
Universidade do Vale do Paraíba
Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento - IP&D
Programa de Pós Graduação em Física e Astronomia

Diego Carvalho de Souza

**ANÁLISE DA CANDIDATA A POLAR CRTS
J035758.7+102943 COM MÚLTIPLAS
TÉCNICAS OBSERVACIONAIS.**

São José dos Campos, SP

2022

Diego Carvalho de Souza

**ANÁLISE DA CANDIDATA A POLAR CRTS
J035758.7+102943 COM MÚLTIPLAS TÉCNICAS
OBSERVACIONAIS.**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia, como parte do processo de avaliação para a obtenção do título de Mestre em Física e Astronomia.

Orientadora: Dr. Alexandre Soares de Oliveira.

São José dos Campos, SP

2022

TERMO DE AUTORIZAÇÃO DE DIVULGAÇÃO DA OBRA

Ficha catalográfica

Souza, Diego Carvalho de
Análise da candidatura a polar CRTS J035758.7+102943 com
múltiplas técnicas observacionais / Diego Carvalho de
Souza; orientador, Alexandre Soares de Oliveira. - São José dos
Campos, SP, 2022.
1 CD-ROM, 96 p.

Dissertação (Mestrado Acadêmico) - Universidade do Vale do
Paraíba, São José dos Campos. Programa de Pós-Graduação em Física
e Astronomia.

Inclui referências

1. Física e Astronomia. 2. Astrofísica estelar. 3. Variáveis
Cataclísmicas. I. Oliveira, Alexandre Soares de, orient. II.
Universidade do Vale do Paraíba. Programa de Pós-Graduação em
Física e Astronomia. III. Título.

Eu, Diego Carvalho de Souza, autor(a) da obra acima referenciada:

Autorizo a divulgação total ou parcial da obra impressa, digital ou fixada em
outro tipo de mídia, bem como, a sua reprodução total ou parcial, devendo o
usuário da reprodução atribuir os créditos ao autor da obra, citando a fonte.

Declaro, para todos os fins e efeitos de direito, que o Trabalho foi elaborado
respeitando os princípios da moral e da ética e não violou qualquer direito de
propriedade intelectual sob pena de responder civil, criminal, ética e
profissionalmente por meus atos.

São José dos Campos, 4 de Abril de 2023.

Diego Carvalho de Souza

Autor(a) da Obra

Data da defesa: 23 / 02 / 2022

DIEGO CARVALHO DE SOUZA

**“ANÁLISE DA CANDIDATA A POLAR CRTS J035758.7+102943 COM MÚLTIPLAS
TÉCNICAS OBSERVACIONAIS”.**

Dissertação aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre, do Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia, do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento da Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, SP, pela seguinte banca examinadora:

PROF.^a DR.^a ANGELA CRISTINA KRABBE _____

PROF. DR. ALEXANDRE SOARES DE OLIVEIRA _____

PROF. DR. ALBERT JOSEF RUDOLF BRUCH (LNA) _____

Angela Krabbe
Alexandre Soares de Oliveira
Albert Josef Rudolf Bruch

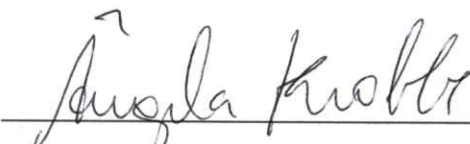
Prof.^a Dr.^a Lúcia vieira
Diretora do IP&D – Univap
São José dos Campos, 23 de Fevereiro de 2022.

DECLARAÇÃO

Declaramos que o aluno **Diego Carvalho de Souza**, matrícula nº 01900075, regularmente matriculado no Curso de Mestrado em Física e Astronomia, efetuou todas as correções solicitadas pelos membros de sua Banca, no texto final de sua dissertação.

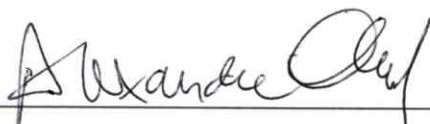
São José dos Campos, 29 de março de 2022.

Presidente da Banca:



Prof.ª Dr.ª Angela Cristina Krabbe

Orientador:



Prof. Dr. Alexandre Soares de Oliveira

AGRADECIMENTOS

Agradeço à: Toda minha família, da qual eu destaco meus pais, Luiz Cláudio e Dayse, além do meu irmão Daniel, pela força nos momentos difíceis e apoio irrestrito em toda essa caminhada.

A minha namorada Letícia pela compreensão e companheirismo em todo esse tempo em que não foi possível estarmos mais próximos, pois, se não fosse isso seria muito mais difícil concluir esse trabalho.

Ao meu orientador Dr. Alexandre Soares de Oliveira por todo o conhecimento compartilhado, e pela paciência e disponibilidade para me ajudar em todas as questões que surgiram durante esse mestrado.

A todos do grupo de Variáveis Cataclísmicas, em especial a Dra. Cláudia Vilega por toda ajuda com os dados polarimétricos.

A todos meus amigos, que de alguma forma me passaram um pouco de sua visão de mundo que foram de crucial importância pra me tornar o que sou.

Agradeço a todos os professores do programa de mestrado de Física e Astronomia e a todos os funcionários do IP&D pela ajuda direta ou indireta no resultado final do trabalho.

Por fim, agradeço a Capes pelo apoio financeiro e a Univap pela estrutura.

RESUMO

Nesse trabalho apresentamos os resultados do estudo observacional da candidata a variável cataclísmica magnética do tipo polar CRTS J035758.7+102943 (CSS0357+10), com dados de espectroscopia, fotometria, e polarimetria, obtidos nos observatórios SOAR, OPD, e no telescópio espacial TESS. O espectro médio é dominado por linhas de emissão, principalmente linhas Balmer e HeII 4686 Å, com essa última quase tão intensa quanto H β . Nossos dados espectroscópicos mostraram curvas de velocidade radial típicas de polares, revelando perfis de linhas variáveis com mais de um componente. O ajuste feito nas linhas mais proeminentes identificou duas componentes, uma com semi-amplitude de 720 km s⁻¹, e a outra com 270 km s⁻¹. Uma das componentes possui um *redshift* máximo próximo a $\phi \approx 0,3$, enquanto na outra esse ponto se encontra a $\phi \approx 0,5$, evidência de que cada uma delas tem origem em locais distintos do sistema. A análise polarimétrica mostrou que o sistema possui uma grande fração de luz circularmente polarizada, chegando a um máximo de $\approx 40\%$ no filtro V, e $\approx 30\%$ no R e I, classificando-a definitivamente como polar. A curva de luz possui uma modulação com amplitude de $\approx 0,75$ mag, com seu mínimo coincidindo com máximo da curva de polarização circular, indicando que nossa linha de visada está ao longo do campo magnético, e seu máximo com o mínimo da polarização circular, momento em que o campo magnético está paralelo ao plano do céu. Na busca de períodos, foi usada a técnica *Lomb-Scargle* aplicada a várias combinações de grupos de dados, resultando em um período de 0,0791810(8) dias, reduzindo em 20% a incerteza do período publicado na literatura. Em suma, pode-se concluir que o sistema CSS0357+10, é de fato uma mVC do tipo polar com período ligeiramente abaixo do *period gap*.

Palavras-chave: Astrofísica estelar; Variáveis Cataclísmicas; Polares; Variáveis Cataclísmicas Magnéticas.

ANALYSIS OF THE CANDIDATE FOR POLAR CRTS J035758.7+102943 WITH MULTIPLE OBSERVATIONAL TECHNIQUES.

ABSTRACT

In This work we present the preliminary of the observational study of the candidate for the magnetic cataclysmic variable of the polar type CRTS J035758.7+102943 (CSS0357+10), with spectroscopy, photometry, and polarimetry data, obtained in the SOAR and OPD observatories, and TESS space telescope. The average spectrum is dominated by emission lines, mainly Balmer and HeII 4686Å , with the latter almost as intense as H β . The fit made to the most prominent lines identified two components, one with a semi-amplitude of 720 km s⁻¹, and the other with 270 km s⁻¹. One of the components has a maximum redshift close to $\phi \approx 0.3$, while in the another this point is at $\phi \approx 0.5$, evidence that each one of them originates in different parts of the system. The polarimetric analysis showed that the CSS0357+10 system has a large amount of circularly polarized light that varies with the orbital period, reaching a maximum of $\approx 40\%$ in filter V, and $\approx 30\%$ in R and I, definitely classifying it as polar. the light curve has a modulation with an amplitude of ≈ 0.75 mag, with its minimum coinciding with maximum of the circular polarization curve, indicating that our line of sight is along the magnetic field, and its maximum with the minimum of circular polarization, moment at which the magnetic field is parallel to the sky plane. In search of periods, the Lomb-Scargle technique was applied to various combinations of data, resulting in a period of 0.0791810(8) days, reducing the uncertainty of the period published in the literature by 20%. In short, it can be concluded that the CSS0357+10 system is in fact a polar-type mVC with a period slightly below the period gap.

Keywords: Stellar Astrophysics; Cataclysmic Variables; Polars; Magnetic Cataclysmic Variables.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Representação esquemática básica de uma VC clássica.	15
Figura 2 – Superfícies equipotenciais de uma VC.	17
Figura 3 – Lóbulos de Roche visualizados como poços de potencial.	18
Figura 4 – Trajetória do fluxo de matéria expelida pela anã vermelha.	19
Figura 5 – Representação esquemática básica de uma VC clássica e uma <i>polar</i>	20
Figura 6 – Distribuição de períodos das VCs.	22
Figura 7 – Evolução da transferência de massa em uma VC.	23
Figura 8 – Representação esquemática de uma IP.	24
Figura 9 – Representação esquemática de uma <i>polar</i>	24
Figura 10 – Distribuição de períodos das VCs e mVCs.	26
Figura 11 – Representação da região de choque entre a coluna de acreção e a anã branca em uma <i>polar</i>	28
Figura 12 – \vec{E} de um fóton de luz não polarizada.	28
Figura 13 – Tipos de polarização.	29
Figura 14 – Espectro teórico da emissão ciclotron em uma <i>polar</i>	30
Figura 15 – Tipos de polarização em relação aa nossa linha de visada.	30
Figura 16 – Curva de luz da <i>polar</i> eclipsante <i>WW Hor.</i>	33
Figura 17 – Estados altos ($\approx 13,5$ mag) e baixos ($\approx 15,5$ mag) da <i>polar AM Her.</i>	33
Figura 18 – Curvas da emissão de raios-X da <i>polar ST LMi.</i>	34
Figura 19 – Espectro médio típico de uma polar.	34
Figura 20 – Curva de polarização circular da variável cataclísmica magnética RE 1307+535.	35
Figura 21 – Curva de luz da CSS0357+10 com dados do CRTS.	38
Figura 22 – Curva de luz da CSS0357+10 em fase com a efeméride de Schwope e Thinius (2012).	39
Figura 23 – Distribuição espectral da CSS0357+10 do infravermelho ao raio-X.	40
Figura 24 – Espectro médio e curva de velocidade radial da CSS0357+10 por Thors- tensen <i>et al.</i> (2016).	41
Figura 25 – Espectro médio com dados do telescópio SOAR.	42
Figura 26 – Mapa de cobertura e resposta espectral do TESS.	47
Figura 27 – <i>Bias</i> e <i>flat</i> médio do dia 10 de setembro de 2019.	49
Figura 28 – Função de ajuste para conversão de <i>pixels</i> para comprimento de onda.	50
Figura 29 – Ajuste da polarização da estrela padrão polarizada HD162061.	52
Figura 30 – Campo da CSS0357+10 no filtro V.	54
Figura 31 – curvas de luz da fotometria diferencial C2-C1 e C3-C1.	56

Figura 32	–Espectro médio da CSS0357+10 dos dias 18 e 20 de novembro de 2014.	58
Figura 33	–Períodogramas <i>Lomb-Scargle</i> das velocidades radiais das emissões de $H\beta$, $H\gamma$, e He II 4686 Å	60
Figura 34	–Espectros empilhados em fase evidenciando as linhas de $H\beta$ e He II 4686 Å	61
Figura 35	–Curva de velocidade radial da linha de $H\beta$	62
Figura 36	–Curva de velocidade radial da linha de $H\gamma$	62
Figura 37	–Curva de velocidade radial da linha de He II 4686 Å	63
Figura 38	–Exemplo de um ajuste das Gaussianas duplas na linha de $H\beta$	63
Figura 39	–Velocidade Radial, fluxo, largura equivalente, e FWHM das componentes 1 e 2 da linha de $H\beta$	64
Figura 40	–Velocidade Radial, fluxo, largura equivalente, e FWHM das componentes 1 e 2 da linha de HeII 4686 Å.	65
Figura 41	–Velocidade Radial, fluxo, largura equivalente, e FWHM das componentes 1 e 2 da linha de $H\gamma$	65
Figura 42	–Curvas de polarização do dia 09 de setembro de 2019 no filtro V.	67
Figura 43	–Curvas de polarização do dia 10 de setembro de 2019 no filtro R.	68
Figura 44	–Curvas de polarização do dia 12 de setembro de 2019 no filtro R.	68
Figura 45	–Curvas de polarização do dia 02 de setembro de 2021 no filtro I.	69
Figura 46	–Períodograma PDM aplicado aos dados de polarização circular.	70
Figura 47	–Períodograma <i>Lomb-Scargle</i> aplicado aos dados de polarização circular.	72
Figura 48	–Curvas de polarização circular, linear, de luz, e o ângulo de polarização linear do dia 09 de setembro de 2019 em fase	73
Figura 49	–Curvas de polarização circular, linear, de luz, e o ângulo de polarização linear do dia 10 de setembro de 2019 em fase	73
Figura 50	–Curvas de polarização circular, linear, de luz, e o ângulo de polarização linear do dia 12 de setembro de 2019 em fase	74
Figura 51	–Curvas de polarização circular, linear, de luz, e o ângulo de polarização linear do dia 02 de setembro de 2021 em fase	74
Figura 52	–Curvas de polarização circular com média móvel para n=10 separadas por filtro.	75
Figura 53	–Exemplo de uma imagem de polarimetria antes e depois da soma.	75
Figura 54	–Campo da CSS0357+10 destacando as estrelas de comparação.	76
Figura 55	–Comparação entre a transmissão do filtro CLS e os filtros <i>Johnson B</i> e <i>V</i>	78
Figura 56	–Fotometria do CRTS, OPD, Schwobe e Thinius (2012), TESS, e ASSAS-SN.	79
Figura 57	–Curvas de luz das observações do OPD em função de BJD.	80
Figura 58	–Períodograma <i>Lomb-Scargle</i> dos dados de fotometria do OPD.	81

Figura 59 –Períodograma Lomb-Scargle com os dados do OPD, S&T e OPD+S&T.	82
Figura 60 –Períodograma Lomb-Scargle com os dados do OPD, S&T e OPD+S&T.	83
Figura 61 –Curva de luz do TESS.	84
Figura 62 –Curva de luz do TESS.	85
Figura 63 –Períodograma Lomb-Scargle do TESS.	86
Figura 64 –Períodograma Lomb-Scargle do TESS.	87
Figura 65 –Curvas de luz das observações do OPD em fase.	88

