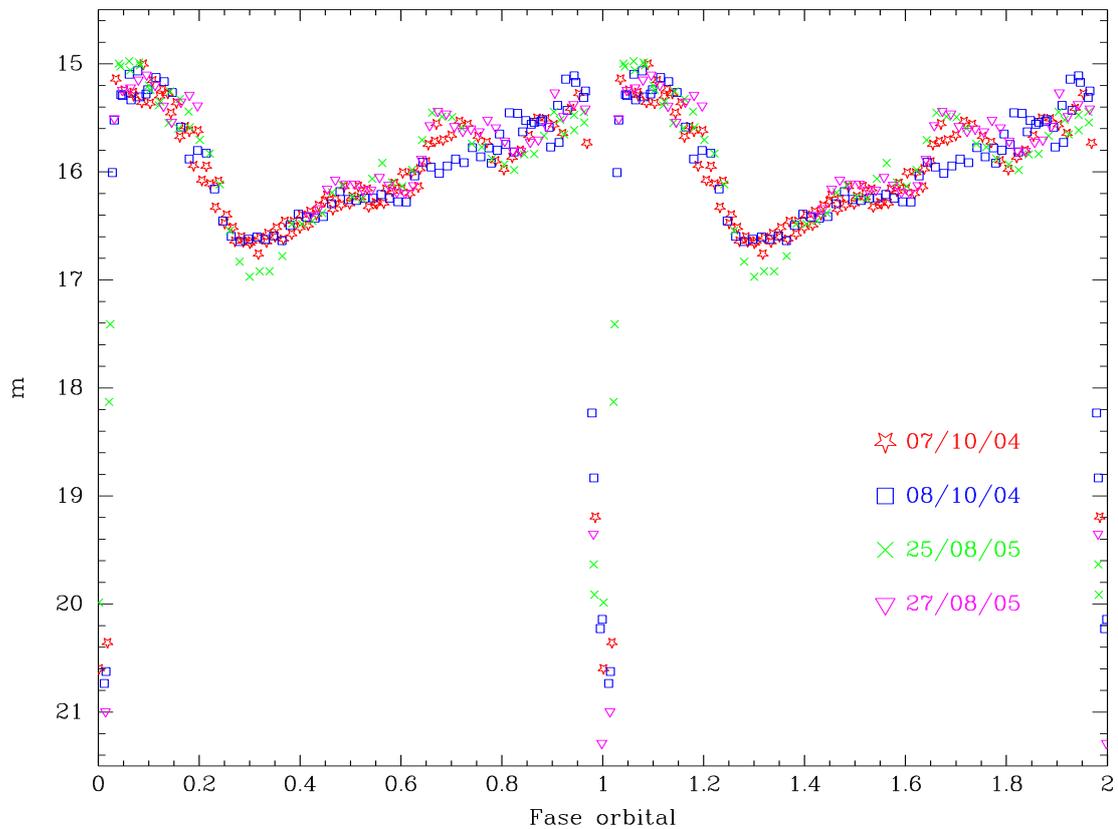
### 2.3.2 Calibração fotométrica

Na fotometria diferencial encontramos as diferenças de magnitudes entre as estrelas de campo com relação à estrela de comparação para cada filtro. Sabendo-se a magnitude aparente da estrela de comparação, podemos fazer uma calibração grosseira da magnitude aparente de FL Cet. Uma análise mais detalhada dos erros da calibração no valor da magnitude não foi realizada, pois neste trabalho as escalas de variação estudadas são bem maiores que os erros, que são da ordem de décimos de magnitude.

O objeto de comparação escolhido foi SDSS J015535.19+002706.4 (ver Figura 2.1) que não apresentou variações de brilho nas duas bandas entre os dados de 2004 e 2005 e apresentou a melhor razão sinal ruído por ser o objeto mais brilhante do campo da FL Cet. Utilizamos as relações apresentadas na Tabela 1 do trabalho de Jester *et al.* (2005) para converter do sistema de magnitudes *ugriz* do SDSS para o sistemas de magnitude *UBVR<sub>c</sub>I<sub>c</sub>*. Considerando que  $R_c - I_c < 1,15$ , encontramos as magnitudes aparentes para estrela de comparação nos filtros  $R_c$  e  $I_c$  iguais a  $15.58 \pm 0.03$  e  $15.04 \pm 0.05$ , respectivamente.

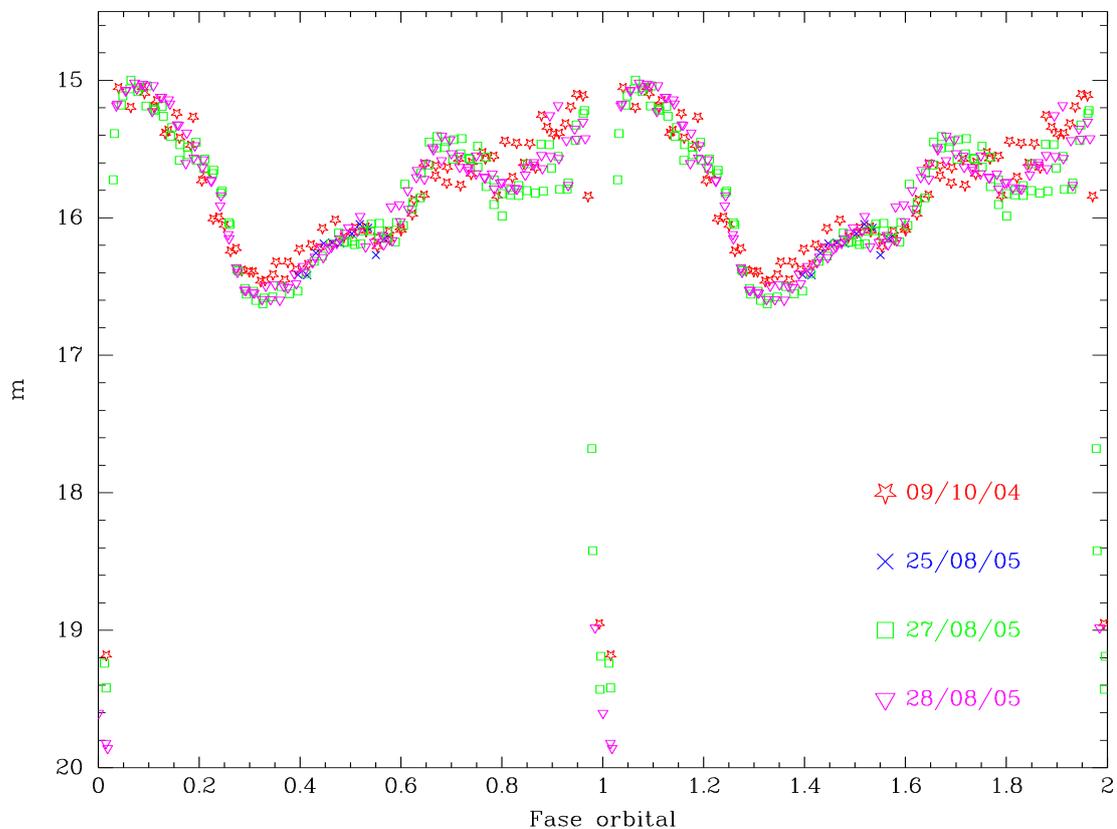
### 2.3.3 Resultados da fotometria diferencial

As curvas de luz calibradas em magnitude são apresentadas nas Figuras 2.2 e 2.3. Comparando-as com as apresentadas por [Dubkova \*et al.\* \(2003\)](#) e [Schmidt \*et al.\* \(2005\)](#) concluímos que o sistema encontrava-se em estado de alto brilho em 2004 e 2005.



**FIGURA 2.2** - Curvas de luz da FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro  $R_c$ .

Fl Cet apresenta uma curva de luz típica de polares, com forte modulação dependente da fase. Um eclipse profundo pode ser observado com duração de cerca de 10 minutos. No instante do eclipse o fluxo do objeto é muito baixo, portanto os pontos do eclipse estão associados a erros muito grandes devido à baixa razão sinal-ruído. Em alguns



**FIGURA 2.3** - Curvas de luz da FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro  $I_c$ .

dias os sistema sai do eclipse com a magnitude crescente, em outros decrescente.

Fora do eclipse o sistema varia cerca de 1,5 mag em  $R_c$  e 1,6 magnitudes em  $I_c$ . Em torno da fase 0,3 temos um mínimo secundário, a partir do qual o sistema tem ligeiro aumento de magnitude até a fase 0,6. A partir daí temos o aumento de uma magnitude até a fase 1. Uma pequeno decréscimo de 0,2 magnitude entre a fase 0,7 e 0,85 é visível em alguns dias.

As fases que apresentam maior dispersão entre os diferentes dias de observação estão entre 0,6 a 1,0, já o intervalos entre 0,2 a 0,6 apresenta as menores variações.

A curva inteira assemelha-se a um grande *pico*, que aumenta de magnitude gradu-

almente, e diminui ao menor nível com um terço do tempo de subida. Todas estas características são comuns às duas bandas, apenas com o nível da magnitude e as amplitudes das variações diferentes.

As modulações observadas nas curvas de luz de FL Cet são muito parecidas nas duas bandas. Esperamos que elas tenham origem principalmente na região pós-choque. Porém, em alguns sistemas, as bandas I e R apresentam uma componente de variação elipsoidal da secundária, como pode ser visto em AM Her em baixo estado de brilho (CAMPBELL *et al.*, 2008). Os máximos da modulação deste tipo são nas fases 0,25 e 0,75. Em baixo estado de brilho, FL Cet não apresentou evidência de variação elipsoidal em luz branca (ver Figura 1.9). Na fase 0,25, onde esperaríamos o máximo da variação elipsoidal, temos também um máximo da polarização circular, o que deve ser interpretado como domínio da componente ciclotrônica. Assim, nossos dados também não indicam a existência de uma variação elipsoidal importante nas bandas  $R_c$  e  $I_c$ .

Outra modulação que pode ser importante tem origem no aquecimento da face da secundária voltada para a anã branca, com o máximo na fase 0,5. O aquecimento pode ser importante em alto estado, mas não foi quantificado neste trabalho.

Observações de O'Donoghue *et al.* (2006) feitas em alto estado, mostraram que no eclipse o fluxo total é dominado pelas colunas, e portanto não temos contribuição da primária e da secundária nesta fase, embora possa haver contribuição da secundária em outras fases, ela não tem uma contribuição importante, como pode ser visto nos espectros apresentados por Schmidt *et al.* (2005) .

## 2.4 Polarimetria

Após encontrarmos o fluxo do objeto, realizamos a redução polarimétrica para encontrar a polarização circular, a polarização linear e o ângulo da polarização linear. Ela segue os mesmos passos iniciais da fotometria diferencial, descrita na seção 2.3, porém, não somamos os fluxos das duas imagens de uma estrela, mas sim realizamos a fotometria de abertura para cada uma separadamente e, a partir daí, encontramos a polarização. Com isso exploramos toda a informação da radiação eletromagnética coletada. Nesta seção descreveremos a técnica polarimétrica, a aquisição e redução de dados e os resultados encontrados para FL Cet.

### 2.4.1 Encontrando a polarização

Para encontrar a polarização utilizamos o pacote de rotinas do IRAF PCCDPACK (PEREYRA, 2000) e algumas rotinas desenvolvidos por Cláudia V. Rodrigues. Estas rotinas tem implementadas o cálculo da polarização a partir da fotometria de abertura, com as considerações discutidas a seguir.

O módulo polarimétrico utilizado é composto de um analisador do tipo prisma Savart de calcita e uma lâmina retardadora de  $\lambda/4$  giratória. Um feixe de radiação polarizada pode ser considerado como dois feixes de radiação com polarizações perpendiculares entre si, chamados de feixe ordinário e feixe extraordinário. O retardador é responsável por adicionar uma diferença de fase ( $\tau$ ) entre os feixes ordinário e extraordinário. O analisador separa estes dois feixes, gerando imagens duplas, como vimos na Figura 2.1. O retardador e o analisador são feitos de materiais birrefringentes, onde os feixes ordinário e extraordinário se propagam com velocidades diferentes.