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dados das observações do SOAR e OPD.	44
Tabela 2 – Estrelas Padrões.	45
Tabela 3 – Resultados da redução das estrelas padrões polarizadas.	53
Tabela 4 – Média, dispersão e melhor abertura da diferença das curvas de luz das estrelas de comparação.	55
Tabela 5 – Largura equivalente (EW), largura à meia altura (FWHM) e comprimento de onda central das linhas de emissão mais proeminentes dos espectros médios de cada noite.	59
Tabela 6 – Valores obtidos na busca por períodos usando o <i>Lomb-Scargle</i> nos dados de velocidades radiais.	60
Tabela 7 – T_0 da efeméride, velocidade sistêmica, e semi-amplitude do ajuste senoidal das velocidades radiais.	61
Tabela 8 – Dados dos ajustes das duas componentes do espectro.	66
Tabela 9 – Frequência, período, e FAP, do Lomb-Scargle e PDM aplicados nos dados de polarização circular.	70
Tabela 10 – Polarização linear das estrelas do campo.	71
Tabela 11 – Medidas de magnitude das estrelas de comparação nas bandas R, V, e I.	77
Tabela 12 – Resultados do teste de consistência da calibração.	78
Tabela 13 – PLS, Período, frequência, e FAP do Lomb-Scargle aplicado em cada conjunto de dados de fotometria.	82
Tabela 14 – Tabela com todos os períodos encontrados.	90

Sumário

1	Introdução	14
1.1	Variáveis Cataclísmicas.	14
1.1.1	Geometria e transferência de massa.	16
1.1.2	Formação e Evolução.	20
1.2	Variáveis Cataclísmicas Magnéticas	23
1.3	Variáveis Cataclísmicas Polares	23
1.3.1	Evolução e Distribuição de Períodos	25
1.3.2	Acreção nas Polares	26
1.3.3	Polarização e Radiação Ciclotron	27
1.3.3.1	Parâmetros de Stokes e Cálculo da Polarização	31
1.3.4	Características Observacionais	32
1.3.5	Resumo das propriedades das polares	35
1.4	Projeto de Busca e Caracterização de Novas Variáveis Cataclísmicas Magnéticas	36
2	A Candidata a Polar CSS0357+10	38
3	Obtenção e Redução dos Dados	43
3.1	Aquisição dos dados.	43
3.1.1	Dados de fotometria do TESS	45
3.2	Redução de Dados	48
3.2.1	Redução específica dos dados de espectroscopia	49
3.2.2	Redução específica dos dados de polarimetria	51
3.2.3	Fotometria	53
4	Resultados	57
4.1	Espectroscopia.	57
4.2	Polarimetria.	67
4.2.1	Análise de Polarização Linear do Meio Interestelar.	70
4.3	Fotometria.	76
4.3.1	Variação entre estados de briho	77
4.3.2	Análise de periodicidades nos dados terrestres	79
4.3.3	Análise de periodicidade nos dados TESS	82
5	Discussões e Perspectivas	89
	Referências	93

1 Introdução

Ao observar o céu noturno sem muita atenção, temos a impressão de que todas as estrelas possuem brilho constante, mas ao fazer o mesmo em uma região longe da poluição luminosa das cidades, em uma noite sem nuvens, um observador cuidadoso pode notar variações sistemáticas na luminosidade em algumas delas, e com um pouco de sorte, até presenciar a aparição de alguma estrela antes indetectável pelo olho humano devido ao baixo brilho. Chamamos essas de estrelas variáveis. Muitas podem ser as causas da oscilação luminosa em uma estrela, como por exemplo: mudanças em sua estrutura, rotação, eclipses, e até mesmo explosões estelares. Com o passar do tempo, o avanço tecnológico em conjunto com melhorias nas técnicas de observação e análise, possibilitaram a descoberta de que algumas dessas estrelas variáveis são na verdade sistemas binários, cujos componentes estão tão próximos entre si, que a troca de matéria entre eles se torna possível, resultando em vários fenômenos característicos. Alguns desses sistemas chamamos de Variáveis Cataclísmicas.

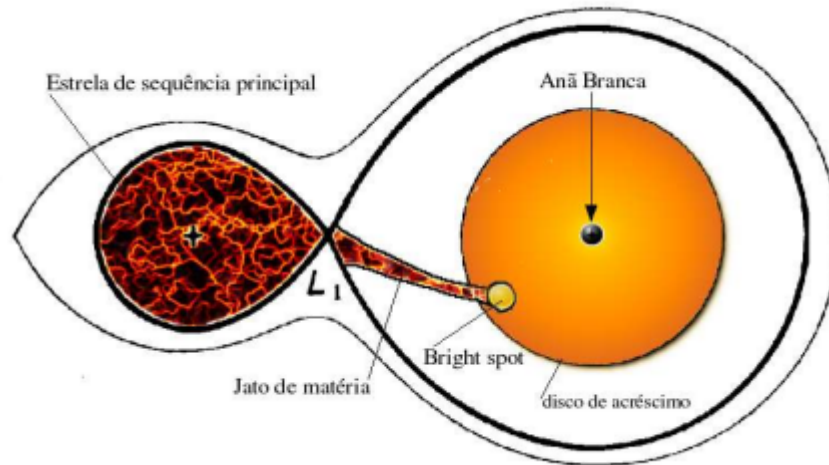
1.1 Variáveis Cataclísmicas.

As Variáveis cataclísmicas (VCs), são sistemas estelares binários composto por uma anã branca que classificamos como estrela primária, e uma anã vermelha denominada secundária. A proximidade entre os dois componentes do sistema, faz com que a secundária preencha seu lóbulo de Roche, fazendo surgir um fluxo de matéria que parte do ponto de Lagrange interno (L_1) em direção a primária formando um disco de acreção ao seu redor. A figura 1 apresenta o esquema de uma VC clássica, onde os lóbulos de Roche são representados pelo contorno preto, o disco pelo círculo amarelo, e L_1 o local onde a força resultante gerada pelos potenciais gravitacionais das estrelas é nula, limitando a região em que a gravidade de cada uma delas é dominante. É possível notar que a anã branca se encontra longe dos limites de seu lóbulo de Roche, enquanto a anã vermelha preenche totalmente o seu, possibilitando fluxo de matéria mencionado anteriormente, que após formar o disco se choca com o mesmo, liberando energia em forma de luminosidade, criando uma região que chamamos de *bright spot*.

O período orbital de uma VC é uma de suas características mais importantes, pois pode ser medido através de observações, e nos ajuda a determinar outras propriedades do sistema, além de sinalizar em que estágio de evolução a VC em questão se encontra. A órbita de uma VC pode ser expressada pela terceira lei de Kepler, como é visto na equação 1.1, onde M_1 é a massa da primária, M_2 massa da secundária, a a distância entre os centros de massa das componentes, e G a constante gravitacional. Como para VCs $a \approx 1R_\odot$, esses sistemas possuem períodos muito curtos, variando de 1,48 a 10 horas.

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M1 + M2)} \quad (1.1)$$

Figura 1 – Representação esquemática básica de uma VC, evidenciando seus componentes, os lóbulos de Roche, o ponto de Lagrange interno L1 e o disco de acreção.



FONTE: (MORAES, 2006)

Para compreender com totalidade o comportamento de um sistema físico, é crucial conhecer as principais características de seus componentes. Por esse motivo os próximos parágrafos serão dedicados a uma breve descrição das características básicas das componentes de uma VC.

A anã branca, é um corpo composto por matéria degenerada, sendo o núcleo remanescente de uma estrela que possuía massa menor que de $10 M_{\odot}$ e passou por todo seu processo evolutivo. Mesmo com massa variando de $0,3 M_{\odot}$ a $1,3 M_{\odot}$, as anãs brancas possuem raios similares ao raio da Terra, sendo objetos extremamente densos como resultado da natureza da matéria que a constitui. A faixa de temperatura típica dessas estrelas vai de 10.000 a 60.000 K, ocupando uma grande área na parte inferior esquerda do diagrama HR. Como a anã branca não gera fusão nuclear, o que impede seu colapso gravitacional é a pressão de degenerescência dos elétrons, consequência do princípio de exclusão de Pauli. Pauli prevê que as partículas de spin semi-inteiro, os fermions, classe da qual os elétrons fazem parte, não podem ocupar o mesmo estado quântico, forçando com que o elétron subsequente ocupe o primeiro estado de energia livre, limitando a aproximação entre eles e gerando a pressão de degenerescência. A soma dessas características com o fato de que quanto mais massivo um objeto for, maior será sua gravidade, o raio de uma anã branca diminui com o aumento de massa, criando um limite superior para sua massa chamado de limite de Chandrasekhar, que é de $1,4 M_{\odot}$.

O outro componente do sistema é uma anã vermelha, uma estrela com massa entre $0,075 M_{\odot}$ e $0,25 M_{\odot}$, do tipo espectral G, K ou M, temperatura superficial variando

de 3.000 a 6.000 K, e com cerca de um décimo do raio solar. Esse tipo de estrela ocupa a extremidade inferior da sequência principal do diagrama HR, sendo assim, são estrelas estáveis que ainda estão realizando a fusão de hidrogênio em seu núcleo, processo que durará bilhões de anos por consequência sua pouca massa, podendo permanecer nesse estado por um tempo maior que a própria idade do universo. As anãs vermelhas em sistemas binários com transferência de matéria podem sofrer alterações em sua evolução, tornando-as ótimas oportunidades para investigações nessa área. As anãs vermelhas que habitam VCs se diferem das isoladas em algumas características, uma delas é que sua face voltada para anã branca é aquecida ficando mais luminosa, outra é que elas estão fora do equilíbrio térmico devido a transferência de massa.

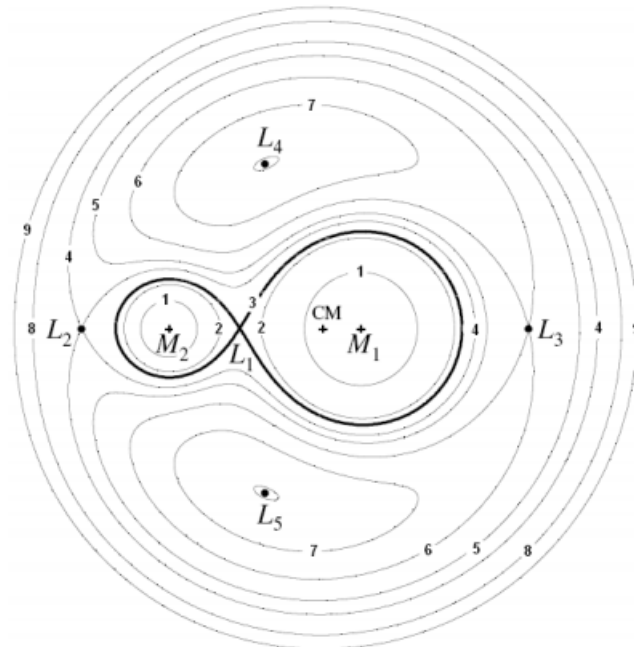
1.1.1 Geometria e transferência de massa.

As estrelas de um sistema estelar binário comum, normalmente estão tão distantes entre si, que a influência gravitacional mútua não é grande o suficiente para causar alterações significativas nas estruturas das mesmas. Nas variáveis cataclísmicas a curta distância entre a anã branca e a anã vermelha possibilita que haja interações gravitacionais mais fortes, assim, a gravidade da primária distorce a forma da secundária, a fazendo assumir um aspecto parecido com uma gota (fig. 1). Outro efeito da proximidade entre as componentes é a intensa força de maré que força a circularização da órbita, permitindo que o potencial gravitacional em um ponto possa ser calculado através da soma dos potenciais das duas estrelas com a adição da força centrífuga. A equação 1.2 detalha essa relação, onde G é a constante gravitacional, r_1 e r_2 respectivamente a localização das componente primária de massa M_1 e secundária de massa M_2 em relação ao centro de massa do sistema, e ω a frequência angular da órbita (HELLIER, 2001).

$$\phi = -\frac{GM_1}{|r - r_1|} - \frac{GM_2}{|r - r_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega} \times \vec{r})^2 \quad (1.2)$$

Fixando o potencial na equação 1.2, torna-se possível calcular um conjunto de pontos associados a ele que chamamos de superfície equipotencial. A figura 2 apresenta um corte bidimensional em uma VC mostrando algumas dessas superfícies. Pode-se ver que próximo das componentes estelares elas possuem forma circular e englobam apenas uma das componentes (superfície 1 e 2), se tornando distorcidas a medida que se afastam (superfícies 3 a 7), voltando ao formato circular para raios muito grandes, mas dessa vez abrangendo as duas componentes (superfícies 8 e 9). A figura 2 também indica os locais em que a soma das forças gravitacionais se cancelam com a velocidade centrífuga, resultando em um local com força resultante nula, são eles os pontos de Lagrange L_1 , L_2 , L_3 , e L_4 . O mais importante para o nosso caso é L_1 , um ponto de sela na superfície equipotencial, sendo assim, um local de equilíbrio instável, região onde qualquer força recebida faz com que um material alocado ali caia em algum dos poços de potencial.

Figura 2 – Corte bidimensional de uma VC, evidenciando as superfícies equipotenciais para $q = 0,25$, a anã branca de massa M_1 , a anã vermelha de massa M_2 , e os pontos de Lagrange. O lóbulo de Roche é a superfície equipotencial representada pela linha sólida (superfície 3).

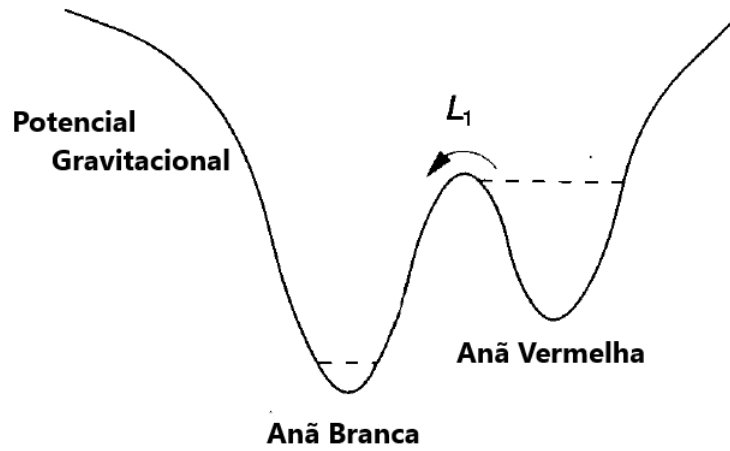


FONTE: FRANK *et al.* (2002)

A superfície equipotencial que passa pelo ponto L_1 , e delimita a região em que a gravidade de cada uma das componentes domina é chamada de lóbulo de Roche, sendo destacada na figura 2 pela linha sólida (superfície 3). Geralmente o lóbulo de Roche da secundária se encontra totalmente preenchido, o que faz com que seu material "vaze" através de L_1 , caindo no poço de potencial da primária, como visto na figura 3. A forma lóbulo de Roche da secundária é distorcida, o que dificulta o cálculo de seu raio, mas com ajuda da equação 1.3 (EGGLETON, 1983), que usa como parâmetros a razão de massa $q = M_2/M_1$ e a separação entre os componentes do sistema a , é possível definir o raio de uma esfera cujo o volume é aproximado ao ocupado pelo lóbulo de Roche:

$$R_2 = \frac{a \, 0,49q^{\frac{2}{3}}}{0,6q^{\frac{2}{3}} + \ln(1 + q^{\frac{1}{3}})} \quad (1.3)$$

Figura 3 – Lóbulos de Roche visualizados como poços de potencial. Em uma VC o lóbulo de Roche da anã vermelha se encontra cheio, deixando "vazar" matéria para o poço de potencial da anã branca através de L_1 .