Para o retardador  $\lambda/4$ , o  $\tau$  é igual a  $90^\circ$ . De acordo com Serkowski (1974), a matriz de transformação de Mueller para um retardador perfeito é dada por:

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G + H\cos 4\psi & H\sen 4\psi & 0 \\ 0 & H\sen 4\psi & G - H\cos 4\psi & 0 \\ 0 & \sen \tau \sen 2\psi & -\sen \tau \cos 2\psi & \cos \tau \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

onde  $G = \frac{1}{2}(1 + \cos \tau)$  e  $H = \frac{1}{2}(1 - \cos \tau)$ .

Já matriz de transformação para a radiação eletromagnética de um analisador perfeito é dada por:

$$B = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\phi & \sen 2\phi & 0 \\ \cos 2\phi & \cos^2 2\phi & \frac{1}{2}\sen 4\phi & 0 \\ \sen 2\phi & \frac{1}{2}\sen 4\phi & \sen^2 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

onde  $\phi$  é o ângulo do eixo óptico do prisma de calcita. Temos a matriz B para o feixe ordinário ( $B_o$ ) e o extraordinário ( $B_e$ ), pois  $\phi = \phi_1$  para um e  $\phi_1 = \phi + 90$  para o outro. Mais sobre estas equações para lâmina de  $\lambda/2$  pode ser encontrado em Targon (2008).

No polarímetro, o retardador é giratório e assume as posições  $\psi_i$ , assumindo 16 posi-

ções diferentes. A radiação emergente será o resultado das seguintes transformações no feixe incidente:

$$\begin{bmatrix} I'_{o,e} \\ Q'_{o,e} \\ U'_{o,e} \\ V'_{o,e} \end{bmatrix} = B_{o,e} A \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Do fluxo emergente encontramos:

$$2I'_{o,e} = I \pm Q \cos^2 2\psi_i \pm U \sin 2\psi_i \cos 2\psi_i \mp V \sin 2\psi_i. \quad (2.6)$$

As expressões para obtenção dos parâmetros  $Q$ ,  $U$  e  $V$  a partir do fluxo emergente podem ser encontradas em [Rodrigues et al. \(1998\)](#):

$$q = \frac{Q}{I} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^8 X_i \cos^2 2\psi_i, \quad (2.7)$$

$$u = \frac{U}{I} = \sum_{i=1}^8 X_i \sin 2\psi_i \cos 2\psi_i, \quad (2.8)$$

$$v = \frac{V}{I} = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^8 X_i \sin 2\psi_i, \quad (2.9)$$

onde  $\psi_i$  é o ângulo da lâmina retardadora de  $\lambda/4$  e  $X_i$  é:

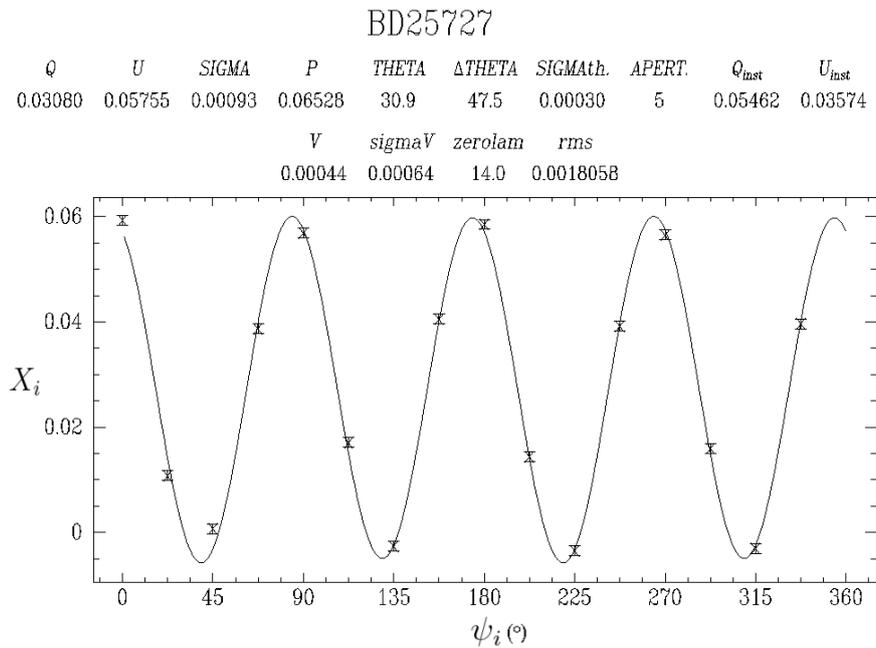
$$X_i = \frac{I_{e,i} - I_{o,i}}{I_{e,i} + I_{o,i}}. \quad (2.10)$$

Com os valores de  $q$  e  $u$  podemos encontrar o grau de polarização linear de acordo com a equação 1.19, e o ângulo de polarização linear com a equação 1.20. O parâmetro  $v$  fornece diretamente o grau de polarização circular, de acordo com a equação 1.21. A figura 2.4 é um exemplo do cálculo da polarização para um estrela padrão polarizada utilizando as rotinas do *PCCDPACK* que mostra a modulação  $X_i$  de acordo com a posição da lâmina  $\psi_i$ .

A posição inicial do retardador é desconhecida. Para determiná-la fazemos a polarimetria para todos os ângulos possíveis e utilizamos o valor que proporcione o menor erro para as medidas polarimétricas para todas as estrelas padrões polarizadas e não polarizadas e também para os dados de FL Cet. Para a missão de 2004 a posição inicial da lâmina foi estimado em  $14^\circ$  e para a missão de 2005 foi estimado em  $64^\circ$ .

As medidas polarimétricas consistem da aquisição de imagens em 8 posições da lâmina de  $\lambda/4$ . Para não perder mais resolução temporal, já que cada medida de polarização necessita de cerca de  $8(T_{int})$ , além do tempo de leitura do *CCD*, as imagens são utilizadas em conjuntos de 1-8, 2-9 e assim por diante. Portanto, cada medida tem 7 pontos em comum com a medida anterior.

O eclipse tem duração suficiente para atingir tipicamente 3 imagens que não podem ser usadas no cálculo da polarização devido ao baixo fluxo. Utilizamos a rotina *PCCDGEN* do pacote *PCCDPACK* para eliminar estas imagens sem desordenar as posições da lâmina de  $\lambda/4$  e calcular a polarização apenas com as posições que restarem. Isso foi feito para todos os conjuntos de arquivos que continham ao menos 1 imagem de eclipse.



**FIGURA 2.4** - Exemplo de modulações de  $X_i$  que fornece os parâmetros de Stokes do objeto. Os dados referem-se a uma de nossas observações da padrão polarizada BD+25727

### 2.4.2 Estrelas padrões polarizadas e não polarizadas

Os dados de polarização necessitam de duas correções que são realizadas a partir de estrelas padrões polarizadas e não polarizadas: rotação do ângulo da polarização linear instrumental para o sistema equatorial do céu e subtração da polarização

instrumental.

Após encontrada a polarização de cada estrela padrão polarizada, calculamos as correções necessárias para transformar o ângulo de polarização linear medido para o do sistema equatorial celeste, que pode ser feita na rotina PCCDGEN. O ângulo de correção é a média do ângulo de correção encontrado para cada estrela padrão, que é encontrado a partir da diferença entre o valor médio ( $\overline{\theta}_o$ ) observado na missão e o valor da literatura ( $\theta_l$ ) disponível em [Hsu e Breger \(1982\)](#) e [Turnshek \*et al.\* \(1990\)](#). Para as bandas  $R_c$  encontramos  $(\overline{\theta}_o - \theta_l)=47,5^\circ$  em 2004 e em 2005  $(\overline{\theta}_o - \theta_l)=42,0^\circ$ . Para a banda  $I_c$  encontramos  $(\overline{\theta}_o - \theta_l)=50,7^\circ$  em 2004 e  $(\overline{\theta}_o - \theta_l)=38,8^\circ$  em 2005. Na tabela 2.3 apresentamos o cálculo de polarização para todas as estrelas padrões observadas. A Figura 2.4 mostra o ajuste da polarização para a padrão não polarizada BD+25727 com as correções aplicadas.

Observando os valores de polarização das padrões não-polarizadas na Tabela 2.3 vimos que não existe contribuição instrumental significativa nas medidas.

### 2.4.3 Resultados da polarimetria

Os resultados da redução de dados para as bandas  $R_c$  e  $I_c$  podem ser vistos nas Figuras 2.5 e 2.6, respectivamente. Nelas temos a fração de polarização circular e linear e o ângulo da polarização linear para todas as noites das missões de 2004 e 2005 para cada filtro.

Comparando com os dados de [Wiehahn \*et al.\* \(2004\)](#) (ver Figura 1.9), obtidos em luz branca quando o sistema encontrava-se em baixo estado de brilho, vemos que nossa polarização é bem menor. Isso é consistente com a espectropolarimetria de [Schmidt \*et al.\* \(2005\)](#) que obtiveram que o sistema em alto estado de brilho tem polarização menor que em baixo brilho.

A ausência de intervalos de fase com polarização nula indica que há uma fonte de emissão ciclotrônica em todas as fases orbitais. Isso confirma que temos ao menos uma das colunas sempre visível.

Na polarização circular podemos notar várias inversões do sinal. Existem 2 picos de polarização circular positiva e 2 picos de polarização circular negativa, resultando em 4 inversões de sinal de polarização por fase. O pico negativo durante a fase 0,4 domina apenas na banda R. A fração de polarização circular também é menor em I,

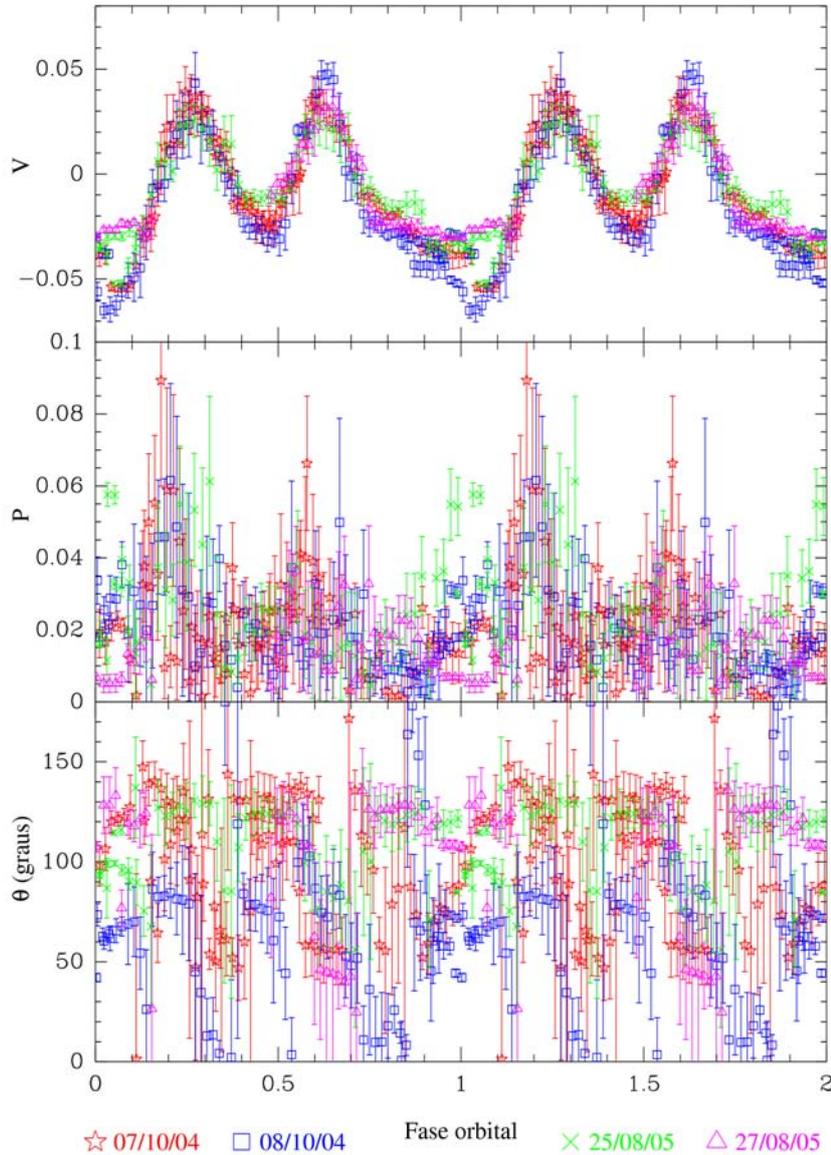
**TABELA 2.3** - Padrões polarimétricas utilizadas nas missões.