FONTE: Adaptado de [Hellier \(2001\)](#)

Devido ao efeito Coriolis, a matéria expelida pela secundária não cai diretamente na superfície da anã branca, descrevendo uma trajetória balística (fig. 4) com aproximação máxima de $R_{min} = a 0,0488 q^{-0,464}$, se chocando consigo mesmo após completar uma volta, e estabelecendo um anel de matéria cujo o raio garante a manutenção do momento angular que o material possuía antes de abandonar a secundária. Esse raio, denominado raio de circularização, pode ser descrito por $R_{circ} = a 0,0859 q^{-0,426}$ para $0,05 < q < 1$ [Lubow e Shu \(1975\)](#). O anel de matéria é continuamente alimentado pelo fluxo vindo da secundária, e possui velocidade kepleriana (eq. 1.4):

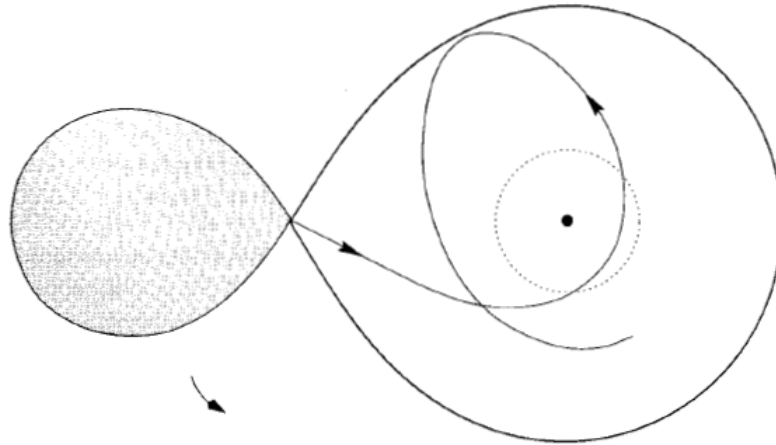
$$v = (GM1)^{\frac{1}{2}} r^{-\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

Nessa equação, G é a constante gravitacional, $M1$ no caso, é a massa da anã branca, e r a distância entre a matéria e a fonte gravitacional.

Analisando a equação 1.4, vemos que a velocidade é inversamente proporcional a r , logo, as bolhas de matéria mais próximos da anã branca se movem um pouco mais rápido do que os localizados ligeiramente mais distantes, assim, o atrito entre eles aquece o material liberando energia na forma de luminosidade. Essa energia é tirada do campo gravitacional, significando que essa matéria se moverá para regiões mais próximas da primária diminuindo seu momento angular, e para garantir sua conservação, o material que ocupa a outra extremidade do anel se afastará do raio de circularização, dando origem a um disco fino. A parte interna do disco se estenderá até se encontrar com a anã branca, depositando seu material em uma região chamada *boundary layer*, enquanto a parte externa se estenderá até interagir gravitacionalmente com a secundária, devolvendo um pouco do momento angular que carregou. Uma vez o formado o disco, o fluxo de matéria

vindo da secundária se choca com uma região nas camadas exteriores do disco (*bright spot*), o aquecendo e liberando radiação que pode ser responsável por até 30% de toda a luz do sistema.

Figura 4 – Trajetória do fluxo de matéria expelida pela anã vermelha. A figura também destaca o raio de circularização (linha pontilhada), a anã branca (ponto preto), e o contorno dos lóbulos de Roche, com o da anã vermelha preenchido.

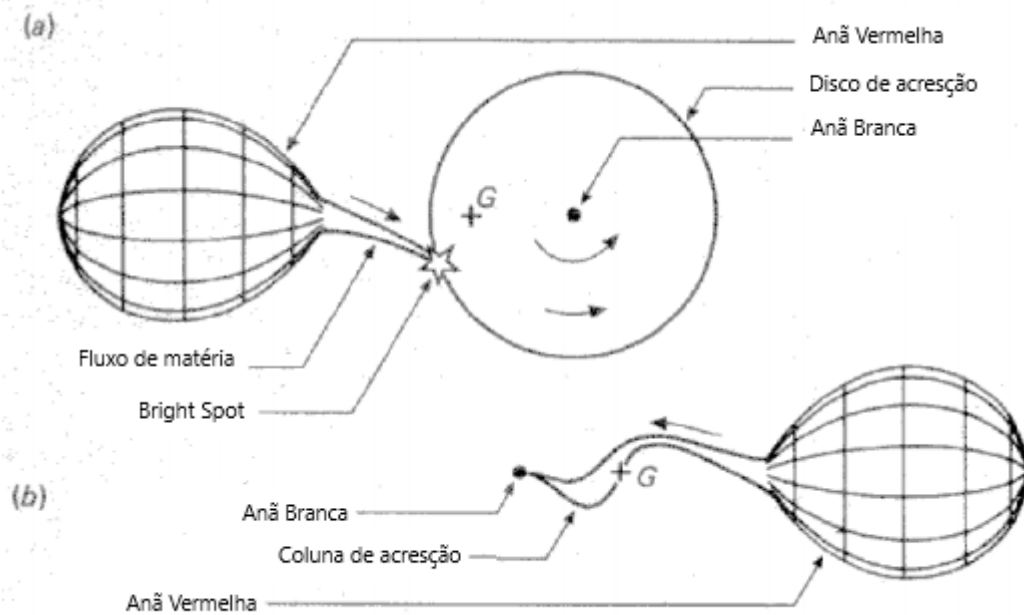


FONTE: Adaptado de [Hellier \(2001\)](#)

A matéria alocada nas camadas exteriores das estrelas é ionizada, sendo assim, seu movimento é sensível a presença de campos magnéticos muito intensos. Portanto, uma VC cujo a anã branca possui um campo magnético forte o suficiente ($B > 1 \text{ MG}$), pode desviar a matéria advinda da secundária de seu caminho natural. Um objeto assim, é chamado de variável cataclísmica magnética (mVC). Nesses sistemas, o fluxo matéria descreve uma trajetória balística até alcançar a região em que o campo magnético é forte o suficiente para obrigá-lo a seguir suas linhas. Esse movimento pode impedir a formação total ou parcialmente do disco, formando uma coluna de acreção que se choca com a anã branca em uma região próxima a seu eixo magnético (mVC do tipo polar), ou formar um disco parcial que terá sua parte interna truncada e arrastada pelas linhas de campo (mVC polar intermediária ou IP). Os detalhes da acreção e da interação do fluxo de matéria com o campo magnético das anãs brancas nas mVCs serão explorados mais adiante.

A figura 5 mostra uma representação esquemática de uma VC clássica e uma polar, indicando a localização do centro de massa e o tipo de acreção.

Figura 5 – Representação esquemática básica de uma VC clássica (a), e uma magnética do tipo *polar* (b), indicando o centro de massa pelo sinal +. A figura mostra a diferença de acreção entre a VC clássica (via disco de acreção), e uma *polar* (via coluna de acreção)



FONTE: Adaptado de Warner (1995)

1.1.2 Formação e Evolução.

Algumas das grandes nuvens moleculares espalhadas pelo espaço abrigam regiões com intensa formação estelar, e boa parte das jovens estrelas originárias desses locais nascem gravitacionalmente ligada a uma companheira, formando um sistema estelar binário. Em alguns desses casos uma delas pode ser consideravelmente mais massiva que a outra, conseqüentemente evoluindo mais rápido e chegando ao estágio de gigante vermelha enquanto a menos massiva ainda se localiza na sequência principal do diagrama HR. Dependendo da separação entre elas, a gigante vermelha pode preencher seu lóbulo de Roche de modo que suas camadas exteriores escoem em direção a sua companheira, se afastando do centro de massa do sistema, que reage encolhendo sua órbita para conservar o momento angular, diminuindo o lóbulo de Roche da gigante vermelha e aumentando a transferência de massa. Com a órbita encolhendo continuamente, a estrela menos massiva acaba entrando nas camadas exteriores da gigante vermelha formando um envelope comum, onde, por conseqüência da fricção com o meio, transfere parte do momento angular para o envelope, fazendo ela se aproximar do núcleo de matéria degenerada da gigante vermelha. No fim de sua evolução a gigante vermelha ejeta suas camadas exteriores na forma de uma nebulosa planetária, cessando a perda de momento angular, sobrando apenas a estrela menos massiva e o núcleo degenerado da gigante vermelha na forma de uma anã branca, que se estiver próximo o suficiente da componente menos massiva e esta for uma anã vermelha, pode acontecer da anã vermelha preencher seu lóbulo de Roche iniciando

a transferência de massa, dando origem a uma variável cataclísmica (SMITH, 2006).

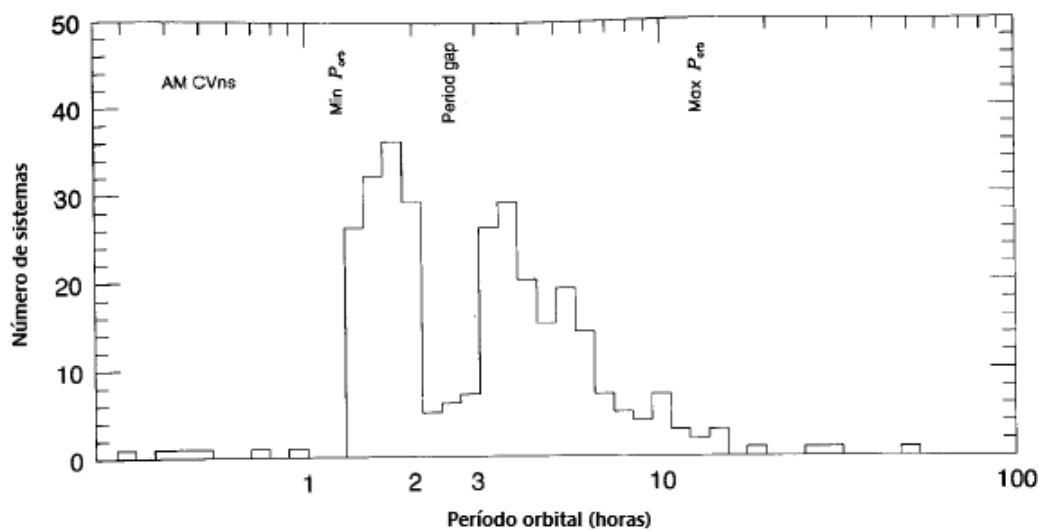
Como já mencionado anteriormente, em uma VC já formada o fluxo de matéria via preenchimento do lóbulo de Roche parte da secundária e é aproximadamente constante. Dessa forma, ao contrário do que acontece durante sua formação, o material transferido se aproxima do centro de massa do sistema, que reage tentando afastar as componentes, o que resultaria na expansão do lóbulo de Roche que perderia o contato com a secundária, cessando a troca de matéria. Se isso acontece então o que faz o fluxo ser permanente?

A resposta para essa pergunta é que existem dois mecanismos que drenam momento angular das VCs, o *freamento magnético* e a emissão de *radiação gravitacional*, cada um sendo dominante em um estágio específico da evolução do sistema. Esses mecanismos agem continuamente garantindo o contato da secundária com o lóbulo de Roche, permitindo o fluxo constante de massa, regendo a evolução de uma VC.

Devido a intensa força de maré experimentada pela anã vermelha, ela rotaciona em torno de ser eixo com período idêntico ao orbital, contrastando com o período de dias de uma anã vermelha solitária. Essa rápida rotação em conjunto com a convecção dos glóbulos de matéria carregada no interior da estrela, cria um forte campo magnético, que força o acoplamento das partículas advindas do próprio vento estelar com as linhas desse campo. Essas partículas são arrastadas pelas linhas de campo, rotacionando junto com a secundária, se acelerando até serem expulsas carregando consigo momento angular, desacelerando a rotação da secundária. As forças de maré entram novamente em ação forçando com que a anã vermelha ajuste novamente sua rotação com o período orbital do sistema, drenando momento angular e aproximando as componentes. Esse mecanismo é denominado *freamento magnético* e só é relevante até a VC alcançar um período de aproximadamente 3 horas, quando o campo magnético da secundária perde força levando a diminuição da transferência de massa. Assim, a doadora que outrora estava em desequilíbrio térmico pela perda de massa ajusta sua estrutura entrando em equilíbrio térmico, se compactando, perdendo o contato com lóbulo de Roche, cessando a transferência de massa (KNIGGE, 2011).

Sem transferência de massa, uma variável cataclísmica perde grande parte de sua luminosidade, se tornando indetectável pelos nossos telescópios, gerando uma lacuna na distribuição de períodos chamada *períod gap*, que vai de 3 a 2 horas, como mostrado na figura 6, construída com dados do catálogo Ritter e Kolb (RITTER; KOLB, 2003). Nessa distribuição de períodos, vemos que mesmo teoricamente sem transferência de massa, existe alguns objetos no *períod gap*. Uma possível explicação é que esses objetos nasceram no *períod gap*, mantendo a transferência de massa.

Figura 6 – Distribuição de períodos das VCs construída a partir do catálogo Ritter e Kolb (2003). O histograma mostra que tipicamente, o período orbital de uma VC varia de um pouco mais de 1 até aproximadamente 10 horas, com poucos objetos entre 2 e 3 horas (*period gap*.)



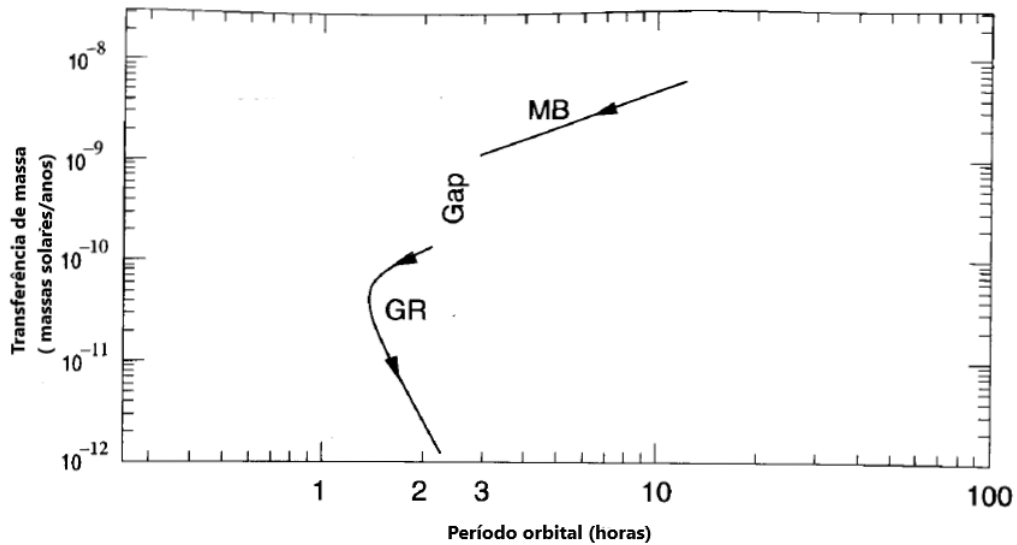
FONTE: Adaptado de Hellier (2001)

Uma VC que ocupa o *period gap* continua perdendo momento angular, mas dessa vez pela emissão de ondas gravitacionais que se propagam carregando energia, mecanismo que aumenta sua efetividade conforme as componentes vão se aproximando. Quando o período orbital chega a 2 horas, a secundária preenche novamente seu lóbulo de Roche retomando a transferência de massa. Figura 7 mostra o processo de evolução da transferência de massa de uma VC, onde MB (*magnetic braking*) é o *freamento magnético*, GR (*gravitational radiation*) o mecanismo de emissão de *radiação gravitacional* e Gap o *period gap*.

Uma característica visível da distribuição de períodos é a existência de um período mínimo em ≈ 78 minutos. O motivo da presença desse limite inferior está na estrutura da anã vermelha, que após perder muita massa se torna um objeto de matéria degenerada. Assim, quando parte de sua massa flui se aproximando do centro de massa do sistema, os componentes se afastam, a secundária responde a perda de matéria se expandindo, e preenchendo novamente o lóbulo de Roche, dessa forma, o período orbital da VC passa a aumentar, como pode ser visto na figura 7.

O destino final de uma VC, provavelmente acontece depois dela reverter a diminuição de período orbital até sua massa diminuir a ponto de praticamente interromper a liberação de ondas gravitacionais, diminuindo a transferência de massa se tornando muito fraca para ser detectada. É esperado que a secundária perca massa até terminar como um planeta tipo Júpiter.

Figura 7 – Evolução da transferência de matéria de uma VC, onde MB é o *freamento magnético*, GR *radiação gravitacional*, e Gap o *period gap*. É fácil notar que a transferência de matéria diminui em função do tempo, e se torna nula no *period gap*.



FONTE: Adaptado de [Hellier \(2001\)](#)

1.2 Variáveis Cataclísmicas Magnéticas

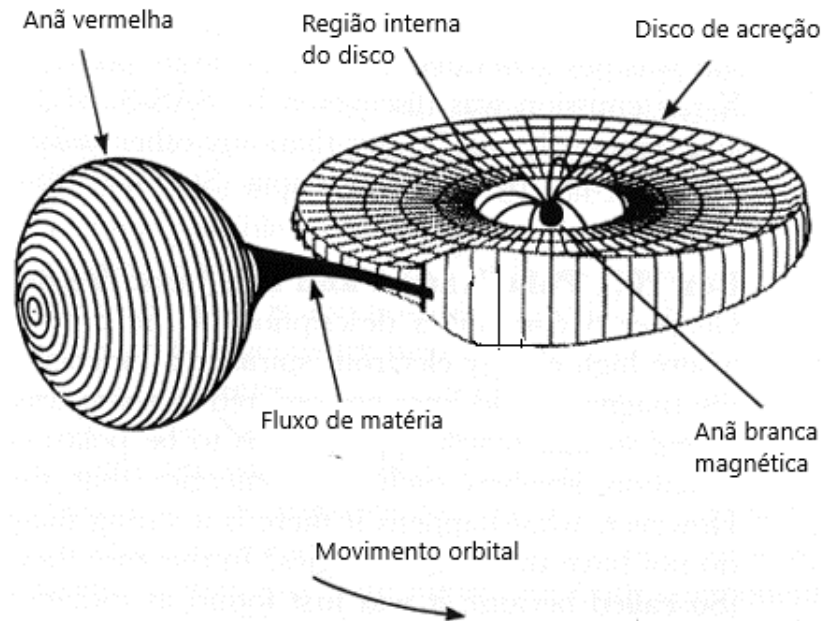
As mVCs são uma classe de variáveis cataclísmicas que diferem das comuns principalmente pelo intenso campo magnético da primária ($\geq 10^6 G$), que tem como principal influência no sistema o desvio do movimento natural do fluxo de matéria vindo da secundária. As mVCs são divididas em duas principais subclasses, as *polares intermediárias* (IPs) e as *polares*. Enquanto as IPs permitem que um disco parcial seja formado com o campo magnético capturando a matéria da parte interna disco, nas polares o campo magnético impede completamente a formação do disco, formando uma coluna.

A diferença entre os dois subtipos de mVCs se dá pela intensidade do campo magnético. O campo menos intenso em uma IP ($10^6 G \leq B \leq 10^7 G$) permite que se forme um disco que se estende até a região que a magnetosfera da anã branca é forte o suficiente para drenar matéria do disco, formando várias colunas de acreção que se chocam com anã branca (fig. 8). As *polares*, por sua vez, possuem campos magnéticos tão intensos ($B > 10^7 G$), que torna possível a captura de matéria antes do disco se formar, dando origem a uma única coluna de acreção (fig. 9). O choque em ambas as subclasses de mVCs, acontece em uma pequena região na superfície da anã branca próxima a seu polo magnético.

1.3 Variáveis Cataclísmicas Polares

A edição de *Astrophysical Journal Letters* de março de 1977, revelava um estudo que identificou o sistema com maior fração de luz circularmente polarizada até então

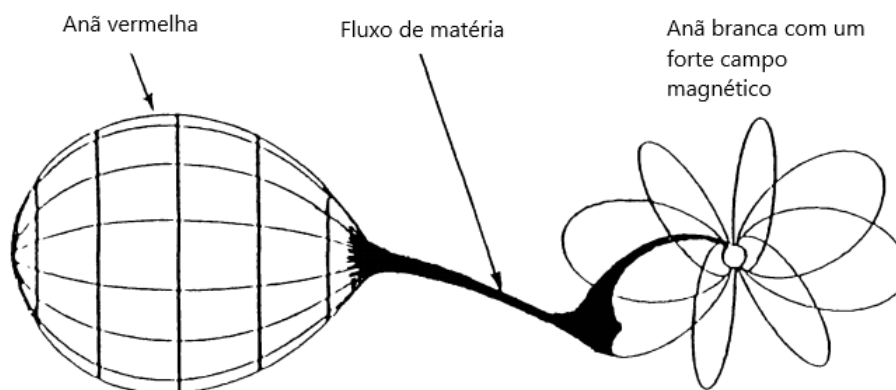
Figura 8 – Representação esquemática de uma IP. Destacando o fluxo de matéria drenado da região interna do disco pelas linhas de campo magnético da primária.



FONTE: Adaptado de [NASA \(2016\)](#)

([TAPIA, 1977](#)), o sistema *AM Herculis* (*AM Her*), que se tornou sinônimo desse novo tipo de objeto. O estudo mostra que essa polarização vem da radiação ciclotron detectada na componente vermelha da faixa de energia observada na fotometria, sendo assim, sua fonte é a magnetosfera da *AM Her*. Nesse objeto, essa radiação sugere um campo magnético de $\approx 2 \times 10^8$, valor incompatível com estrelas da sequência principal, indicando um objeto compacto. Na componente azul da distribuição de energia, há luz ultravioleta não polarizada, indicando que sua fonte está localizada fora da magnetosfera do objeto compacto, revelando que se trata de um sistema estelar binário.

Figura 9 – Representação esquemática de uma *polar*. Evidenciando o fluxo de matéria seguindo as linhas do campo magnético da primária formando uma coluna de acreção.



FONTE: Adaptado de [Cropper \(1990\)](#)

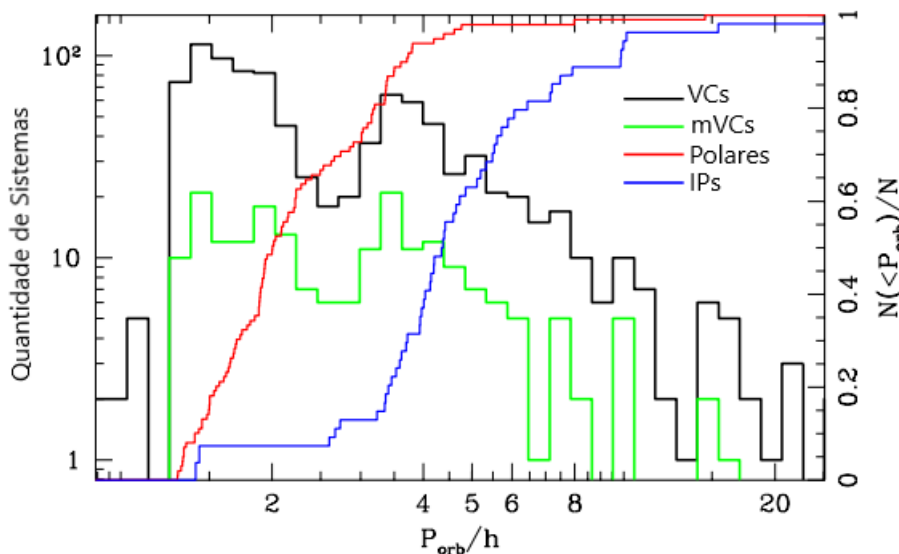
A partir dessa descoberta uma intensa busca por objetos do tipo *AM Her* se iniciou, e resultou em novas descobertas nos anos seguintes, como os sistemas AN UMa por Krzeminski e Serkowski (1977), VV Pup por Tapia (1977), e EF Eri por Tapia (1979). Com o passar do tempo, além do óptico, as *AM Hers* foram detectadas em infra-vermelho, rádio, ultravioleta, e raios-X, mostrando que elas possuem características próprias que têm origem na interação do forte campo magnético da primária com o resto do sistema. Esses sistemas foram nomeados como variáveis cataclísmicas magnéticas do tipo polar.

1.3.1 Evolução e Distribuição de Períodos

Uma das características que definem uma *polar* é a sincronia entre a rotação da primária e o período orbital do sistema. Isso acontece devido ao acoplamento do campo magnético da primária com o da secundária, que gera uma força de arrasto forçando a primária a rotacionar junto com o período orbital do sistema, fazendo com que as componentes estejam sempre com a mesma região apontada uma para outra (HELLIER, 2001). Algumas *polares* até podem ser encontradas um pouco fora de sincronia devido a alguma explosão na primária, como é o caso de *V1500 Cyg*, que segundo Schmidt e Stockman (1991), o acoplamento entre as magnetosferas irá agir deixando o sistema em sincronia novamente em uma escala de ≈ 200 anos. É possível que, para sistemas sincronizados, o campo magnético da primária force as linhas de campo da secundária voltar para a sua superfície, ou a se conectar com suas próprias linhas de campo, restando poucas linhas livres para o *freamento magnético* atuar, diminuindo sua efetividade e transformando a emissão de *radiação gravitacional* no principal mecanismo de perda de momento angular nas *polares* (WICKRAMASINGHE; WU, 1994).

O histograma da figura 10, mostra que as mVCs possuem uma distribuição de períodos semelhante ao das VCs comuns, mas com as *polares* tendendo a se alocar em períodos orbitais mais curtos do que as IPs, o que levanta a questão se uma IP evolui para uma *polar* ao diminuir seu período orbital a ponto de sua magnetosfera não permitir a formação do disco, como sugerido por Chanmugam e Ray (1984). Esse cenário não é muito bem entendido, mas é improvável, pois, além da diferença no período orbital, o campo magnético das polares é mais intenso. Apesar disso, Cropper (1990), apresenta 4 possíveis regimes que dependem do momento magnético da primária, que é dado por: $\mu = BR_{ab}^3$, onde R_{ab} é o raio da anã branca. Os cenários são: 1) para $\mu < 10^{31} G cm^3$ o campo magnético nunca conseguirá desviar o fluxo de matéria, fazendo o sistema permanecer como uma VC comum, 2) Para $10^{31} \leq \mu \leq 10^{33} G cm^3$ o sistema permanecerá como IP independente do período orbital, 3) para $10^{33} \leq \mu \leq 10^{35} G cm^3$ é possível que a IP se torne uma *polar* em período mais curtos, 4) sistemas com $\mu \geq 10^{35} G cm^3$ sempre serão *polares*. É importante ressaltar que esses são possíveis cenários, já que ainda não há uma ampla compreensão do processo evolutivo das mVCs.

Figura 10 – Distribuição de períodos das VCs (preto) e mVCs (verde). As linhas vermelha e azul, representam, respectivamente, a distribuição cumulativa das *polares* e das IPs



FONTE: Adaptado de Pretorius (2014)

1.3.2 Acreção nas Polares

Nas *polares*, a matéria transferida segue sua trajetória balística normalmente até o fluxo alcançar uma região da magnetosfera da primária que seja forte o suficiente para forçar seu desvio, essa região se estende para zonas mais afastadas que o raio de circularização, sendo uma região de transição entre os dois regimes de movimento do fluxo, e é chamada de *região de acoplamento* ou *threading region*. Ali, a pressão magnética quebra o fluxo dos blocos de matéria. A interação da magnetosfera com os blocos de matéria ionizada, induz uma corrente que age contra o campo magnético, os blindando, criando o efeito *screening*. Dessa forma, os blocos mais densos, com maior energia cinética, avançam mais antes de serem capturadas pelas linhas de campo. Como consequência a coluna de acreção nas *polares* não é homogênea.

A interação entre o campo magnético e a matéria ionizada do fluxo é de complexo entendimento, mas duas aproximações são consideradas para nos ajudar nessa missão, são elas: 1) Enquanto o fluxo de matéria é arrastado pelas linhas de campo não é possível atravessá-las, 2) podemos ignorar o campo magnético para locais mais afastados da anã branca (região onde a energia cinética da matéria é bem superior a energia de interação do campo), ou ignorar todo o resto, exceto o campo, em locais mais próximos a anã branca (situação inversa a anterior) (HELLIER, 2001).

Os blocos de matéria capturados, são obrigados a seguir pelas linhas do campo da magnetosfera da primária, que pela ação da *força de Lorentz* são forçados a espiralar em torno das linhas de campo. Geralmente, o vetor campo elétrico (\vec{E}) da luz possui direções aleatórias, mas o movimento circular regular dos elétrons que caminham pelas linhas de

campo emitem fótons cujo o \vec{E} oscilará em direções específicas, nesse caso, formando um círculo, definindo fótons de luz circularmente polarizados. As VCs *polares* estão entre os objetos com maior porção de luz polarizada, o que justifica sua nomenclatura.

Sair do plano de órbita do sistema consome energia, e pelo fato de qualquer sistema físico tender ao estado de menor energia, o fluxo preferencialmente segue as linhas cujo o polo está mais próximo ao plano orbital, forçando o polo, aos poucos, a se inclinar totalmente em direção a esse plano. Isso faz com que o choque da coluna de acreção com a superfície anã branca, normalmente aconteça em apenas um dos polos, sendo possível acontecer por ambos se o dipolo magnético da primária não estiver centralizado.

No fim de sua viagem pelas linhas de campo, os blocos de matéria caminham quase radialmente em direção a anã branca, onde se chocam em uma pequena região de sua superfície formando um arco. O fato da densidade dos blocos de matéria definirem até onde elas irão penetrar na *threading region*, dividindo a coluna de acreção em zonas com diferentes densidades, reflete na região de choque e na natureza da radiação emitida (fig. 11). Os blocos mais densos carregam momento suficiente para penetrar na superfície da primária, que absorve toda a energia cinética se aquecendo até ≈ 200.000 K, se transformando em uma região de emissão de raios-X moles. A região onde os blocos menos densos se encontram com a primária, cria um espécie de coluna acima de sua superfície que se estende até $\approx 10\%$ de seu raio, assim, o material que chega bate no topo da coluna se desacelerando, emitindo raios-X duros pelo processo *Bremsstrahlung*. Boa parte desses raios-X duros emitidos pela coluna é absorvido pela superfície da anã branca, a aquecendo, e a fazendo emitir radiação de corpo negro de ≈ 200.000 K.