Objeto	data	filtro	P(%)	$\sigma_P$	$\theta$	$\sigma_\theta$	$\theta_o - \theta_l$
BD+323739	06/10/04	$R_c$	0,140	0,045	20,1	0,08	
BD+323739	07/10/04	$R_c$	0,37	0,54	3,3	0,131	
BD+323739	08/10/04	$R_c$	0,163	0,054	7,2	0,124	
BD+323739	27/08/05	$I_c$	0,940	0,050	3,8	0,121	
BD+323739	27/08/05	$R_c$	0,062	0,109	160,1	0,197	
HD155197	06/10/04	$R_c$	4,303	0,075	53,4	0,109	49,8
HD155197	07/10/04	$R_c$	4,249	0,117	51,8	0,168	51,4
HD155197	08/10/04	$R_c$	4,405	0,070	53,5	0,101	49,7
HD155197	09/10/04	$I_c$	3,790	0,152	54,0	0,222	49,2
HD155197	26/08/05	$I_c$	2,804	0,160	63,7	0,259	39,5
HD155197	26/08/05	$R_c$	4,021	0,340	64,4	0,560	38,8
HD155197	27/08/05	$I_c$	3,254	0,137	63,5	0,222	39,7
HD155197	27/08/05	$R_c$	4,179	0,109	60,8	0,171	42,4
HD155197	28/08/05	$I_c$	3,342	0,057	64,8	0,095	38,4
HD155197	28/08/05	$R_c$	3,830	0,554	65,0	0,921	38,2
BD+25727	07/10/04	$R_c$	6,404	0,46	163,9	0,090	49,9
BD+25727	08/10/04	$R_c$	6,366	0,060	163,5	0,117	50,3
BD+25727	09/10/04	$I_c$	5,510	0,238	161,6	0,444	52,2
HD14069	08/10/04	$R_c$	0,343	0,116	1,9	0,282	
HD14069	07/10/04	$R_c$	0,137	0,075	7,1	0,173	
HD12021	09/10/04	$I_c$	0,453	0,094	87,6	0,228	
HD154892	26/08/05	$I_c$	0,204	0,187	138,4	0,266	
HD154892	26/08/05	$R_c$	0,534	0,196	119,4	0,306	
HD154892	28/08/05	$I_c$	0,097	0,038	90,6	0,092	
HD154892	28/08/05	$R_c$	0,149	0,024	109,9	0,043	
HD251204	08/10/04	$R_c$	4,470	0,159	104,9	0,319	42,1
HD14069	28/08/05	$I_c$	0,031	0,076	173,2	0,177	
HD23512	28/08/05	$I_c$	2,011	0,103	170,7	0,230	38,9

variando cerca de 3% em média, enquanto em R a variação é de cerca de 4 %.

Entre as fases 0,3-0,6 foi sugerido o autoeclipse das colunas. Observamos, durante estas fases, polarização circular negativa, que significa que uma fonte de emissão polarizada ainda é visível. O fluxo nesta fase também não chega ao nível do eclipse causado pela secundária, e como ele é predominantemente da coluna, partes das colunas devem continuar visíveis.

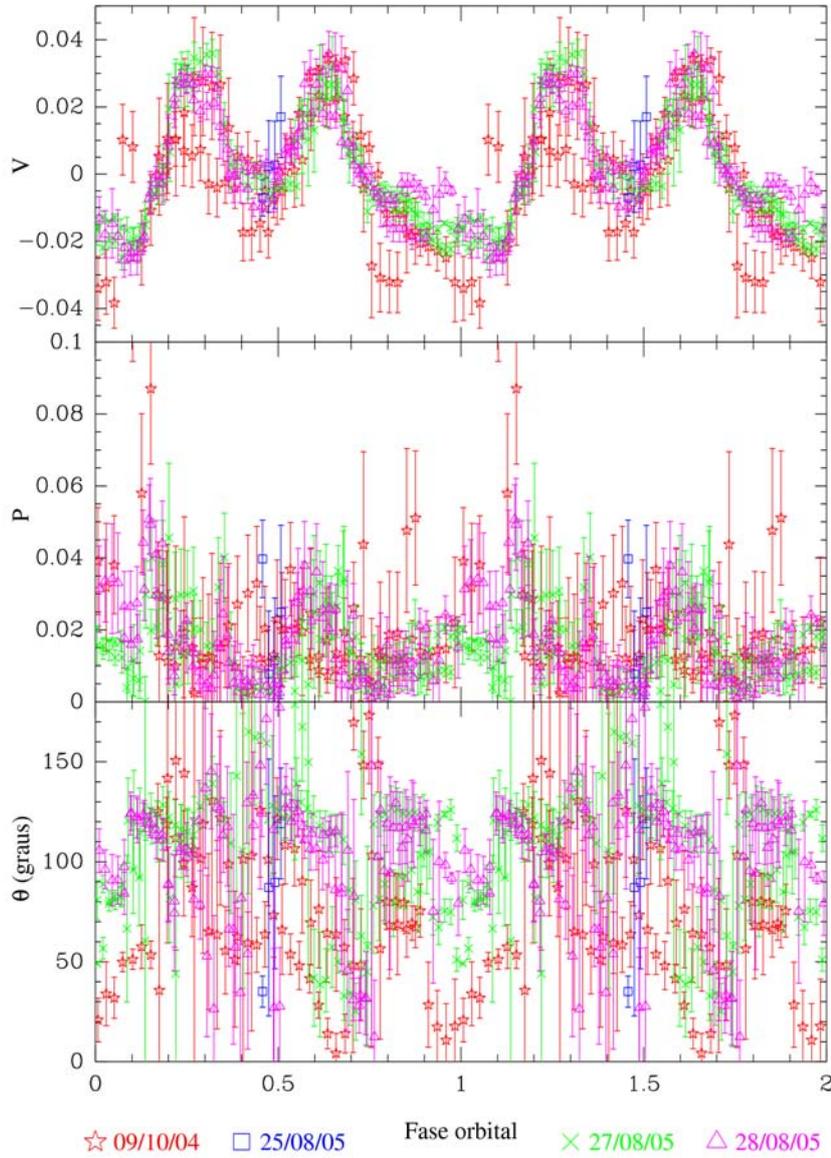
Apesar do alinhamento necessário para interpretação do eclipse, impondo que as colunas sejam visíveis ao mesmo tempo, observamos também que elas não desaparecem completamente durante o autoeclipse, o que sugere que pelo menos uma das



**FIGURA 2.5** - Curvas de polarização de FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro  $R_c$ .

regiões permanece visível próxima ao limbo da anã branca durante estas fases.

A polarização linear apresenta os maiores erros observacionais, se comparada com o fluxo e a polarização circular. Ao ser obrigatoriamente positiva, a polarização linear conta com um *bias* para valores positivos, principalmente quando temos baixa razão sinal-ruído. É possível subtrair o *bias* dos dados (VAILLANCOURT, 2006), porém os pontos de polarização linear não foram corrigidos. Portanto, neste trabalho nós os



**FIGURA 2.6** - Curvas de polarização de FL Cet obtidas em outubro de 2004 e agosto de 2005 com o filtro  $I_c$ .

utilizaremos como um limite superior para a polarização real do objeto, considerando que os pontos com barras de erros muito grandes próximos a zero podem ter valores consistentes com zero. O ângulo de polarização apresenta erros associados ainda maiores, principalmente quando a polarização linear é baixa, já que:

$$\sigma_{\theta} = \frac{180}{2\pi} \frac{\sigma_p}{p}. \quad (2.11)$$

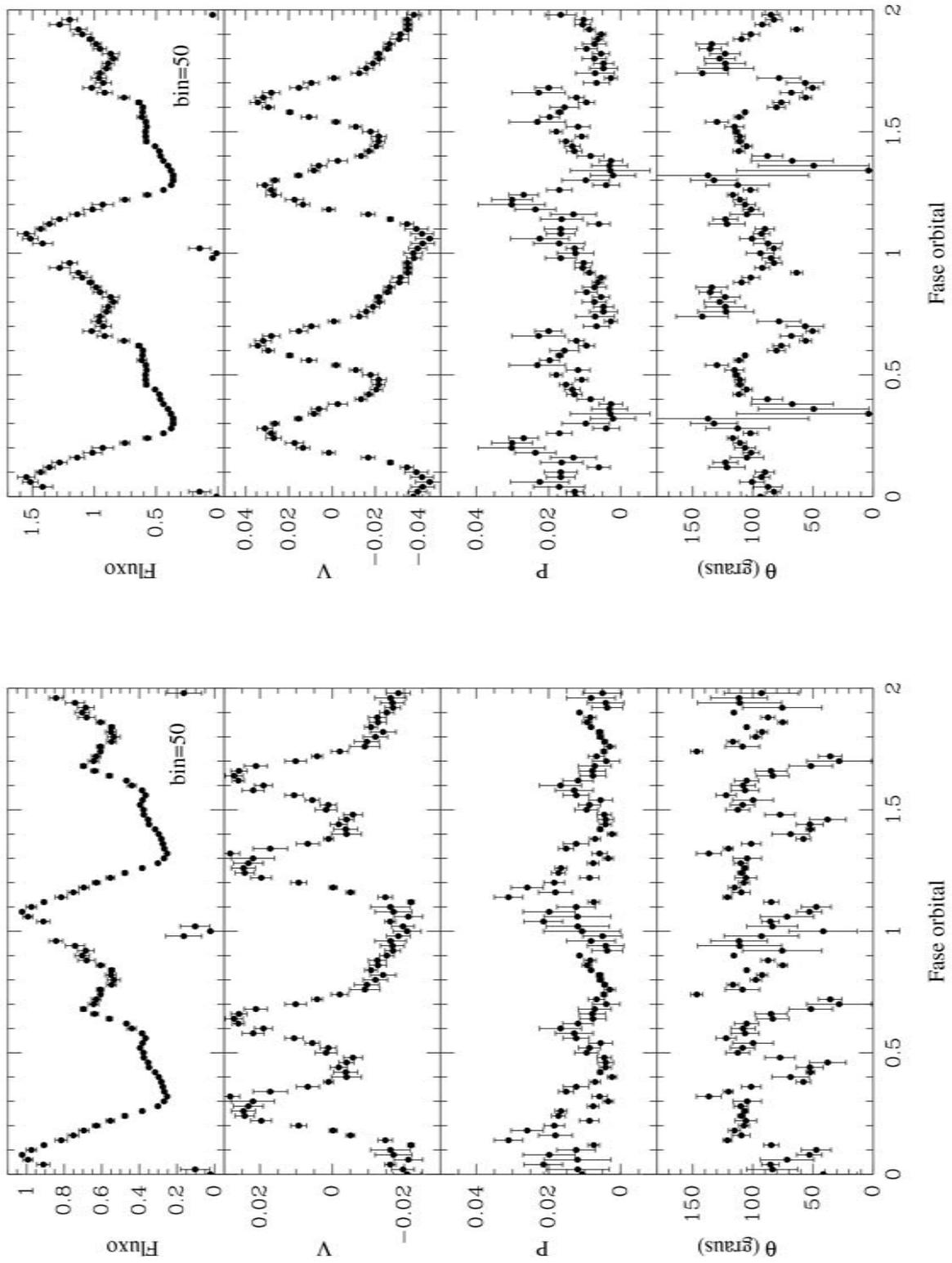
## 2.5 Preparação dos dados para utilização no modelo

Os dados obtidos em 2004 e 2005 são do mesmo estado de brilho de FL Cet. Nos dois anos as curvas de luz são compatíveis e não apresentam diferenças importantes, portanto podemos combiná-las entre si. A média dos dados foi feita de acordo com a fase, dividida em 50 intervalos iguais. A Figura 2.7 apresenta as médias para cada filtro observado.