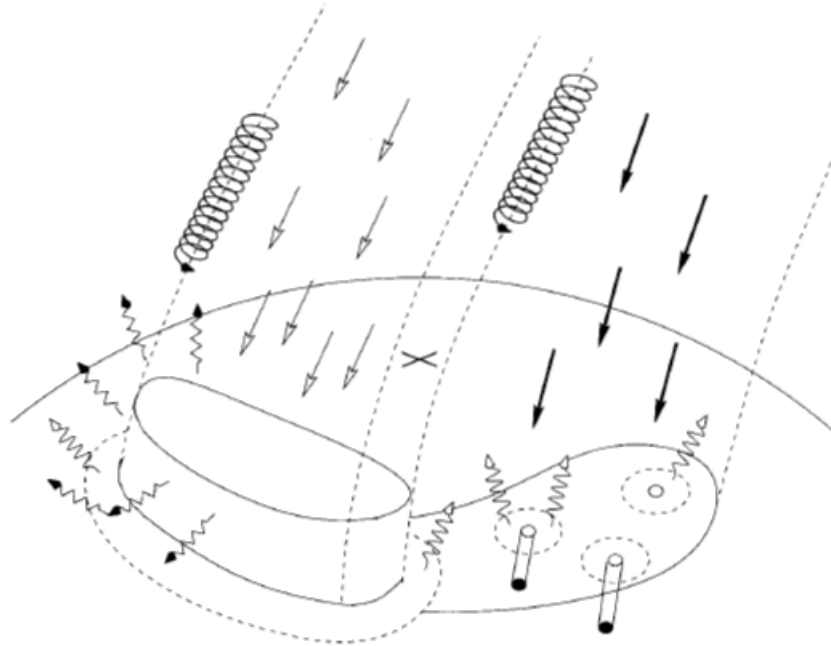
A coluna de acreção é formada por $\approx 95\%$ de blocos mais densos de matéria, isso faz com que a emissão de raios-X seja dominada por raios-X moles, emitindo cerca de 50 vezes mais energia nessa forma.

1.3.3 Polarização e Radiação Ciclotron

A luz é uma onda eletromagnética gerada pela oscilação de uma carga elétrica. O campo elétrico \vec{E} da luz, normalmente não possui direção preferencial, variando sua direção com o tempo, apesar de mante-lá sempre perpendicular a sua direção de propagação, características que definem um feixe de luz não polarizado (fig. 12). Mas em algumas condições particulares, dependendo de como se dá a oscilação da carga elétrica, um fóton de luz cujo \vec{E} possui direções específicas pode ser gerado, a esse, damos o nome de luz polarizada.

A luz originária de uma carga elétrica que oscila apenas em uma direção, é chamada linearmente polarizada. É possível, também, que a carga oscile de forma circular, formando uma onda eletromagnética circularmente polarizada. Por fim, a última forma

Figura 11 – Representação da região de choque entre a coluna de acreção e a anã branca em uma *polar*. As setas com caminhos circulares indicam elétrons emissores de radiação ciclotron, as que estão em direção a anã branca preenchidas e não preenchidas, se referem respectivamente a blocos de matéria densos e menos densos, do mesmo modo, as que saem preenchidas e não preenchidas representam respectivamente raios-X duros e moles. Nota-se a existência de uma coluna de choque emissora de raios-X duros formada pelos blocos menos densos, enquanto os mais densos se aloca diretamente na superfície da anã branca, criando uma região emissora de raios-X moles. O X indica o polo magnético.



FONTE: Retirado de [Cropper \(1990\)](#)

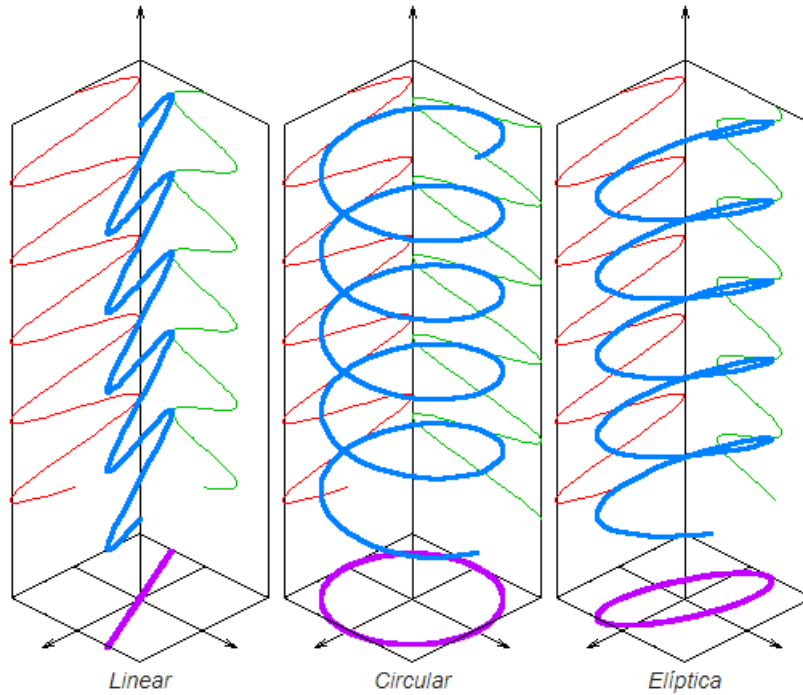
de polarização da luz é a carga oscilar formando uma elipse, produzindo um campo eletromagnético elipticamente polarizado (fig. 13).

Figura 12 – \vec{E} de um fóton de luz não polarizada. Podemos ver que \vec{E} pode assumir qualquer posição.



FONTE: ([ROCHA, 2021](#))

Figura 13 – Tipos de polarização.



FONTE: (WIKIPÉDIA, 2021)

Como já mencionado, quando o fluxo de matéria ionizada vindo da secundária se prende às linhas de campo da magnetosfera da primária, ele sofre ação da *força de Lorentz* (eq: 1.5):

$$\vec{F} = q^- (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.5)$$

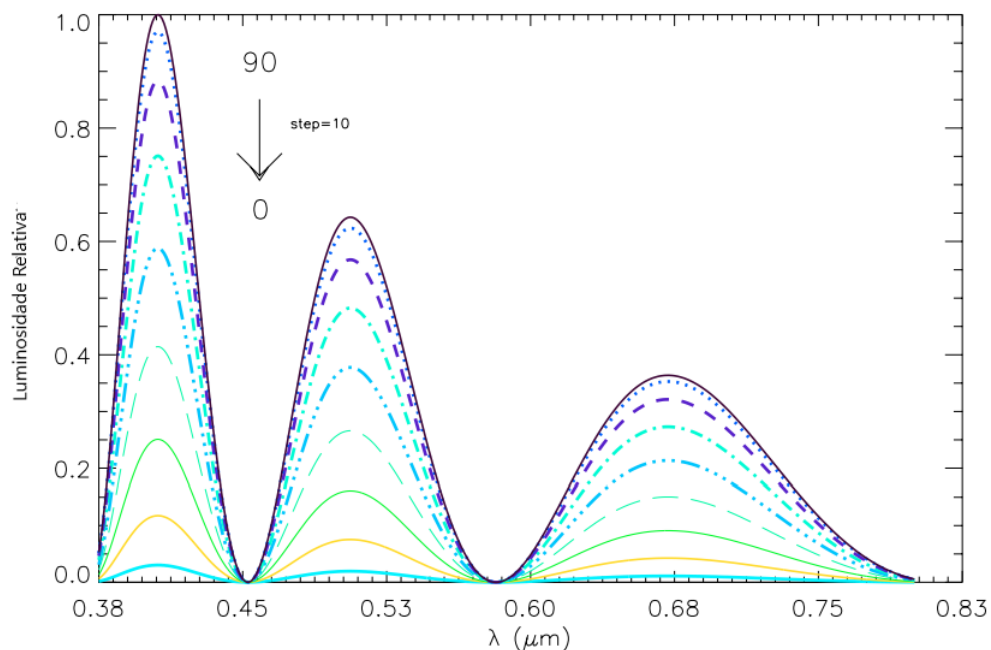
Onde \vec{E} é o campo elétrico, \vec{v} a velocidade do bloco de matéria, \vec{B} o campo magnético da primária, e q^- a carga do elétron. A *força de Lorentz* envolve um produto vetorial entre a velocidade do fluxo e o campo magnético da primária, que forçará a mudança de direção das partículas, as acelerando constantemente, obrigando-as a descrever uma trajetória circular, que em conjunto com movimento ao longo das linhas de campo compõe um deslocamento helicoidal. Como resultado desse movimento, os elétrons contidos nesses blocos de matéria irão emitir radiação ciclotron com um pico na frequência fundamental (f_{cic}), descrita por:

$$f_{cic} = \frac{q^- \vec{B}}{2\pi m_e} \quad (1.6)$$

sendo q^- a carga do elétron, m_e a massa do elétron, e \vec{B} a intensidade do campo magnético. O pico de emissão na f_{cic} do espectro de uma *polar*, pode ser acompanhado de picos secundários em harmônicos da mesma. A figura 14, mostra um espectro teórico de emissão ciclotron, com o pico da f_{cic} e seus harmônicos, além da dependência de sua luminosidade com o ângulo entre a linha de visada e as linhas de campo magnético. O

gráfico mostra que o ponto de menor intensidade luminosa será quando a linha de visada estiver ao longo das linhas de campo (0°), e a maior quando a linha de visada estiver perpendicular as linhas de campo (90°). Isso acontece devido a anisotropia da emissão ciclotron, que é emitida a partir de um pequeno ângulo sólido em torno do vetor velocidade instantânea (\vec{v}) (KALOMENI; PEKÜNLÜ; YAKUT, 2005).

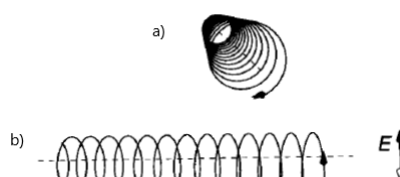
Figura 14 – Espectro teórico da emissão ciclotron em uma *polar*, mostrando o pico na f_{cic} e seus harmônicos, além da dependência da posição em sua intensidade. Cada curva mostra a intensidade de uma certa posição, começando com um ângulo de 90° entre a linha de visada e as linhas de campo, descendo em passos de 10° até atingir 0°



FONTE: Adaptado de Kalomeni, Pekünlü e Yakut (2005)

O ângulo de visada em relação as linhas de campo, também determinará o tipo de polarização luz terá. Se estivermos olhando ao longo das linhas de campo, veremos os elétrons espiralando emitindo fótons circularmente polarizados, caso a linha de visada estiver perpendicular às linhas de campo, veremos os elétrons também oscilarem perpendicularmente as linhas, assim, emitindo fótons linearmente polarizados, como visto na figura 15.

Figura 15 – Tipos de polarização em relação a nossa linha de visada: a) com linha de visada ao longo das linhas de campo, veremos os elétrons descrevendo círculos, emitindo luz circularmente polarizada b) com linha de visada perpendicular as linhas de campo, veremos os elétrons oscilando verticalmente, produzindo fótons linearmente polarizados.



FONTE: Adaptado de Hellier (2001)

1.3.3.1 Parâmetros de Stokes e Cálculo da Polarização

Como uma forma conveniente de descrever o estado de polarização de uma onda eletromagnética, usamos um conjunto de valores chamado parâmetros de Stokes. Cada parâmetro serve para descrever um atributo do feixe luminoso: I é a intensidade, Q e U descrevem a polarização linear, e V_c a polarização circular. Os parâmetros podem ser organizados na forma de um vetor, conhecido como vetor de Stokes:

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V_c \end{pmatrix}$$

Se um feixe de luz for totalmente polarizado, sua intensidade pode ser descrita por:

$$I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V_c^2} \quad (1.7)$$

com a polarização linear (P) representada pela equação 1.8, e a polarização circular (V) pela equação 1.9:

$$P = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2}{I}} \quad (1.8)$$

$$V = \frac{V_c^2}{I} \quad (1.9)$$

Nesse trabalho usamos um polarímetro com uma lâmina retardadora $\lambda/4$ com 16 posições, e um elemento polarizador que divide a luz incidente em dois feixes, o ordinário e o extraordinário, cujas intensidades são denotadas respectivamente por I_o e I_e . Para essa configuração as intensidades podem ser determinadas por:

$$2I_o = I + Q \cos^2 \theta + U \sin 2\theta \cos 2\theta - V_c \sin 2\theta \quad (1.10)$$

$$2I_e = I - Q \cos^2 \theta - U \sin 2\theta \cos 2\theta + V_c \sin 2\theta \quad (1.11)$$

Onde θ é o ângulo da lâmina de $\lambda/4$, e Q , U , e V_c , os parâmetros de Stokes do fluxo luminoso incidente no polarímetro. Mas para cada medida usamos 8 posições da lâmina, dessa forma, os parâmetros de Stokes normalizado por I serão definidos pelas relações determinadas por [Rodrigues, Cieslinski e Steiner \(1998\)](#):

$$Q = \frac{1}{3} \sum z_i \cos^2 2\theta_i \quad (1.12)$$

$$U = \sum z_i \sin 2\theta_i \cos 2\theta_i \quad (1.13)$$

$$V = \sum z_i \frac{1}{4} \sin 2\theta_i \quad (1.14)$$

onde z_i para cada uma das posições da lâmina, é determinado por:

$$z_i = \frac{I_{e,o} - I_{o,e}}{I_{e,o} + I_{o,e}} \quad (1.15)$$

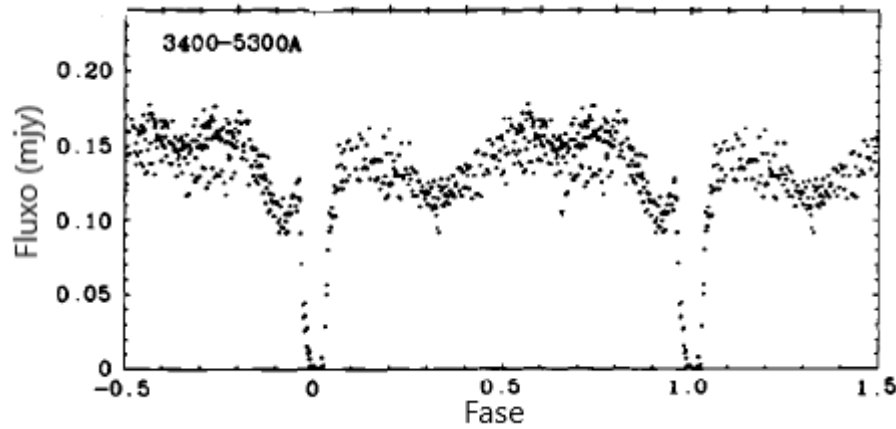
1.3.4 Características Observacionais

As variáveis cataclísmicas magnéticas do tipo polar são sistemas relativamente raros. Dentre as cerca de 2.000 VCs registradas nos catálogos de [Ritter e Kolb \(2003\)](#) as polares totalizam apenas 119 objetos confirmados e 30 de classificação incerta. A seguir descreverei as principais características observacionais que podem estar presentes nas polares.

Uma característica observacional importante nas polares é a modulação do fluxo associado à rotação da anã branca sincronizada com o período orbital. Isso se deve pelo fato da principal fonte de luminosidade ser a pequena região de choque da coluna de acreção com a anã branca, assim, durante a órbita do sistema essa região muda a direção constantemente causando variações na luminosidade. É possível, dependendo da orientação do sistema, que ocorram eclipses, com a secundária escondendo a primária durante sua órbita ou nas fases em que a região de choque se encontra atrás da própria anã branca. Esses sistemas eclipsantes são importantes por permitir o estudo de partes separadas do sistema. A figura 16 mostra a curva de luz da polar eclipsante *WW Hor* com observações de [Coyne et al. \(1988\)](#).

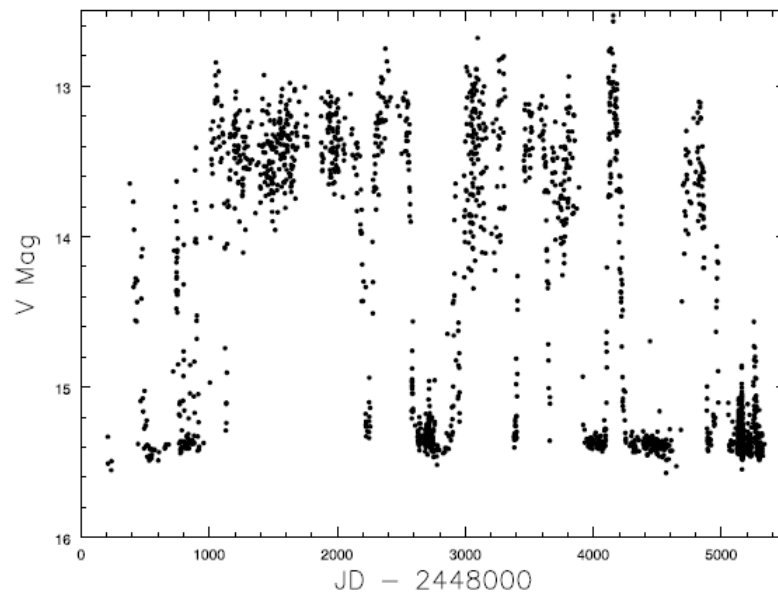
Outra característica típica das polares, é a existência de estados altos e baixos de luminosidade, que varia normalmente de 1 a 3 magnitudes ([CROPPER, 1990](#)). Isso se deve a mudanças na quantidade de matéria transferida da secundária, que pode aumentar ou diminuir aparentemente sem nenhum aviso. Como as mudanças no fluxo não se dá em saltos fixos, é possível a existência de estados intermediários que dificultam definir os limites de cada estado. A figura 17 mostra a curva de luz da polar *AM Her* na banda V de 1990 a 2004, evidenciando os estados altos e baixos ([KAFKA; HONEYCUTT, 2005](#)).

Figura 16 – Curva de luz da *polar* eclipsante *WW Hor*, evidenciando as variações de luminosidade durante o período orbital, além de uma acentuada queda no brilho indicando um eclipse.



FONTE: Adaptado de Warner (1995)

Figura 17 – Estados altos e baixos da *polar AM Her*.

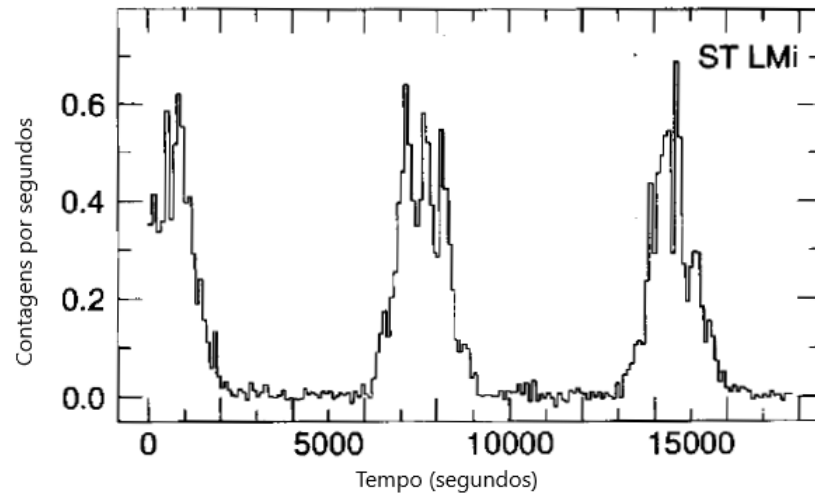


FONTE: (KAFKA; HONEYCUTT, 2005)

A região de acreção também é uma importante fonte de raios-X modulado com o período de rotação da anã branca, com alta razão de raios-X moles em relação aos raios-X duros. Além disso, a emissão de raios-X tem alta variabilidade devido aos blocos de matéria se chocam com a anã branca de forma aleatória. A figura 18 apresenta a curva de luz de raios-X da *polar ST LMi* de 0,04 a 2 Kev, cobrindo um pouco mais de 2 períodos orbitais.

No óptico, um espectro de uma polar normalmente é dominado por linhas de emissão estreitas devido a não existência do disco, principalmente de Hidrogênio da série de Balmer (frequentemente com incremento Balmer invertido), He II 4686 Å intenso (comparável a H β) e o complexo de Bowen de C III/N III em 4640 Å, sinais típicos de

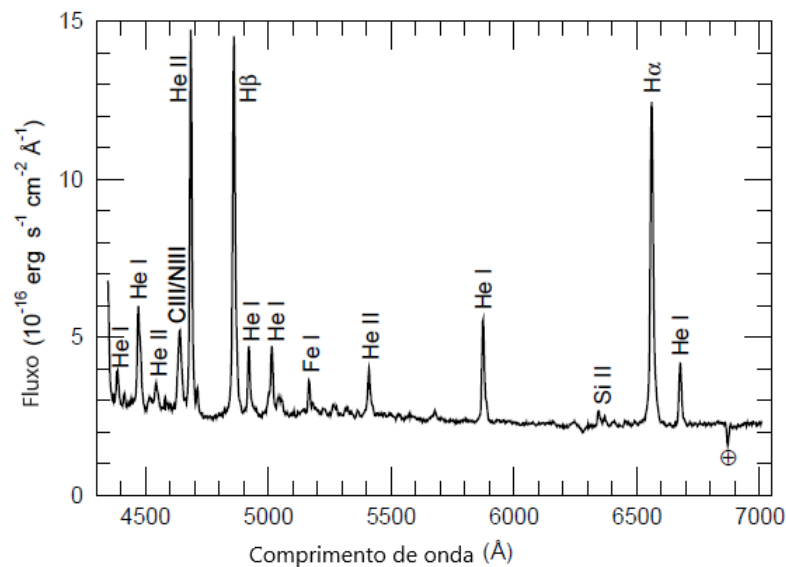
Figura 18 – Curvas da emissão de raios-X da *polar ST LMi*, onde podemos notar a modulação da rotação da anã branca, sincronizada com o período orbital e, nas fases de máximos, a variabilidade aleatória.



FONTE: Adaptado de [Hellier \(2001\)](#)

regiões de alta ionização (fig. 19). Quando em estado baixo de luminosidade, os espectros podem mostrar corcovas cíclotron no seu contínuo originadas da coluna de acreção, e espalhamento Zeeman em absorção nas linhas de Balmer associado ao campo magnético da anã branca. As curvas de velocidades radiais das linhas de emissão costumam ter amplitudes de centenas de kms^{-1} .

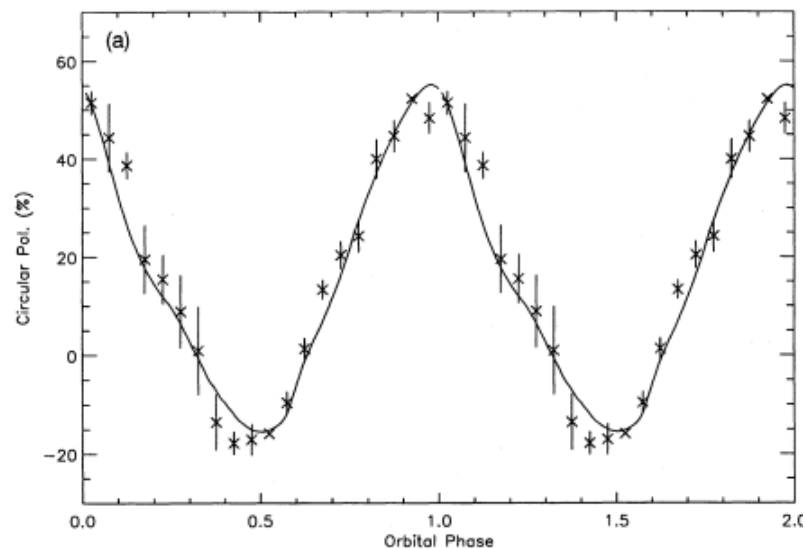
Figura 19 – Espectro da polar *MLS110213: 022733+ 130617*, ilustrando como é um espectro típico de um objeto dessa classe.



FONTE: Adaptado de [Silva et al. \(2015\)](#)

Por fim, e principalmente, temos uma quantia muito relevante de luz circularmente polarizada emitida, podendo passar dos 40% , característica esta que dá nome à classe das polares. A fração desse tipo de luz que chega até nós depende fortemente da geometria do sistema, logo, a polarização circular também possui variações relevantes em escalas de tempo do período orbital, similar à curva de luz. A figura 20 mostra a curva de polarização circular da variável cataclísmica magnética RE 1307+535 que ultrapassa 50% em fração de luz polarizada.

Figura 20 – Curva de polarização circular da variável cataclísmica magnética RE 1307+535.



FONTE: Adaptado de [Hakala et al. \(1994\)](#)

1.3.5 Resumo das propriedades das polares

Nesta seção passamos pelas principais características das variáveis cataclísmicas magnéticas do tipo polar. Dessa forma, como esse trabalho é sobre uma candidata a polar, essa subseção foi pensada como um modo de numerar essas características de forma condensada, e são elas:

- Primária com um campo magnético intenso o suficiente para impedir a formação do disco de acreção, formando, ao invés disso, uma coluna;
- Rotação da primária sincronizada com a órbita;
- Fração relevante de luz circularmente polarizada, com variações em escala de tempo orbital;
- Existência de estados altos e baixos de luminosidade;
- Período orbital normalmente abaixo do *period gap*;

- Fonte de raios-X com alta variabilidade, e alta razão raios-X moles em relação a raios-X duros;
- Espectro dominado por linhas de emissão estreitas, e típicas de regiões de alta ionização, além da presença de radiação ciclotron.

Cabe ressaltar que a classificação observacional de uma polar não é tarefa trivial dado que, em geral, nenhuma técnica observacional aplicada isoladamente é suficiente para a classificação definitiva. Além disso, as polares podem apresentar apenas algumas das características observacionais citadas. Historicamente, a maior parte das polares foram descobertas através de *surveys* de raios-X como o do ROSAT, porém frequentemente uma polar não apresenta emissão detectável de raios-X, além de que outras VCs magnéticas e não-magnéticas também podem ser observadas como fontes de raios-X. Em relação ao espectro de alta ionização, esta característica também é encontrada em outras classes de VCs, portanto não discriminam as polares. A observação de uma grande fração de luz circularmente polarizada costuma ser a melhor evidência observacional desta classe.

1.4 Projeto de Busca e Caracterização de Novas Variáveis Cataclísmicas Magnéticas

As mVCs são objetos celestes com um ambiente propício a diversos tipos de interação, isso os torna objetos ricos em fenomenologias que se manifestam em uma ampla faixa do espectro eletromagnético, desde ondas de rádio até raios-X. Essa diversidade de características pode nos ajudar na compreensão de questões ainda abertas, como por exemplo entender melhor mecanismos envolvidos em processos de acreção e transferência de matéria, fenômenos presentes em diversos sistemas astrofísicos. Para isso, devemos inicialmente, compreender por completo o funcionamento das polares, como por exemplo: os detalhes da interação entre a matéria e o intenso campo magnético da anã branca, e a possível evolução das IPs de longo período para as polares. Sendo as mVCs objetos relativamente raros, com o objetivo de melhorar as estatísticas de sistemas dessa classe, em 2012 foi iniciado um projeto (no qual eu fui incluído em 2019) de busca e caracterização de novas mVCs, com pesquisadores da Universidade Vale do Paraíba (UNIVAP), Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), e Gemini Sul.

Esse projeto consiste em buscar promissoras candidatas a mVCs em *surveys* robóticos de transientes fotométricos, principalmente o *Catalina Real-Time Transient Survey* (CRTS) como visto em Drake *et al.* (2009) e Drake *et al.* (2014). O CRTS detecta novos transientes e os pré-classifica de forma automatizada em diversas classes (AGNs, objetos do sistema solar, Supernovas, Blazares, Variáveis Cataclísmicas, etc...). Também fornece as suas curvas de luz extensivas (em geral com coberturas temporais maiores que 3-5 anos), porém de baixa resolução temporal – em média 1 ponto observacional a cada 2 semanas. Nossa seleção de candidatos a VC magnéticas baseia-se na inspeção visual das

curvas de luz fornecidas pelo CRTS, de transientes pré-classificados como VCs, seguindo os critérios numerados em [Oliveira et al. \(2020\)](#), que são:

(1) Variabilidade do fluxo intrínseco, que pode indicar processos de acreção. A dispersão do fluxo deve ser maior do que o erro observacional esperado para a magnitude média;

(2) A presença de estados de luminosidade altos e baixos;

(3) Nenhuma, ou poucas explosões, com o intuito de minimizar a detecções de novas anãs. Esse critério não pode simplesmente ser excluído, pelo fato de algumas IPs possuírem essa propriedade.

Em seguida, os candidatos selecionados foram observados com o Goodman HTS no telescópio SOAR, com o objetivo de obter um espectro exploratório de cada alvo para a classificação como VC magnética ou Nova Anã ou ainda exclusão de falsos-positivos, que podem incluir objetos extragalácticos e AGNs, estrelas RR Lyrae e outros objetos variáveis. A existência de contrapartida em raios-X destes candidatos também é um forte indício auxiliar na classificação, apesar que sua ausência pode ser esperada no caso de objetos mais fracos ou mais distantes, e também apesar de Novas Anãs também serem possíveis fontes de raios-X.

Até agora, 30 dentre os 90 objetos com espectros exploratórios nos trabalhos [Oliveira et al. \(2017\)](#) e, [Oliveira et al. \(2020\)](#), foram definidos como fortes candidatos a mVCs, das quais 20 provavelmente são *polares* e 10 são IPs. Esses sistemas serão alvos de estudos mais detalhados com o objeto de confirmar a classificação e entender melhor esse tipo de objeto. A candidata CSS0357+10 estudada nesse trabalho, foi um dos sistemas selecionados nesse projeto.