A curva de luz do fluxo, para ambas as figuras, não possui pontos durante o eclipse, mas as curvas de polarização não possuem lacunas, conforme discutido na seção 2.4.1.

Com a curva de luz média feita a partir de vários ciclos orbitais de da FL Cet, temos uma melhora do erro, mesmo para a polarização linear. Porém utilizaremos na modelagem apenas o fluxo e a polarização circular, tomando o cuidado para que os valores de polarização linear não sejam muito maiores do que os dados apresentam.

Ao realizar a média desprezamos variações não periódicas que são associadas a outros fenômenos de VCs que não serão estudados neste trabalho.



**FIGURA 2.7** - Curvas médias de FL Cet para o fluxo, polarização circular, polarização linear e ângulo da polarização linear combinadas em 50 fases para todos os dados dos filtros  $I_c$  (à esquerda) e  $R_c$  (à direita).

## CAPÍTULO 3

### MODELOS DA EMISSÃO ÓPTICA DE FL CET

Para obter informações do sistema utilizando como vínculo os nossos dados de FL Cet, descritos no Capítulo 2, utilizaremos um novo modelo para a emissão de polares no óptico desenvolvido por nosso grupo. Neste capítulo, descrevemos o modelo e seus parâmetros, a metodologia utilizada para ajuste dos dados e os resultados encontrados para a polar FL Cet.

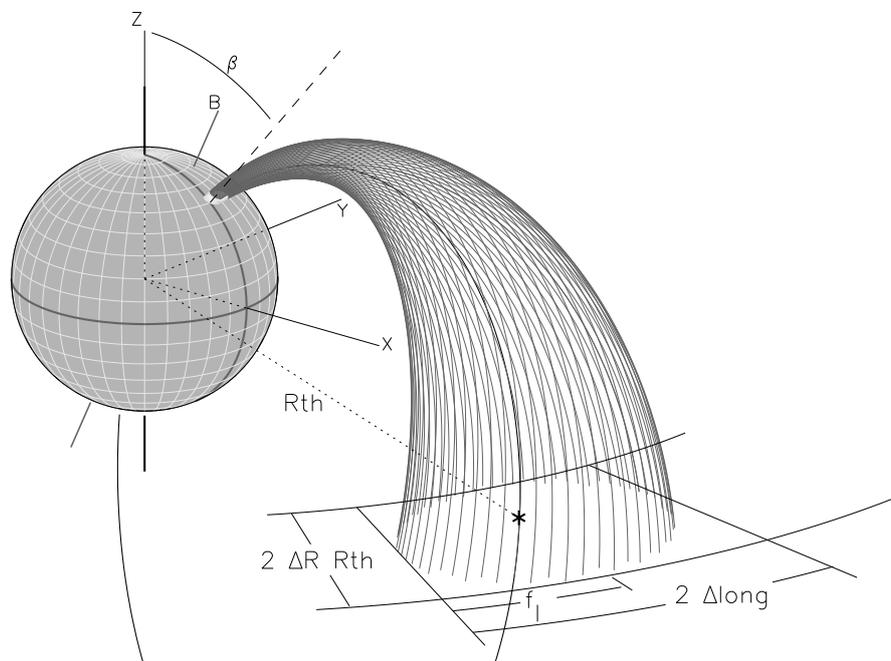
#### 3.1 Modelo de transporte radiativo de polares

O código *CYCLOPS* foi desenvolvido para reproduzir a emissão ciclotrônica no óptico e infravermelho de polares assumindo que a emissão nestes comprimentos de onda é dominada pela região pós-choque.

No *CYCLOPS*, a forma da região pós-choque é calculada a partir da geometria do campo magnético, que neste caso é considerado dipolar. A construção da região pós-choque é feita a partir da região de acoplamento, onde é definida uma área que será projetada na superfície da anã branca como pode ser visto na Figura 3.1: a região pós-choque é a pequena região branca próxima a superfície da anã branca. A solução do transporte radiativo de um plasma magnetizado foi implementada para o caso térmico com radiação incidente não-nula por [Costa e Rodrigues \(2009\)](#). É necessário considerar a radiação incidente não nula, pois após definida a região pós-choque, o cálculo do transporte radiativo do *CYCLOPS* é feito discretamente. A região pós-choque é dividida em pequenos elementos de volume, os voxels, e o transporte é feito voxel a voxel. Seus tamanhos podem ser alterados dependendo da resolução espacial escolhida.

Para cada fase do sistema temos um conjunto de linhas de visada, uma para cada voxel visível. O *CYCLOPS* calcula o transporte radiativo em cada linha de visada, onde o cálculo é realizado dos voxels inferiores para o superiores. No transporte radiativo considera-se como radiação incidente a radiação proveniente dos voxels inferiores. Para uma dada fase, os parâmetros de Stokes finais são o resultado integrado dos parâmetros de Stokes de todas as linhas de visada.

Dentro de um voxel os parâmetros são homogêneos, mas cada voxel pode ter temperatura, campo magnético e densidade diferentes dos outros voxels, resultando em



**FIGURA 3.1** - Sistema de referência e representação da geometria usada para construir a região pós-choque do *CYCLOPS*.  
 FONTE: Extraído de [Costa e Rodrigues \(2009\)](#)

uma região pós-choque não homogênea tanto na direção radial quanto tangencial.

A variação radial adotada é a apresentada por [Cropper \*et al.\* \(1999\)](#) e [Canalle \*et al.\* \(2005\)](#), já a variação tangencial é assumida como constante ou decrescente exponencialmente a partir de um ponto de referência onde a densidade eletrônica é máxima, definido como ponto âncora. O *CYCLOPS* realiza o cálculo do transporte radiativo para uma dada frequência de emissão, que é escolhida conforme os dados utilizados para comparação.

Ao final, temos os quatro parâmetros de Stokes, a partir dos quais encontramos o fluxo total, os graus de polarização e o ângulo da polarização linear para cada fase.

Os valores obtidos pelo *CYCLOPS* para o caso térmico e de radiação incidente nula

para fonte homogênea são consistentes com a solução de [Meggitt e Wickramasinghe \(1982\)](#) e [Wickramasinghe e Meggitt \(1985\)](#).

### 3.1.1 Parâmetros e opções do *CYCLOPS*

O *CYCLOPS* pode operar com até 13 parâmetros livres para uma dada frequência de observação e pode considerar até duas regiões pós-choque. Na Tabela 3.1 são apresentados os parâmetros do modelo que definem o volume da região pós-choque e o parâmetros físicos para o cálculo do transporte radiativo. Alguns deles são ilustrados na Figura 3.1.

Os parâmetros  $B$ ,  $b_{long}$  e  $b_{lat}$  determinam as características do campo magnético da primária. O *CYCLOPS* define um retângulo com lados dados pelos parâmetros  $\Delta R$  e  $\Delta_{long}$  e encontra as linhas de campo que cruzam a região de acoplamento (ver Figura 3.1).

O volume final é definido pela a área projetada da região de acoplamento na superfície da anã branca e pela altura definida pelo parâmetro  $h_{spot}$ , que também podemos ajustar. A localização do ponto âncora na região de acoplamento é determinado pelo parâmetro  $f_l$ . Aprimorações feitas por nosso grupo no núcleo do *CYCLOPS*

**TABELA 3.1** - Parâmetros do *CYCLOPS*.

Parâmetro	Significado
$i$	inclinação do eixo de rotação da primária com relação ao observador
$\beta$	colatitude da região pós-choque com relação ao eixo de rotação
$B$	intensidade do campo magnético $\vec{B}$ no ponto âncora
$b_{long}$	longitude do $\vec{B}$ com relação ao eixo de rotação
$b_{lat}$	latitude do $\vec{B}$ com relação ao eixo de rotação
$T$	temperatura da região pós-choque
$T_2$	temperatura da segunda região pós-choque
$N_{el}$	fator de escala da densidade eletrônica
$N_{el2}$	fator de escala da densidade eletrônica da segunda região pós-choque
$h_{spot}$	topo da região emissora em unidades de $R_1$
$\Delta_{long}$	semi-comprimento longitudinal da região de acoplamento em graus
$\Delta R$	semi-comprimento radial da região de acoplamento em unidades de $R_{th}$
$f_l$	localização da projeção do ponto âncora na região pós-choque

permitiram que ele fosse utilizado também para polares com duas colunas de acrés-

cimo. A modificação consistiu em, a partir da primeira coluna, encontrar a outra base das linhas de campo magnético que cruzam a região de acoplamento e definir a geometria da segunda coluna. O cálculo do transporte radiativo é feito para cada uma individualmente. Obtemos assim os parâmetros de Stokes das duas colunas combinadas.

Como nossos dados observacionais são em duas frequências, o modelo também foi aprimorado para calcular o transporte para duas frequências simultaneamente.

Outras aprimorações feitas no *CYCLOPS* permitiram que existissem diferenças em temperatura e densidade entre as regiões, já que as colunas não são necessariamente iguais. Os parâmetros  $N_{el2}$  e  $T_2$  são a densidade e a temperatura da segunda região pós-choque. Procuramos com estes dois parâmetros criar assimetrias entre as duas colunas.

O *CYCLOPS* calcula também a atenuação da região emissora causada pelo topo da coluna, o que funciona no sentido de reduzir o fluxo total e o fluxo polarizado. Uma fonte de radiação não polarizada e constante em fase orbital pode ser adicionada para melhorar a concordância com os dados, considerando que pode haver outras componentes no sistema que contribuam com o fluxo total.

### 3.1.2 Descobrimo um bom modelo

Devido ao número de parâmetros e as incertezas associadas são possíveis milhões de combinações para o *CYCLOPS*. Para avaliar a qualidade do ajuste entre dados e modelos o *CYCLOPS* calcula o  $\chi^2$ . Este  $\chi^2$  é uma modificação da equação padrão, que não considera uma ponderação com o erro. O  $\chi^2$  é a soma dos  $\chi_j^2$ , com:  $j=1$  representando o fluxo;  $j=2$ , a polarização circular;  $j=3$ , a polarização linear e  $j=4$ , o ângulo da polarização linear e é representado por:

$$\chi_j^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(S_i - x_i)^2}{nx_{max}} \quad (3.1)$$

onde  $S_i$  são os valores do modelo,  $x_i$  são os valores dos dados,  $n$ , o número de fases e  $x_{max}$ , o valor máximo do conjunto de dados. O  $\chi^2$  total é a soma dos  $\chi_j^2$ , onde podemos desconsiderar alguma componente de acordo com o ajuste desejado.

A normalização com  $x_{max}$  foi utilizada para que os valores de  $\chi^2$  para as 4 curvas

para que tenham escalas compatíveis. Por exemplo, o fluxo dos dados é muito menor do que 1, o que é sempre muito menor que as escalas do ângulo de polarização, que varia de 0 a 180 graus. Essa normalização também explica os valores de  $\chi^2$  muito menores do que 1 para os ajustes apresentados nas próximas seções, mesmo no caso de grande desacordo entre dados e modelos.

A busca de soluções do conjunto de parâmetros que melhor reproduz os dados é feita utilizando-se o código genético *PIKAIA* (CHARBONNEAU, 1995). O *PIKAIA* segue conceitos de seleção natural. Dado um intervalo de parâmetros, ele faz o sorteio de diferentes combinações, criando uma população. Os melhores membros da população são combinados, podendo sofrer mutações. Se a mutação proporciona melhora ela continua, senão retorna-se à população anterior e são geradas novas mutações.

Os parâmetros sorteados são utilizados como entrada para o *CYCLOPS* que calcula o transporte radiativo na coluna e o  $\chi^2_j$ . O *PIKAIA* minimiza o  $\chi^2$ . Em geral, ele calcula cerca de 1500 modelos até convergir para uma região do espaço de parâmetros fornecidos onde se espera encontrar o menor valor do  $\chi^2$ , porém para um espaço de parâmetros muito grande, ele pode ter dificuldades em convergir. Uma vantagem é que ele não utiliza derivadas para encontrar os extremos de uma função, e portanto, é menos sensível a mínimos locais.

## 3.2 Aplicação para FL Cet

Nesta seção, apresentaremos a aplicação do *CYCLOPS* para a polar FL Cet. O *CYCLOPS* já foi utilizado para descrever duas polares: V834 Cen (COSTA; RODRIGUES, 2009) e CP Tuc (artigo em preparação). Estas duas polares possuem a emissão dominada por uma única coluna de acréscimo. Nesta seção apresentaremos os primeiros testes utilizando o *CYCLOPS* para descrever uma polar com 2 colunas de acréscimo.

### 3.2.1 Metodologia

Os dados que utilizamos para o cálculo do  $\chi^2$  são os dados binados conforme apresentados na seção 2.5. As frequências centrais das bandas  $R_c$  e  $I_c$  foram assumidas como  $3.64 \times 10^{14}$  Hz e  $4.63 \times 10^{14}$  Hz, considerando que dentro da banda o espectro seja plano.

Para cálculo do  $\chi^2$ , utilizamos apenas o fluxo e a polarização circular.

Para definir a resolução espacial e temporal a ser utilizada pelo *CYCLOPS*, realizamos testes que demonstraram que modelos com resolução espacial igual a 32, que implica que ao cubo que engloba a região emissora é dividido em  $32^3$  voxels, e um número de fases igual a 15 são suficientes para representar bem as modulações das curvas de luz.

Inicialmente buscamos soluções com os parâmetros dentro dos intervalos da literatura. Os resultados são apresentados na seção 3.2.2.

Para que um modelo seja considerado adequado para descrever as colunas de acréscimo de FL Cet, ele deve apresentar:

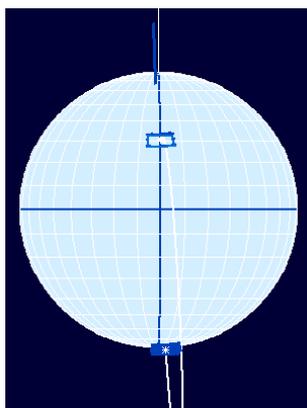
- um bom ajuste aos dados;
- o alinhamento das colunas na fase do eclipse;
- a proporção de fluxo das colunas deve ser de 40% e 60% para cada uma no instante do eclipse;
- o fluxo deve ser crescente e não nulo entre as fases 0,3 e 0,6;
- a polarização linear deve ter valor compatível com os dados.

Na tentativa de melhorar os ajustes dos dados, utilizamos maiores intervalos de parâmetros. Também realizamos testes com colunas não homogêneas, diferentes pesos para cada curva de luz, ponderações do  $\chi^2$  com o erro dos dados e assimetrias de temperatura e densidade entre as colunas. Os resultados são apresentados na 3.2.3.

Nas subseções a seguir, apresentamos e discutimos os melhores ajustes para cada situação.

### 3.2.2 Ajustes com parâmetros restritos aos intervalos da literatura

Na subseção 1.5, apresentamos várias estimativas das propriedades físicas e geométricas encontradas na literatura de FL Cet. Com base nestes limites, estabelecemos intervalos de parâmetros e fizemos buscas com o *PIKAIA* para o ajuste do fluxo e polarização circular nas duas frequências de observação. As restrições na geometria foram as mesmas utilizadas para explicar o eclipse por O'Donoghue *et al.* (2006) (ver figura 1.11). O eixo do campo magnético e a colatitude da região foram restritas de



**FIGURA 3.2** - Reprodução da geometria proposta por [O'Donoghue et al. \(2006\)](#) para FL Cet. Os retângulos azuis são as regiões pós-choque, as linhas brancas são as linhas de campo e em azul temos o eixo do campo magnético.

modo que o sistema apresentasse colunas alinhadas e visíveis na mesma face da anã branca. Nesta configuração é possível que uma das regiões fique muito próxima do limbo da anã branca, conforme ilustrado na [Figura 3.2](#).

Vamos denominar  $Fl^*$ , onde  $*$  é um número inteiro, um dado modelo para FL Cet. Os modelos  $Fl1$  e  $Fl2$  são os melhores ajustes encontrado por um *PIKAIA* consideramos apenas a variação radial, enquanto os modelos  $Fl3$  e  $Fl4$  apresentam também a variação tangencial. Os modelos  $Fl1$  e  $Fl3$  são os melhores ajustes encontrado por um *PIKAIA* onde foram permitidas densidades e temperatura diferentes entre as duas colunas. Os parâmetros e características dos melhores ajustes são resumidos na [Tabela 3.2](#). Para os modelos  $Fl1$  e  $Fl3$ , fixamos a  $T_2 = 2T_1$ , de acordo com o proposto por [Schmidt et al. \(2005\)](#). Fixamos também os parâmetros  $b_{lat}$  e  $b_{long}$  em  $45^\circ$  e  $360^\circ$ , respectivamente.

Na [Figura 3.3](#) são apresentados os melhores ajustes do fluxo e polarização encontrados pelo *PIKAIA*. Não encontramos um bom ajuste para o fluxo. A polarização circular também não é ajustada, mas apresenta os picos negativos e positivos nos locais corretos. A polarização linear também é consistente com os dados.

As soluções convergiram para inclinações entre  $82 \pm 2^\circ$ , colatitude entre  $81 \pm 1^\circ$  e altura entre  $0,09 \pm 0,01 R_1$ . Os outros parâmetros variaram entre cada modelo.

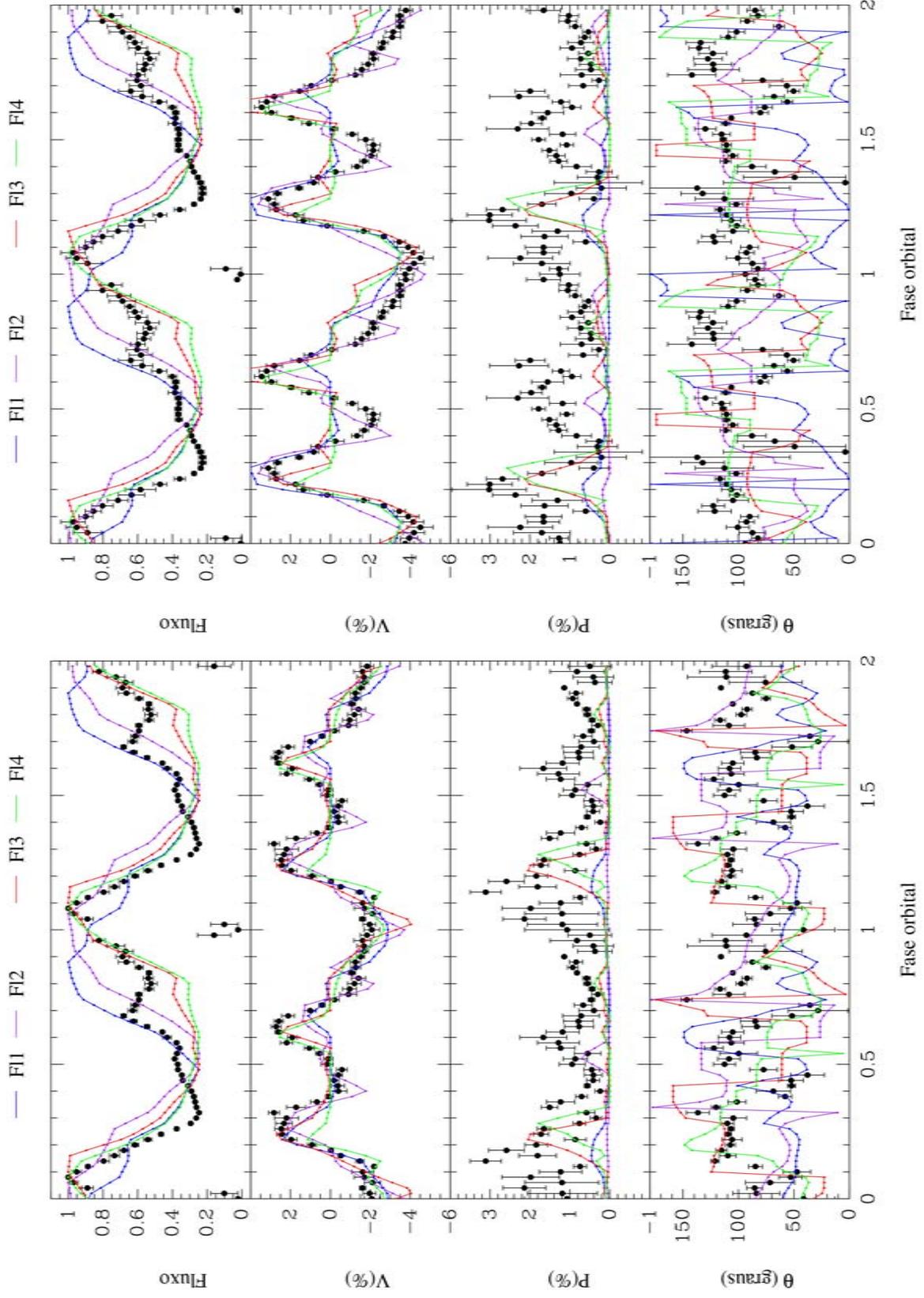
Os modelos apresentam proporção de fluxo para cada coluna (ver última linha da [Tabela 3.2](#) indicada com  $F(\%)$ ) incompatíveis com a observada por [O'Donoghue et](#)

**TABELA 3.2** - Resumo dos ajustes com parâmetros restritos aos intervalos encontrados na literatura.

	F11	F12	F13	F14
Simetria das regiões	não	sim	não	sim
Variação radial	sim	sim	sim	sim
Variação tangencial	não	não	sim	sim
$i$	82,5	81,7	81,2	84,0
$\beta$	81,7	81,8	80,7	81,9
$B$	32,5	29,8	48,0	48,3
$N_{el}$	12,24	12,96	13,84	14,40
$T$	19,0	28,0	18,7	44,9
$h_{spot}$	0,09	0,10	0,09	0,08
$\Delta_{long}$	88,1	88,6	34,2	36,4
$\Delta R$	0,134	0,162	0,195	0,171
$f_l$	0,146	0,132	0,125	0,175
$N_{el2}$	14,13	12,96	15,38	14,40
$T_2$	2,0	1,0	2,0	1,0
$\chi^2$	0,295	0,247	0,273	0,267
Fluxo(%)	5/15	20/50	60/5	70/5

*al.* (2006), com F11, F13 e F14 possuindo uma região contribuindo apenas com 5% em fluxo. Somente o modelo F13 apresentou fluxo nas fases 0,3-0,6, enquanto os outros foram ajustados com fluxo não polarizado de outra origem. Como a geometria foi estipulada, todos os modelos satisfazem a condição de alinhamento entre as regiões.

Podemos concluir que a geometria sugerida pela literatura com a atual configuração do *CYCLOPS* não reproduz o fluxo e a polarização do sistema satisfatoriamente, pois nenhum modelo satisfaz todas as condições para um bom modelo de FL Cet discutidas na Seção 3.2.1.



**FIGURA 3.3** - Melhores ajustes do fluxo e da polarização circular de FL Cet considerando intervalos de parâmetros da literatura para os filtros  $I_c$  (à esquerda) e  $R_c$  (à direita).

### 3.2.3 Ajustes alternativos

Como os modelos utilizando os intervalos de parâmetros da literatura não forneceram bons ajustes, realizamos vários testes para procura de outras geometrias e parâmetros físicos, estipulando intervalos maiores para cada parâmetro.