2 A Candidata a Polar CSS0357+10

Localizada nas coordenadas $AR = 03^h 57^m 58.7^s$ e $DEC = +10 29' 42.3''$, o objeto CRTS J035758.7+102943, que a partir de agora abreviaremos para CSS0357+10, foi classificado como uma fonte fotométrica transiente em 09 de novembro de 2009 pelo CRTS, que a catalogou como CSS091109:035759+102943. Sua curva de luz (Fig.21), construída com dados tomados por este *survey* em filtro V, cobre cerca de 10 anos de observações com baixa frequência amostral, em uma cadência de dias. A variação em sua luminosidade vai de aproximadamente 16,5 mag no estado de mais alto brilho, até cerca de 20,5 mag no de mais baixo. A curva de luz mostra as medidas em magnitude representada pelos pontos azuis, enquanto os triângulos vermelhos indicam o limite superior de magnitude de noites em que a coleta de dados não ocorreu perfeitamente.

Figura 21 – Curva de luz da CSS0357+10 com dados do CRTS no filtro V, onde os pontos azuis indicam medidas de magnitude e os triângulos vermelhos representam um limite superior para essa medida.

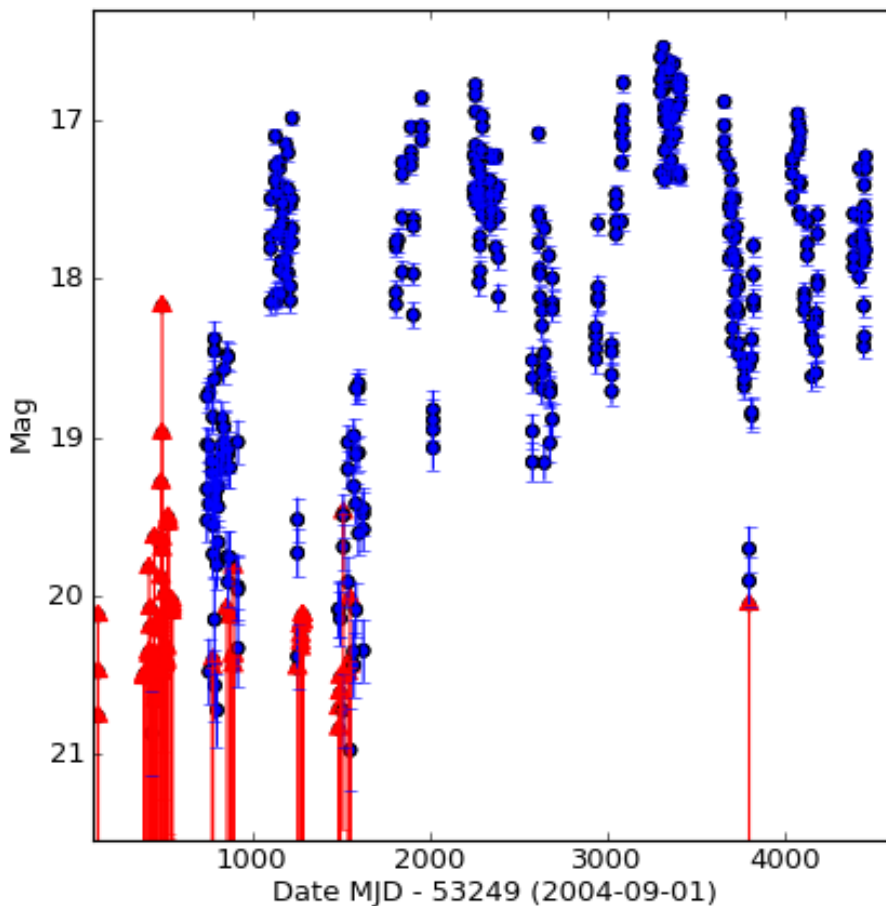
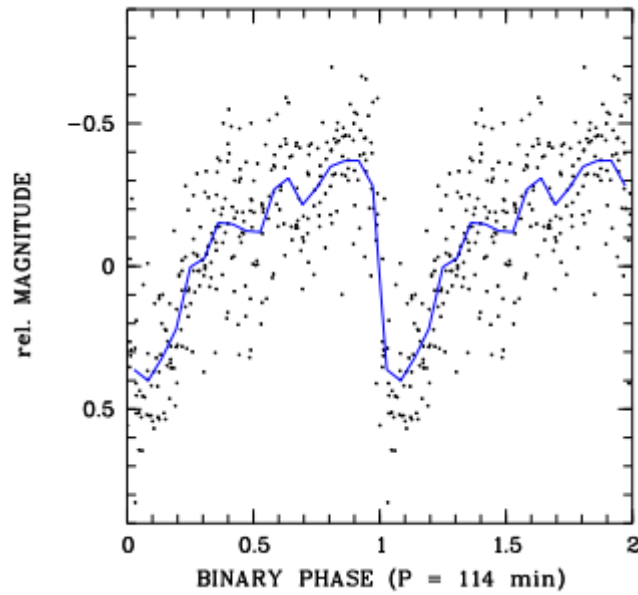


Figura 22 – Curva de luz CSS0357+10 colocada em fase com a efeméride da equação 2.1. A magnitude média de cada noite foi subtraída de cada ponto individual da mesma noite. A linha azul indica a magnitude média após a binagem em 18 caixas de fases.



Fonte: (SCHWOPE; THINIUS, 2012)

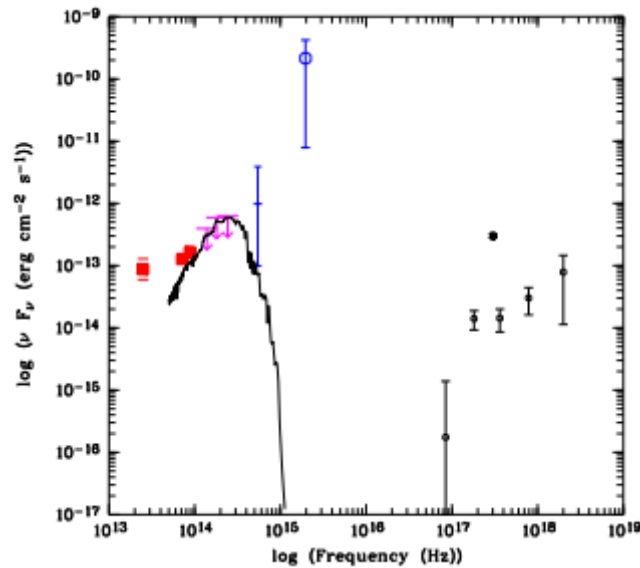
Schwöpe e Thinius (2012) apresentam um estudo fotométrico da CSS0357+10 feito com dados do observatório Inastars, que abrangeu 6 noites entre 19 de novembro de 2009 e 22 de janeiro de 2010. Nas observações foi usado um telescópio robótico Celestion C14, equipado com uma câmera CCD ST8XME, e um filtro CLS da *Astronomik*, com duas janelas de transmissão total, uma entre 450 e 540 nm, e outra que começa em 635 nm e vai até o infravermelho. Para efetuar a fotometria diferencial eles utilizaram a estrela de comparação de 14,5 mag USNO B1.0 1005-0036054. Essa série temporal gerou uma curva de luz que revela uma nítida variação de brilho com amplitude de 0,8 mag. Os dados mostra um período de 114 min, Schwöpe e Thinius (2012) interpretam este período como o período orbital do sistema, e a curva de luz em fase com este período é mostrada na Fig. 22. O ponto mais proeminente na curva de luz é uma acentuada queda que segue até o ponto mínimo, e o ponto intermediário entre o início da queda e o mínimo foi usado por Schwöpe e Thinius (2012) para definir o instante de referência e o período na efeméride (eq 2.1):

$$BJD(T_0) = 2455155,3658(4) + E \times 0,079181(1) \quad (2.1)$$

Nesta efeméride, o tempo está em Dia Juliano Baricêntrico (BJD), que corrige o Dia Juliano para a diferença do tempo de viagem da luz para o centro de massa do sistema solar, e os valores entre parêntesis indicam as incertezas nos últimos dígitos.

Schwope e Thinius (2012) também apresentam a distribuição de energia espectral da CSS0357+10, que abrange uma faixa de frequência que vai do infra-vermelho a raio-X (Fig. 23) com dados dos telescópios WISE, limite superior do 2MASS, CRTS, GALEX, ROSAT-HRI e XMM-Newton. É importante salientar que a CSS0357+10 é fonte de raios-X detectada pelo XMM-Newton e pelo ROSAT, neste último com taxa de contagem de $5,3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. As detecções de raios-X do XMM-Newton ocorreram em todas as 5 bandas de energia padrão entre 0,2 e 10 Kev, já as do ROSAT-HRI não possuem resolução de energia, e mostraram um fluxo 10 vezes maior que o fluxo do XMM-Newton, que pode indicar mudanças na taxa de acreção, a identificando como uma fonte de raios-X de alta variabilidade. Pela forma das variabilidades e a presença de estados altos e baixos de brilho no óptico e em raios-X, e pela forma da distribuição espectral de energia, Schwoppe e Thinius (2012) sugerem sua classificação como uma variável cataclísmica do tipo polar não-eclipsante, e recomendam que se faça observações de espectroscopia e polarimetria com resolução temporal para confirmação desta classificação.

Figura 23 – Distribuição espectral de energia da CSS0357+10 do infravermelho ao raio-X. Da menor pra maior energia, são dados do WISE, limite superior do 2MASS, CRTS, GALEX, ROSAT e XMM-Newton. A linha preta mostra um modelo assumindo $T_{\text{eff}} = 3200\text{K}$ e uma estrela secundária do tipo M5.

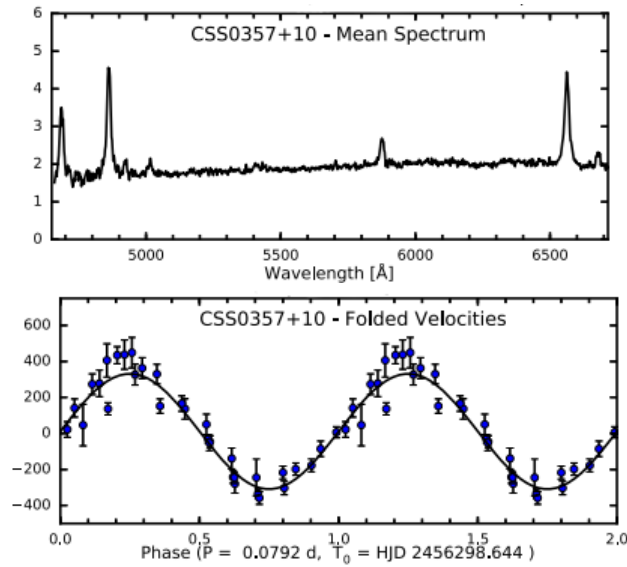


Fonte: (SCHWOPE; THINIUS, 2012)

Em observações espectroscópicas realizadas no observatório MDM em *Kitt Peak* no estado americano do Arizona, Thorstensen *et al.* (2016) utilizaram o telescópio McGraw-Hill, que possui um espelho de 1,3m, para obter uma série temporal de espectros do objeto. Ele foi equipado com o espectrógrafo *modspec*, acompanhado de uma rede de difração de 600 linhas mm^{-1} , tendo assim, uma cobertura espectral de 4580 a 6850 Å, e uma resolução de $2,3 \text{ \AA pixel}^{-1}$. No espectro médio a linha de emissão de $\text{H}\alpha$ tem uma largura equivalente (EW na sigla em inglês) de 31 Å e uma largura total à meia altura (FWHM na sigla em inglês) de 900 Km^{-1} . Além da emissão de $\text{H}\alpha$, foram detectadas fortes emissões de

HeII 4686 Å e H β . A curva de velocidade radial medida a partir da linha de H α , usando o algoritmo de Schneider & Young (SCHNEIDER; YOUNG, 1980) para determinar o comprimento de onda central da emissão, mostra uma semiamplitude de 320 km s $^{-1}$, e uma velocidade sistêmica de 11 km s $^{-1}$. O espectro e a curva de velocidade radial estão mostrados na Fig. 24. O período encontrado foi de $0,07918 \pm 0,00006$ dias, ou cerca de 114 minutos, corroborando o período encontrado por Schwöpe e Thinius (2012), mas com uma precisão mais baixa devido a menor base temporal dos dados.

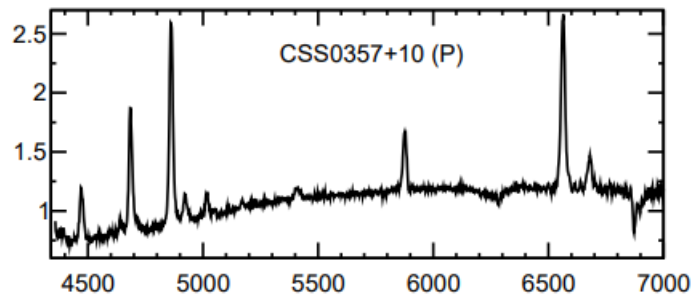
Figura 24 – O gráfico superior mostra Espectro médio da CSS0357+10 em unidades de 10^{-16} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$, onde as emissões mais proeminentes do menor para o maior comprimento de onda, são, HeII 4686 Å, H β e H α . No inferior vemos Curva de velocidade radial da CSS0357+10, em kms $^{-1}$, mostrando uma semiamplitude de aproximadamente 320 kms $^{-1}$ e recuperando o período orbital de Schwöpe e Thinius (2012).



Fonte: Adaptado de Thorstensen *et al.* (2016)

No contexto de busca por novas mVCs, Oliveira *et al.* (2017) observaram o espectro da CSS0357+10 no telescópio SOAR, cujo a configuração instrumental proporcionou um resolução espectral de 7 Å e uma cobertura espectral de 4350 a 7005 Å. O espectro, obtido em 12 novembro de 2012 e mostrado na Fig. 25, é muito similar ao publicado por Thorstensen *et al.* (2016), no entanto o objeto apresentou uma variação de cerca de 65% no fluxo (medido em 6000 Å), de $1,2 \times 10^{-16}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ em 2012 para $2,0 \times 10^{-16}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ no espectro de Thorstensen *et al.* (2016), obtido em data não informada. No espectro publicado por Oliveira *et al.* (2017) é possível também notar emissões fracas de He I e He II 5411 Å, além do complexo de Bowen C III/N III próximo a 4640 Å, e Fe II 5170 Å. As linhas de Balmer e a de He II 4686 Å estão assimétricas, com asas estendidas para o vermelho. A largura equivalente (EW) e a largura à meia altura (FWHM) de H α mantiveram-se contantes comparando os espectros de Thorstensen *et al.* (2016) e Oliveira *et al.* (2017).

Figura 25 – Espectro médio com dados obtidos no telescópio SOAR por [Oliveira et al. \(2017\)](#), com proeminentes emissões de HeII 4686 Å , H β e H α , com unidades em fluxo de 10^{-16} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$, em função do comprimento de onda em Å .



Fonte: Adaptado de [Oliveira et al. \(2017\)](#)

[Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) apresentam as distâncias, e suas respectivas incertezas, inferidas para 1,33 bilhões de estrelas a partir de dados de paralaxes do segundo *data release* (DR2) do telescópio espacial GAIA. Apesar da precisão dos dados Gaia, as incertezas fracionais nas paralaxes são grandes para os alvos mais distantes e fracos, impedindo a simples inversão da paralaxe para obtenção da distância. Assim, as distâncias determinadas por estes autores envolvem um procedimento estatístico que foi aprimorado em [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), quando determinaram distâncias de 1,47 bilhões de estrelas do *data release 3* (DR3) do Gaia. Assim, a distância da CSS0357+10 é estimada em $d = 894_{-119}^{+159}$ pc no DR2 de [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) e $d = 771_{-64}^{+73}$ pc no DR3 de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#). [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) consideram que esta última é a medida mais acurada, portanto é esta que vamos adotar neste trabalho.