Com os vários testes realizados, geramos um banco de dados com cerca de 30.000 modelos com parâmetros dentro do intervalo da Tabela 3.3. Após isso, realizamos buscas neste banco de dados, procurando os melhores modelos que ajustassem somente o fluxo, ou a polarização circular ou ambas simultaneamente. Ao realizar as

**TABELA 3.3** - Intervalo de parâmetros do banco de modelos.

Parâmetros	Intervalos
$i$	80-99°
$\beta$	0-90°
$B$	0,6-90 MGauss
$N_{el}$	7,0-28,0
$N_{el2}$	0,1-2 $N_{el}$
$T$	8-50 KeV
$T_2$	0,1-2 T
$b_{long}$	0-360°
$b_{lat}$	0-90°
$h_{spot}$	0,1-0,40 $R_1$
$\Delta_{long}$	0-360°
$\Delta R$	0,1-0,4
$f_l$	0,0-1,0

buscas verificamos se algum bom modelo foi desconsiderado pelo *PIKAIA* por alguma restrição imposta nos testes. Quando realizamos as buscas permitindo regiões assimétricas, o número de modelos possíveis chegou a 47.000.

A Tabela 3.4 apresenta as características dos melhores modelos encontrados no banco de dados. Nela são indicados se o modelo tem simetria entre as colunas, variação radial e variação tangencial de densidade e temperatura. Todos os modelos apresentam a proporção do fluxo das colunas aproximado com o observado, 40% e 60%. Apenas os modelos F7, F8 e F9 que são ajustes apenas da polarização circular apresentam fluxo no eclipse insatisfatório.

Os modelos F4, F6, F7 e F9 não apresentam fluxo entre as fases 0,3 e 0,6, onde deve

**TABELA 3.4** - Resumo dos melhores ajustes do banco.

	F1	F2	F3	F4	F5	F6	F7	F9	F8
ajuste	fluxo			fluxo	+	pol.	pol.		
Simetria	não	sim	sim	não	sim	sim	não	sim	sim
Var. rad.	sim	sim	sim	sim	sim	sim	sim	sim	sim
Var. tan.	não	não	não	não	não	não	não	não	não
$i$	81,5	81,5	80,5	95,2	95,2	83,6	89,5	82,6	89,5
$\beta$	7,4	7,4	78,8	34,6	34,6	72,8	55,6	66,5	55,6
$B$	43,7	43,7	46,2	66,9	66,9	30,3	59,9	47,0	59,9
$N_{el}$	12,83	12,83	13,21	12,97	12,97	14,45	12,55	11,54	12,55
$T$	22,6	22,6	57,5	20,5	20,5	42,1	55,3	10,7	55,3
$B_{long}$	356,0	356,0	356,0	123,0	123,0	1,0	332,0	9,0	332,0
$B_{lat}$	50,0	50,0	44,0	73,0	73,0	52,0	42,0	38,0	42,0
$h_{spot}$	0,27	0,27	0,17	0,26	0,26	0,04	0,25	0,39	0,25
$\Delta_{long}$	48,8	48,8	51,1	22,1	22,1	59,4	10,5	59,3	10,5
$\Delta R$	0,215	0,215	0,268	0,317	0,317	0,275	0,191	0,386	0,191
$f_l$	0,072	0,072	0,232	0,390	0,390	0,278	0,012	0,300	0,012
$N_{el2}$	13,38	12,83	13,21	14,93	12,97	14,45	13,97	11,54	12,55
$T_2$	63,28	22,6	57,5	34,8	20,5	42,1	5,3	10,7	55,3
$\chi^2$	0,0030	0,0036	0,0037	0,200	0,270	0,280	0,131	0,321	12,04
Fluxo(%)	30/70	30/70	25/60	30/60	20/70	30/50	-	-	15/15

ocorrer a ocultação parcial das colunas.

A Figura 3.4 apresenta os ajustes com menor  $\chi^2$  para o fluxo e polarização de FL Cet. Não conseguimos melhora significativa com relação aos ajustes da literatura. Eles apresentam boa proporção de fluxo entre as duas regiões e inversões de sinal de polarização nas fases corretas, porém apenas o modelo F6 apresentou bom ajuste na banda R do pico de polarização circular negativo em torno da fase 0,3. Todos os modelos alternativos apresentaram fluxo nas fases 0,3 e 0,6.

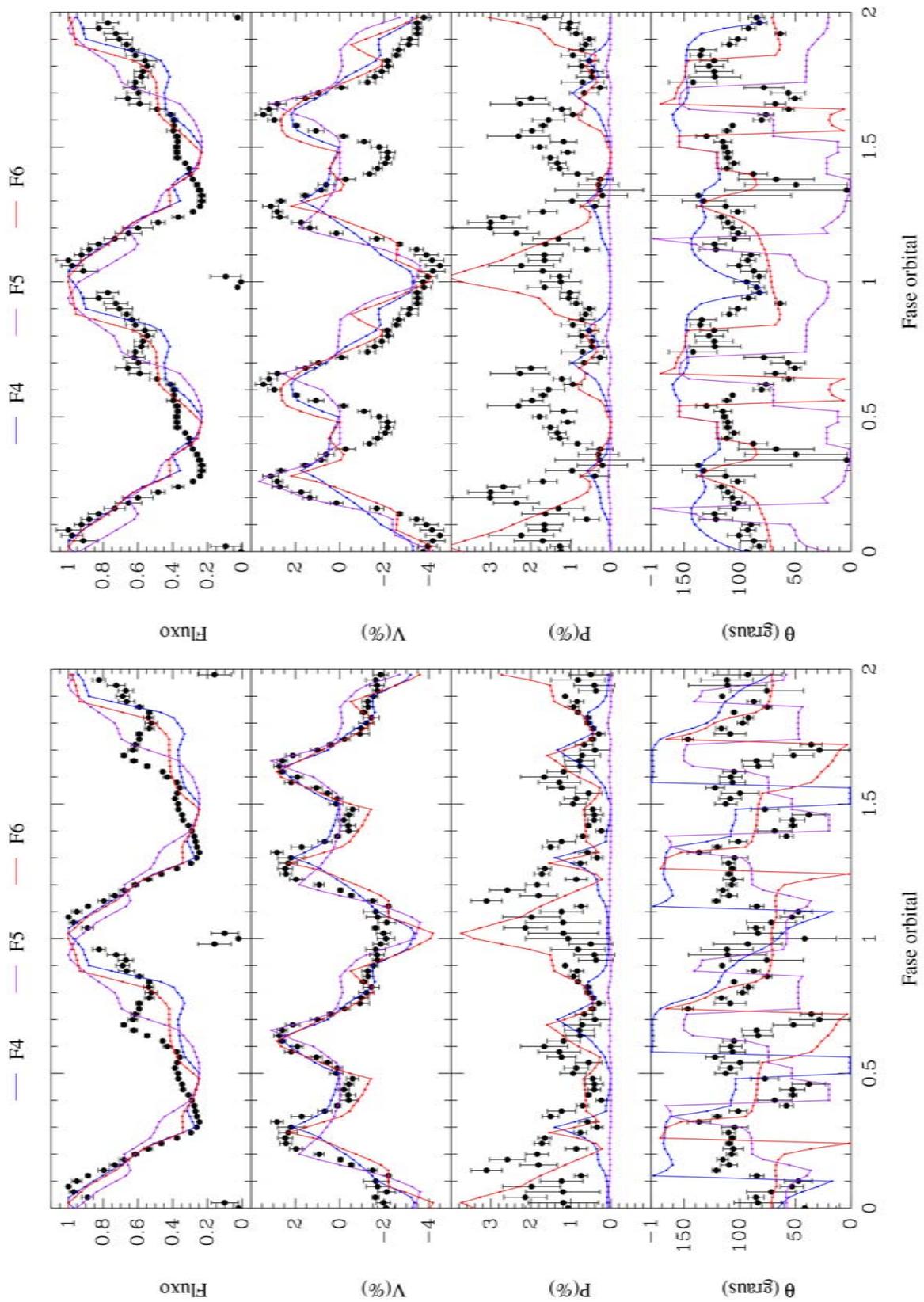
Para identificar se a dificuldade de ajuste deve-se ao fluxo ou a polarização, realizamos a busca por modelos que os ajustassem separadamente. A Figura 3.5 apresenta os ajustes apenas do fluxo de FL Cet. Tanto colunas simétricas quanto assimétricas são capazes de descrever o fluxo do objeto com diversas combinações de parâmetros e, portanto, é possível melhorar a curva de luz das Figuras 3.3 e 3.4.

A Figura 3.6 apresenta os ajustes apenas com a polarização circular de FL Cet. O modelo F7 apresenta um bom ajuste da polarização circular. Já o modelo simétrico para o modelo F7, o modelo F8, possui polarização circular muito grande e incom-

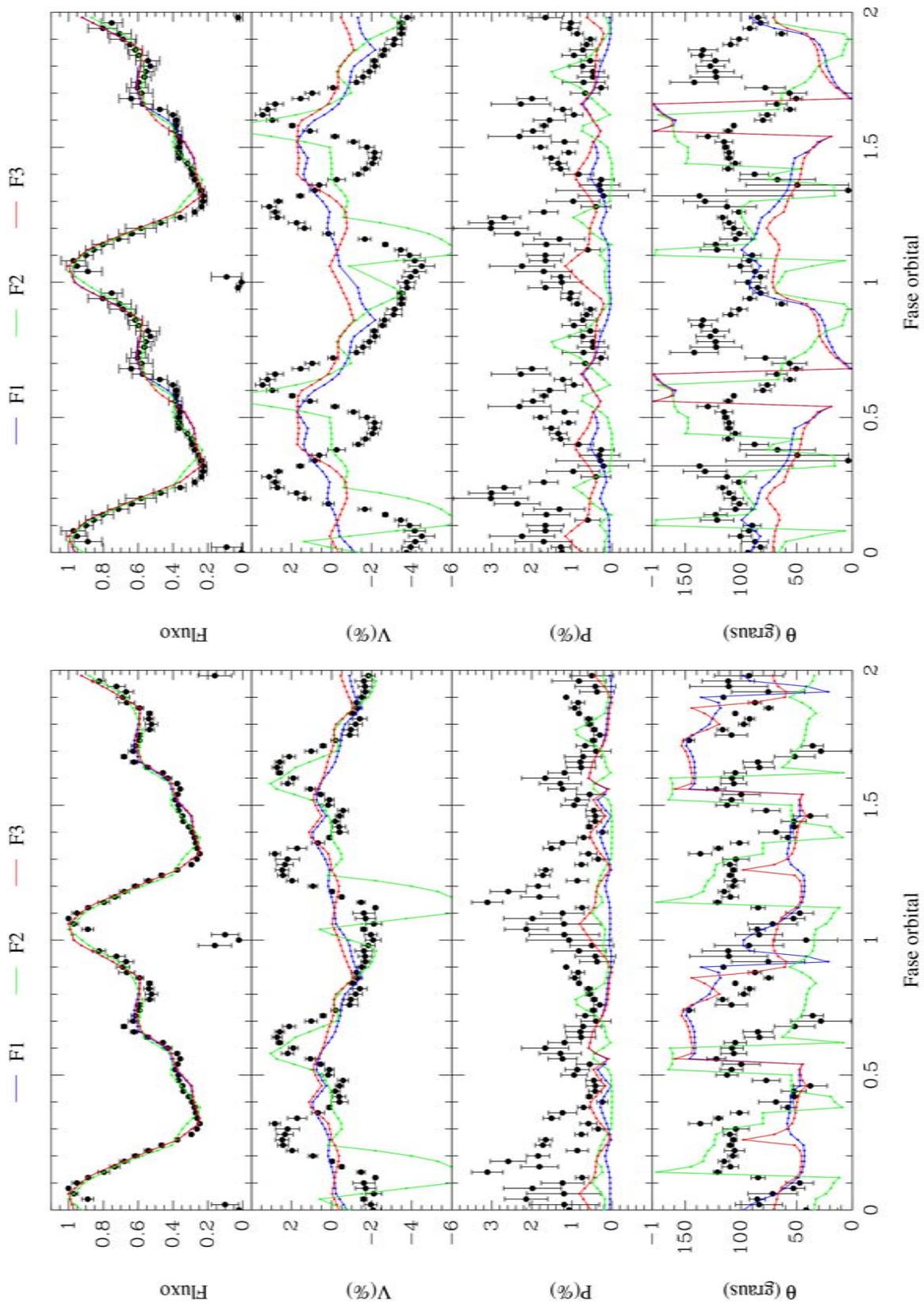
patível com os dados, sendo um exemplo de como a assimetria entre as colunas pode ser importante em alguns casos.

O modelo F9 é o único que apresenta o pico de polarização negativo da fase 0,3-0,6. Este modelo é um bom exemplo de fatores que eliminam um bom ajuste, pois além de não apresentar o ajuste simultâneo das duas frequências de observação, não possui fluxo na fase de eclipse e tem polarização linear muito maior do que a observada.

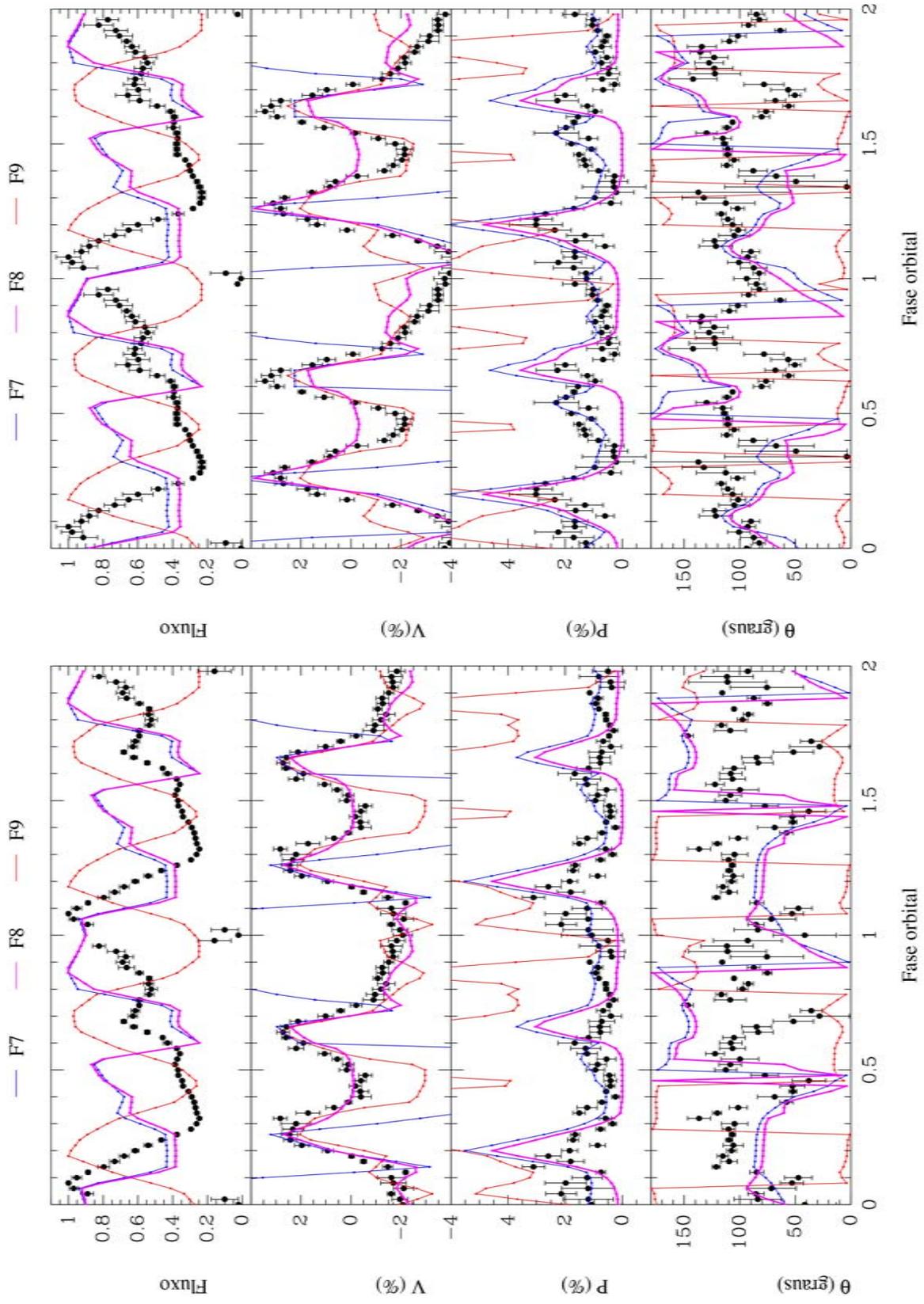
Podemos concluir que a polarização circular também pode ser ajustada pelo *CY-CLOPS*. Ela é um forte vínculo para os ajustes sendo capaz de eliminar geometrias inconsistentes, já que os bons modelos para fluxo do nosso banco de dados não são bons modelos de polarização circular. No entanto, considerá-la isoladamente pode nos conduzir a situações onde o fluxo e o eclipse das colunas não sejam descritos.



**FIGURA 3.4** - Melhores ajustes do fluxo e da polarização circular de FL Cet para os filtros  $I_c$  (à esquerda) e  $R_c$  (à direita).



**FIGURA 3.5** - Melhores ajustes do fluxo de FL Cet para os filtros  $I_c$  (à esquerda) e  $R_c$  (à direita).



**FIGURA 3.6** - Melhores ajustes da polarização circular de FL Cet para os filtros  $I_c$  (à esquerda) e  $R_c$  (à direita).

### 3.3 Efeitos de propagação em um plasma magnetizado

Nesta seção, discutimos os efeitos de propagação de ondas eletromagnéticas em um plasma magnetizado que podem alterar a polarização da emissão ciclotrônica em polares.

Uma onda eletromagnética pode ter sua polarização alterada ao atravessar um plasma magnetizado de acordo com o acoplamento dos modos de propagação ordinário e extraordinário (COHEN, 1960). Esses efeitos dependem do ângulo entre  $\vec{B}$  e a direção da propagação da onda e seu estudo é feito considerando os casos: quase longitudinal ( $Q_l$ ) e quase transversal ( $Q_t$ ). Um exemplo de efeito  $Q_l$  é a rotação de Faraday (SPITZER, 2004), que gera uma rotação no ângulo da polarização linear. Já os efeitos  $Q_t$  são bem mais complexos, com transmutação das polarizações linear e circular. Uma ilustração pode ser encontrada na Figura 2 de Cohen (1960). Neste mesmo trabalho é apresentado o cálculo das frequências de transição acima das quais o acoplamento dos modos é forte e os efeitos de propagação podem ser desconsiderados, sendo que para  $Q_l$  temos:

$$f_l = 3 \times 10^{-3} N_e S. \quad (3.2)$$

Já para o  $Q_t$ , a frequência de transição é:

$$f_t^4 = 10^{17} N_e S B^3. \quad (3.3)$$

O valor S é a escala de tamanho do campo magnético que se relaciona ao comprimento a partir do qual B não pode ser considerado constante.

O efeito  $Q_t$  existe no Sol, onde foi observado que o sinal da polarização circular da radiação emitida na região da mancha solar sofre uma inverção de sinal em determinadas linhas de visada pelo material acima da mancha.

Esses efeitos de propagação podem agir na emissão da região pós-choque se ela atravessa a região da coluna mais próxima da secundária. Essa região tem densidade não nula, o material está ionizado e o campo magnético da anã branca ainda possui valores consideráveis (da ordem de  $10^6$  G). Tanto o efeito  $Q_l$  quanto  $Q_t$  podem estar presentes, o que dependerá da geometria de B e da linha de visada do observador.

Para verificar se esses efeitos ocorrem nas frequências ópticas, calculamos as frequên-

cia de transição para os casos  $Q_l$  e  $Q_t$ , considerando que a região pré-choque possua os valores máximos de  $B \simeq 10^7$  Gauss,  $N_e \simeq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  e  $S \simeq 10^6 \text{ cm}$ . Obtivemos que  $f_l$  e  $f_t$  máximos são da ordem de  $10^{15}$  e  $10^{14}$  Hz, respectivamente.

As nossas estimativas indicam que no óptico ( $\simeq 10^{14}$  Hz) as frequências estão muito próximas ou abaixo do valor de transição. Assim, a hipótese de acoplamento forte (quando os efeitos acima podem ser desconsiderados) pode não ser correta. Isto é, pode existir acoplamento fraco entre os modos ordinário e extraordinário e, portanto, a emissão ciclotrônica (polarizada) da região pós-choque pode ser alterada ao se propagar pela coluna de acréscimo. A propagação  $Q_l$  alterará o ângulo da polarização linear, via rotação de Faraday. Já uma propagação  $Q_t$  pode transmutar os valores absolutos das polarizações linear e circular. Não existe ainda uma teoria para quantificar corretamente esse efeito. Assim, nas situações em que temos acoplamento fraco de modos, os valores de polarização da emissão ciclotrônica não podem ser comparados aos dados.

O nosso código já identifica as linhas de visada (e portanto as fases) onde a emissão atravessa a região superior da coluna. Como perspectiva, podemos incluir o cálculo das frequências de transição, a partir das densidades e campo magnético dessa região, de modo a decidir pela não inclusão dessas fases no cálculo do  $\chi^2$ . Nos modelos feitos para FL Cet, estes efeitos de propagação não foram considerados.



## CAPÍTULO 4

### CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, apresentamos um estudo da polarização de FL Cet, uma polar eclipsante recentemente descoberta. Nossos resultados podem ser separados em observacionais e de modelagem.

Obtivemos, pela primeira vez, dados de polarização no estado de alto brilho do sistema resolvidos em fase. As observações foram realizadas nas bandas  $R_c$  e  $I_c$ . Nossos dados apresentam uma melhor razão sinal-ruído que observações do sistema realizadas em luz branca e no estado de baixo brilho, tornando possível identificar 4 inversões de sinal da polarização circular, com 2 picos positivos e dois negativos. A amplitude das modulações da curva de polarização circular foi de  $\pm 3\%$  na banda  $I_c$  e  $\pm 4\%$  na banda  $R_c$ . A ausência de intervalos de fase com polarização circular nula indica que existe pelo menos uma coluna sendo visível durante todo o período orbital do sistema. O fluxo do sistema apresenta as modulações orbitais típicas de polares, com um eclipse profundo. A curva de polarização linear indica que ela é inferior a 6% para as duas bandas.

Aplicamos um modelo de emissão óptica de polares desenvolvido por nosso grupo, o *CYCLOPS*, na tentativa de reproduzir os dados do sistema. Foi necessário introduzir no código a capacidade de considerar duas regiões emissoras. Foram analisadas situações (1) com distribuição de matéria não homogênea dentro de uma região e (2) onde as duas regiões possuísem escalas de densidade e temperatura diferentes. Mostramos que nosso modelo é capaz de reproduzir muito bem o fluxo total ou a polarização circular, porém o ajuste simultâneo de ambas as curvas não apresenta a mesma qualidade. Especificamente, não obtivemos um bom ajuste das curvas de luz e polarização usando as propriedades do sistema constantes na literatura. Mesmo realizando a busca de parâmetros em intervalos menos restritivos, não obtivemos um resultado satisfatório. Os melhores ajustes simultâneos podem diferir de modo importante em seus parâmetros. Assim, é importante considerar o maior número possível de vínculos observacionais.

Como perspectiva para obter um conjunto de parâmetros que represente corretamente Fl Cet, utilizando mais vínculos, pretendemos:

- vincular o ajuste utilizando o perfil de eclipse. Para isso utilizaremos uma

rotina desenvolvida por J.E.R. Costa que calcula a forma do eclipse das colunas de acréscimo pela secundária a partir dos resultados do *CYCLOPS*.

- ajustar o fluxo polarizado em lugar do grau de polarização, pois o fluxo polarizado não depende da componente não polarizada que não provém da coluna de acréscimo.

Além disso, podemos alterar o *CYCLOPS* no sentido de aumentar a assimetria entre as duas colunas, por exemplo, considerando alturas, amplitudes longitudinal ou  $f_l$  (posição de máxima densidade) diferentes.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BEKEFI, G. **Radiation processes in plasmas**. New York: John Wiley, 1966. 337 p. [38](#)
- BERG, R. A.; DUTHIE, J. G. The nature of AM Herculis. **Astrophysical Journal**, v. 211, p. 859–865, fev. 1977. [30](#)
- CAMPBELL, R. K.; HARRISON, T. E.; KAFKA, S. Cyclotron Modeling Phase-Resolved Infrared Spectroscopy of Polars. III. AM Herculis and ST Leo Minoris. **Astrophysical Journal**, v. 683, p. 409–423, ago. 2008. [53](#)
- CANALLE, J. B. G.; SAXTON, C. J.; WU, K.; CROPPER, M.; RAMSAY, G. Accretion in dipole magnetic fields: flow structure and X-ray emission of accreting white dwarfs. **Astronomy and Astrophysics**, v. 440, p. 185–198, set. 2005. [64](#)
- CASH, J. L. **Modeling the accretion stream in polars**. Tese (Doutorado) — AA(UNIVERSITY OF WYOMING), 2002. [32](#)
- CHANMUGAM, G. Cyclotron absorption in accreting magnetic white dwarfs. **Astrophysical Journal**, v. 241, p. 1122–1130, nov. 1980. [38](#)
- CHARBONNEAU, P. Genetic Algorithms in Astronomy and Astrophysics. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 101, p. 309–+, dez. 1995. [67](#)
- COHEN, M. H. Magnetoionic Mode Coupling at High Frequencies. **Astrophysical Journal**, v. 131, p. 664–+, maio 1960. [78](#)
- COSTA, J. E. R.; RODRIGUES, C. V. Stokes imaging of AM Her systems using 3D inhomogeneous models-I. Description of code. **Submetido para a revista Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2009. [41](#), [63](#), [64](#), [67](#)
- COWLEY, A. P.; CRAMPTON, D. A preliminary model for the X-ray binary AM Herculis. **Astrophysical Journal Letters**, v. 212, p. L121–L124, mar. 1977. [30](#)
- CROPPER, M. The Polars. **Space Science Reviews**, v. 54, p. 195–295, dez. 1990. [31](#), [33](#)
- 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. [64](#)

DUBKOVA, D. N.; KUDRYAVTSEVA, N. A.; HIRV, A. The Light Curve of the New Cataclysmic Variable SDSS J015543.40 +002807.2. **Informational Bulletin on Variable Stars**, v. 5389, p. 1–+, mar. 2003. [41](#), [51](#)

FERRARIO, L.; TUOHY, I. R.; WICKRAMASINGHE, D. T. An emission-line model for AM Herculis systems. **Astrophysical Journal**, v. 341, p. 327–339, jun. 1989. [32](#), [34](#)

FERRARIO, L.; WICKRAMASINGHE, D. T. Arc-shaped cyclotron emission regions in AM Herculis systems. **The Astronomical Journal**, v. 357, p. 582–590, jul. 1990. [40](#)

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. J. **Accretion power in astrophysics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 294 p. [32](#)

GÄNSICKE, B. T.; BEUERMANN, K.; MATTEI, J. A. Polars, a Growing Family. **Journal of the American Association of Variable Star Observers**, v. 35, p. 149–151, jun. 2006. [29](#)

HEARN, D. P.; BOLEY, F.; TAPIA, S. 2A 0311-227. **International Astronomical Union Circular**, v. 3327, p. 2–+, fev. 1979. [30](#)

HEARN, D. R.; RICHARDSON, J. A.; CLARK, G. W. Detection of soft X-ray emission from an unidentified source at high galactic latitude. **Astrophysical Journal Letters**, v. 210, p. L23–L26, nov. 1976. [30](#)

HELLIER, C. **Cataclysmic variables stars**. Chichester: Springer, 2001. 210 p. [24](#)

HIND, J. R. On a new Variable Star. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 16, p. 56–56, jan. 1856. [24](#)

HOWELL, S. B. **Handbook of CCD astronomy**. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 208 p. [48](#)

HSU, J.-C.; BREGER, M. On standard polarized stars. **Astrophysical Journal**, v. 262, p. 732–738, nov. 1982. [57](#)

IBEN, I. J.; LIVIO, M. Common envelopes in binary star evolution. **The Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 105, p. 1373–1406, dez. 1993. [26](#)

JESTER, S.; SCHNEIDER, D. P.; RICHARDS, G. T.; GREEN, R. F.; SCHMIDT, M.; HALL, P. B.; STRAUSS, M. A.; BERK, D. E. V.; STOUGHTON, C.; GUNN, J. E.; BRINKMANN, J.; KENT, S. M.; SMITH, J. A.; TUCKER, D. L.; YANNY, B. The Sloan Digital Sky Survey View of the Palomar-Green Bright Quasar Survey. **The Astronomical Journal**, v. 130, p. 873–895, set. 2005. [50](#)

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. [30](#)

KNIGGE, C. The donor stars of cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 373, p. 484–502, dez. 2006. [44](#)

\_\_\_\_\_. Erratum: The donor stars of cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 382, p. 1982–1984, dez. 2007. [44](#), [45](#)

KRZEMINSKI, W.; SERKOWSKI, K. AN Ursae Majoris. **International Astronomical Union Circular**, v. 3039, p. 2–+, fev. 1977. [30](#)

\_\_\_\_\_. Extremely high circular polarization of an Ursae Majoris. **Astrophysical Journal Letters**, v. 216, p. L45–L48, ago. 1977. [30](#)

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. [30](#), [36](#)

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](#)

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. [38](#), [39](#), [40](#), [65](#)

NICOLSON, I. **Gravity, black holes and the universe**. New York: Halsted Press, 1981. 264 p. [23](#)

O'DONOGHUE, D.; BUCKLEY, D. A. H.; BALONA, L. A.; BESTER, D.; BOTHA, L.; BRINK, J.; CARTER, D. B.; CHARLES, P. A.; CHRISTIANS, A.;

EBRAHIM, F.; EMMERICH, R.; ESTERHUYSE, W.; EVANS, G. P.; FOURIE, C.; FOURIE, P.; GAJJAR, H.; GORDON, M.; GUMEDE, C.; KOCK, M. de; KOESLAG, A.; KOORTS, W. P.; KRIEL, H.; MARANG, F.; MEIRING, J. G.; MENZIES, J. W.; MENZIES, P.; METCALFE, D.; MEYER, B.; NEL, L.; O'CONNOR, J.; OSMAN, F.; PLESSIS, C. D.; RALL, H.; RIDDICK, A.; ROMERO-COLMENERO, E.; POTTER, S. B.; SASS, C.; SCHALEKAMP, H.; SESSIONS, N.; SIYENGO, S.; SOPELA, V.; STEYN, H.; STOFFELS, J.; SCHOLTZ, J.; SWART, G.; SWAT, A.; SWIEGERS, J.; TIHELI, T.; VAISANEN, P.; WHITTAKER, W.; WYK, F. van. First science with the Southern African Large Telescope: peering at the accreting polar caps of the eclipsing polar SDSS J015543.40+002807.2. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 372, p. 151–162, out. 2006. [18](#), [42](#), [43](#), [44](#), [45](#), [53](#), [68](#), [69](#), [70](#)

PACHOLCZYK, A. G. **Radio galaxies**: radiation transfer, dynamics, stability and evolution of a synchrotron plasmon. Oxford: Pergamon Press, 1997. 293 p. [37](#), [39](#)

PEREYRA, A. **Dust and magnetic field in dense regions of the interstellar medium**. Tese (Doutorado) — Depto.de Astronomia, Instituto Astronômico e Geofísico (USP), 2000. [54](#)

POGSON, N. On the Variable Star U Geminorum. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 17, p. 200–202, maio 1857. [24](#)

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. [40](#)

POTTER, S. B.; ROMERO-COLMENERO, E.; WATSON, C. A.; BUCKLEY, D. A. H.; PHILLIPS, A. Stokes imaging, Doppler mapping and Roche tomography of the AM Herculis system V834 Cen. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 348, p. 316–324, fev. 2004. [40](#)

PRINGLE, J. E.; WADE, R. A. **Interacting binary stars**. Cambridge: University Press, 1985. 220 p. [29](#)

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. [55](#)

SCHMIDT, G. D.; SZKODY, P.; HOMER, L.; SMITH, P. S.; CHEN, B.; HENDEN, A.; SOLHEIM, J.-E.; WOLFE, M. A.; GREIMEL, R. Unraveling the Puzzle of the Eclipsing Polar SDSS J015543.40+002807.2 with XMM and Optical Photometry/Spectropolarimetry. **The Astronomical Journal**, v. 620, p. 422–431, fev. 2005. [42](#), [43](#), [44](#), [51](#), [53](#), [57](#), [69](#)

SERKOWSKI, K. Polarimeters for optical astronomy. In: GEHRELS, T. (Ed.). **Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry**. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1974. p. 135–174. [54](#)

SPITZER, L. **Physical processes in the interstellar medium**. Germany: Wiley-VCH, 2004. 318 p. [78](#)

SZKODY, P.; ANDERSON, S. F.; AGÜEROS, M.; COVARRUBIAS, R.; BENTZ, M.; HAWLEY, S.; MARGON, B.; VOGES, W.; HENDEN, A.; KNAPP, G. R.; BERK, D. E. V.; REST, A.; MIKNAITIS, G.; MAGNIER, E.; BRINKMANN, J.; CSABAI, I.; HARVANEK, M.; HINDSLEY, R.; HENNESSY, G.; IVEZIC, Z.; KLEINMAN, S. J.; LAMB, D. Q.; LONG, D.; NEWMAN, P. R.; NEILSEN, E. H.; NICHOL, R. C.; NITTA, A.; SCHNEIDER, D. P.; SNEDDEN, S. A.; YORK, D. G. Cataclysmic Variables from The Sloan Digital Sky Survey. I. The First Results. **The Astronomical Journal**, v. 123, p. 430–442, jan. 2002. [41](#)

TAPIA, S. Discovery of a magnetic compact star in the AM Herculis/3U 1809+50 system. **Astrophysical Journal Letters**, v. 212, p. L125–L129, mar. 1977. [30](#)

\_\_\_\_\_. VV Puppis. **International Astronomical Union Circular**, v. 3054, p. 1–+, mar. 1977. [30](#)

TAPIA, S.; IN, E. AM Herculis. **International Astronomical Union Circular**, v. 2987, p. 2–+, set. 1976. [30](#)

TARGON, C. G. “**A influência do campo magnético interestelar na formação estelar associada a jatos ópticos**”. 163 p. (INPE-15345-TDI/1381). Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2008. Disponível em: <<http://mtc-m17.sid.inpe.br/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/07.18.21.05>>. [54](#)

URNSHEK, D. A.; BOHLIN, R. C.; WILLIAMSON II, R. L.; LUPIE, O. L.; KOORNNEEF, J.; MORGAN, D. H. An atlas of Hubble Space Telescope

photometric, spectrophotometric, and polarimetric calibration objects. **The Astronomical Journal**, v. 99, p. 1243–1261, abr. 1990. [57](#)

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. [59](#)

VERBUNT, F. Accretion disks in stellar X-ray sources - A review of the basic theory of accretion disks and its problems. **Space Science Reviews**, v. 32, p. 379–404, 1982. [27](#)

WARNER, B. **Cataclysmic variable stars**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 572 p. [24](#), [45](#)

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. [37](#)

WICKRAMASINGHE, D. T.; FERRARIO, L. Cyclotron emission from inhomogeneous shocks in AM Herculis-type systems. **The Astronomical Journal**, v. 334, p. 412–421, nov. 1988. [40](#)

WICKRAMASINGHE, D. T.; MEGGITT, S. M. A. 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. [40](#), [65](#)

WIEHAHN, M.; POTTER, S. B.; WARNER, B.; WOUDT, P. A. Photometric and polarimetric observations of the eclipsing polar SDSS J015543.40+002807.2. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, dez. 2004. [41](#), [42](#), [43](#), [44](#), [45](#), [57](#)

WU, K.; WICKRAMASINGHE, D. T. Three-Dimensional Structured Shocks in Am-Herculis Type Systems - Part One - the Angular Dependence of Intensity and Polarization from Axisymmetric Shocks. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 246, p. 686–+, out. 1990. [40](#)

## **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). Constam destas publicações o International Standard Serial Number (ISSN), que o 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.