A combinação das características mencionadas acima, mostra indícios de que muito provavelmente a CSS0367+10 é, de fato, uma variável cataclísmica magnética do tipo polar, justificando a escolha para um estudo mais aprofundado. A principal motivação deste trabalho é a confirmação da natureza de variável cataclísmica polar deste sistema, com a análise de dados obtidos através uma grande diversidade de técnicas observacionais como polarimetria, espectroscopia e fotometria (esta última com dados de observatórios terrestre e espacial). Nos próximos capítulos vamos apresentar a aquisição de dados e as análises das séries temporais de espectroscopia e fotometria, e detalhar as detecções de modulações de polarização circular e linear da luz do objeto através de um estudo de séries temporais de polarimetria.

3 Obtenção e Redução dos Dados

3.1 Aquisição dos dados.

A coleta de dados para este trabalho se deu em duas etapas. A primeira consistiu na obtenção dos espectros no *Southern Astrophysical Research Telescope* (SOAR), que possui um espelho primário de 4,1 metros de diâmetro, e está localizado nos Andes chilenos, mais precisamente, na montanha Cerro Pachón a 2700 metros de altitude. Na segunda etapa, os dados de polarimetria e fotometria foram obtidos no Observatório Pico dos Dias (OPD), localizado na divisa das cidades de Brazópolis e Piranguçu, no sul de Minas Gerais, a 1864 metros acima do nível do mar. O Observatório Pico dos Dias é gerenciado pelo Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), que possui sede em Itajubá, e dispõe de vários telescópios. O usado neste trabalho foi o *Perkin-Elmer*, com espelho de 1,6 metros de diâmetro. Utilizaremos também neste trabalho dados disponíveis nos bancos públicos do CRTS e do satélite TESS.

Independente da técnica observacional, antes de iniciar as observações dos objetos de estudo, devemos, em cada uma das noites, fazer algumas imagens que serão úteis para futuras correções. São elas: imagem de *bias* e *flat-field*. A imagem de *bias* é feita com o menor tempo de exposição possível, e com o obturador totalmente fechado, tendo intuito de registrar a carga pré alocada em cada um dos *pixels*. O *flat-field* é uma imagem tirada de uma tela com iluminação uniforme em toda sua extensão, sendo assim, possível detectar a diferença de sensibilidade entre os *pixels* do CCD. Lembrando que é muito importante fazer essas imagens em todas as noites de todas as missões, e no caso do *flat-field*, para cada um dos diferentes filtros, já que sensibilidade dos pixels muda conforme a banda de observação.

Os espectros foram adquiridos pelo Dr. Alexandre S. Oliveira, nos dias 18 e 20 de novembro do ano de 2014, a partir da sala de observações remotas localizada no IP&D da Univap, com a participação da Dra. Karleyne M. G. Silva em La Serena, Chile. Foi usada a seguinte configuração instrumental: espectrógrafo *Goodman HTS*, em conjunto com o CCD Fairchild 4096x4096 com resolução de $15 \mu\text{m pix}^{-1}$, uma binagem 2x2, com um ganho de $2,06 e^- \text{ADU}^{-1}$ e ruído de leitura $3,99 e^- \text{RMS}$. A cobertura espectral desejada foi de 4300 a 5600 Å, para termos informações desde a linha de emissão de $\text{H}\gamma$ até a linha telúrica [OI] 5577 Å. Para alcançá-la, foi escolhida uma rede de difração de 1200 linhas mm^{-1} , com uma fenda de 0,84 segundos de arco, o que resultou em um comprimento de onda central de 5030 Å, e uma resolução espectral de 0,64 Å. A fenda foi posicionada no ângulo paralático, a fim de evitar a perda de fótons devido a refração atmosférica.

Na tarde que antecede cada noite de observação de espectroscopia, foram feitas

Tabela 1 – Dados das observações do SOAR e OPD.

Data	Observatório	Tipo de Dados	Tempo de exposição (s)	Número de Exposições	Filtro
18/11/2014	SOAR	Espectro	1200	9	Clear
20/11/2014	SOAR	Espectro	900	13	Clear
09/09/2019	OPD	Polarimetria	60	128	V
10/09/2019	OPD	Polarimetria	60	74	R
12/09/2019	OPD	Polarimetria	60	134	R
02/09/2021	OPD	Polarimetria	90	131	I

imagens para correção do foco do telescópio, e obtidas 50 imagens de *bias* e 40 de *flat-field*. Para iluminar os *flat-fields*, usamos a lâmpada interna de quartz a 100% de intensidade, com tempos de exposição de 7 s. Em cada noite de observação foi feito um espectro da estrela padrão GD50 (OKE, 1990) para a calibração do fluxo, com tempos de exposição de 60 s. Os espectros da CSS0357+10 foram observados com tempo de exposição de 1200 s no dia 18, e 900 s no dia 20, intercalando com um espectro da lâmpada de *Cu* com tempo de exposição de 180s a cada 4 exposições de ciência, de forma a obter uma boa solução para a posterior calibração em comprimento de onda. Ao todo foram coletados 9 espectros no dia 18, e 13 no dia 20, totalizando 6 horas e 15 minutos de observação.

As observações de polarimetria, e conseqüentemente a fotometria, foram feitas pela Msc. Isabel de Jesus Lima e pelo Msc. Matheus Soares Palhares, nos dias 09, 10 e 12 de Setembro de 2019, e por mim no dia 02 de Setembro de 2021. Para a coleta dos dados de 2019, foi utilizado o CCD Ixon Ultra 10671 de 2048 x 2048, e resolução de $15\mu \text{ pix}^{-1}$, já na observação de 2021 foi usado o CCD Ixon 4269 de 1024 x 1024 e resolução de $13\mu \text{ pix}^{-1}$, além de um módulo polarimétrico em todas as noites. Como resultado das configurações obtivemos nas duas primeira noites um ganho de $3,87 \text{ e}^- \text{ ADU}^{-1}$ e ruído de leitura de $11,9 \text{ e}^- \text{ RMS}$, $0,77 \text{ e}^- \text{ ADU}^{-1}$ e $4,47 \text{ e}^- \text{ RMS}$ de ganho e ruído de leitura respectivamente no dia 12, e na última noite, um ganho de $3,4 \text{ e}^- \text{ ADU}^{-1}$ e ruído de leitura de $16,5 \text{ e}^- \text{ RMS}$. O módulo polarimétrico é equipado com uma lâmina retardadora de quarto de onda, e um bloco de calcita como elemento polarizador. O papel do bloco de calcita é dividir o feixe luminoso em dois feixes de polarização ortogonais, chamados ordinário e extraordinário. A lâmina retardadora se move 22,5 graus a cada passo, tendo ao todo 16 posições até dar uma volta completa, e por meio da medida em todas as posições podemos medir como varia a polarização circular e linear do nosso objeto de estudo. As noites se iniciam com observações de estrelas padrões polarizadas e não polarizadas, cada uma com 16 exposições para que a lâmina retardadora complete uma volta. Em seguida são observados os dados polarimétricos dos objetos de estudo, que foram feitos com os filtros V no dia 09, R nos dias 10 e 12, e I no dia 02, todos filtros do sistema *Johnson*. O tempo de exposição das observações de 2019 foram de 60s, enquanto as de 2021 de

90s. Os detalhes das observações gerais se encontram na tabela 1, e das estrelas padrões polarizadas e não polarizadas na tabela 2.

Tabela 2 – Estrelas Padrões.

Data	Nome	Tipo	Tempo de Exposição (s)	Filtro
09/09/2019	HD 29647	Polarizada	2	V
09/09/2019	HD 14069	Não Polarizada	10	V
10/09/2019	BD-12 5133	Polarizada	5	V
10/09/2019	HD 162051	Polarizada	5	V
10/09/2019	HD 159842	Não Polarizada	1	V
12/09/2019	HD 162061	Polarizada	5	V
12/09/2019	HD 162051	Polarizada	5	R
12/09/2019	HD 12021	Não polarizada	1	R
02/09/2021	BD 125133	Polarizada	4	I
02/09/2021	HD 165175	Polarizada	1	I
02/09/2021	W 1615 -154	Não Polarizada	5	I

3.1.1 Dados de fotometria do TESS

O telescópio espacial TESS (*Transit Exoplanet Survey Satellite*) (RICKER *et al.*, 2014) foi lançado em 18 de abril de 2018 é uma missão que foi inicialmente programada para durar dois anos, completados em julho de 2020, e foi estendida para mais dois anos. O principal objetivo do TESS é encontrar exoplanetas com tamanhos similares ao da Terra, mas devido a sua grande cobertura no céu e a longa amostragem temporal, oferece como subprodutos séries temporais de fotometria excelentes para estudo de fenômenos transientes. O único instrumento carregado pelo TESS é um conjunto de 4 câmeras de amplo campo de visão de $24^\circ \times 24^\circ$ que são alinhadas para cobrirem um setor do céu de $24^\circ \times 96^\circ$. Cada uma das câmeras está equipada com 4 CCDs de 2048×2048 pixels sensíveis a comprimentos de onda de 600 a 1000 nm, centrados na banda I de Cousins (Fig. 26). A resolução angular é de 21 arcsec $pixel^{-1}$.

A estratégia de observação do TESS nos 2 primeiros anos consistiu em cobrir cada um dos hemisférios celestes durante um ano, fracionando-os em 26 setores de $24^\circ \times 96^\circ$ observados por duas órbitas seguidas, completadas em aproximadamente 27 dias. Na extensão da missão por 2 anos adicionais, estão sendo reobservadas algumas regiões e novas regiões são contempladas, que completarão ao final 55 setores com coberturas temporais que variam de 27 a 351 dias em função da latitude em coordenadas eclípticas. Cada setor da fase inicial de 2 anos e o tempo de coleta de dados em cada um deles estão apresentados na figura 26. As imagens dos alvos pré-selecionados são feitas com uma cadência de 2 minutos, enquanto o registro de todo o campo é feito a cada 30 minutos, reduzido a 10 minutos na missão estendida. Outro detalhe importante é interrupção da coleta de dados

por cerca de 1 dia, programada para toda máxima aproximação do TESS com a Terra, pois nesse momento é feita a entrega dos dados adquiridos durante sua órbita.

Os dados são disponibilizados no *Mikulski Archive for Space Telescopes portal*¹ (MAST) em três diferentes formatos, todos com extensão FITS: curvas de luz ou *light curves* (LCs), *target pixel files* (TPFs), que são séries temporais de pequenas imagens individuais de alvos, e *full-frame images* (FFIs), que são séries com todos os 4 CCDs de uma dada câmera. Os arquivos LCs e TPFs têm cadência de 2 minutos e existem apenas para os alvos pré-selecionados, enquanto os FFIs permitem a realização de fotometria para a construção, pelo usuário, de curvas de luz com cadência de 10 ou 30 minutos. Por padrão, os instantes de tempo nos dados TESS são registrados em Dia Juliano Baricêntrico do TESS (BTJD)

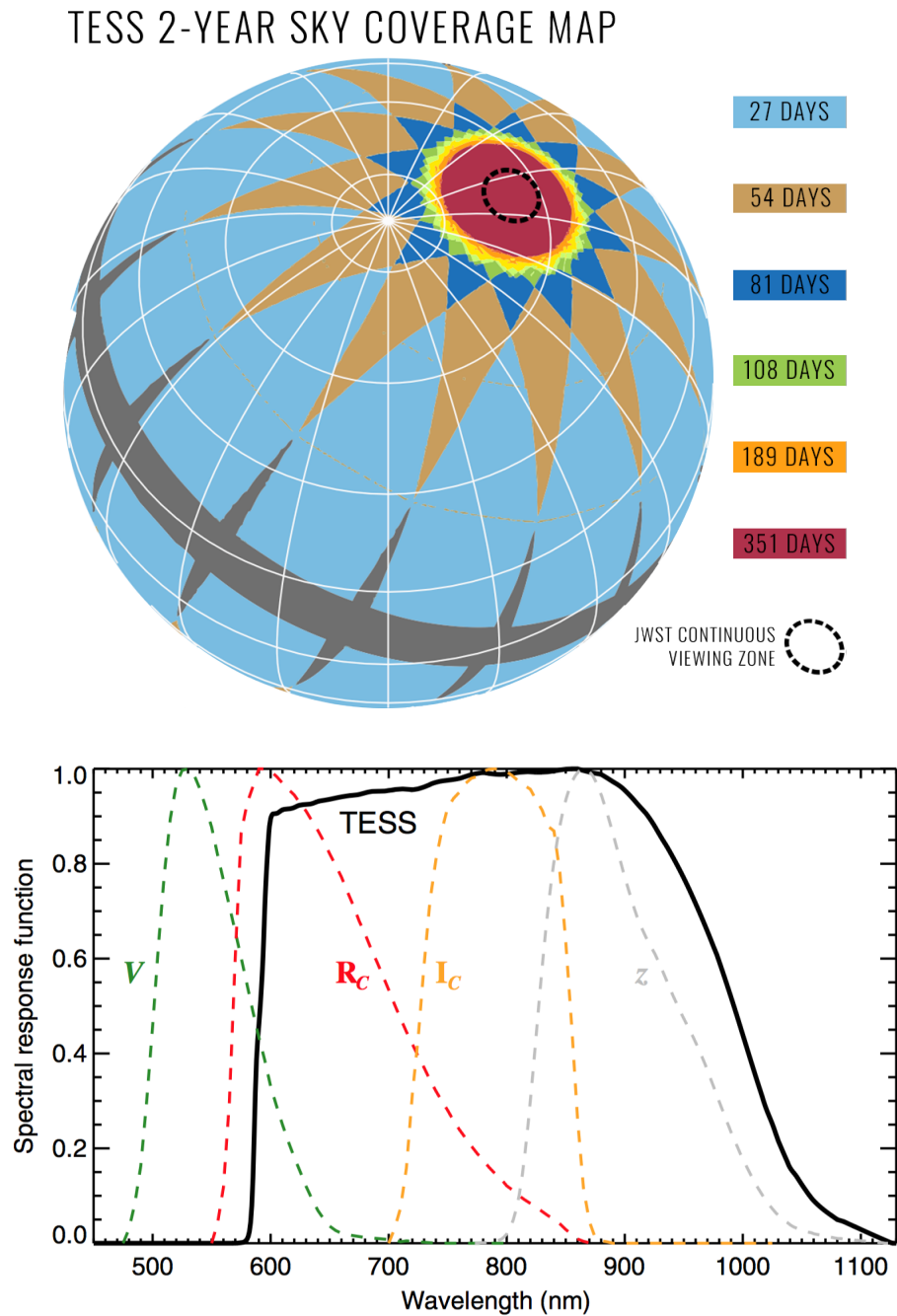
$$BTJD = BJD - 2457000 \quad (\text{dias}) \quad (3.1)$$

que são corrigidos pelo tempo de chegada ao baricentro do Sistema Solar e são dados no referencial do Tempo Dinâmico Baricêntrico (TDB).

A CSS0357+10 está registrada no *TESS Input Catalog* como TIC 649938977, e seu campo foi observado pelo TESS nos setores 05, 32, 42, 43 e 44 entre novembro de 2018 e outubro de 2021. Do setor 05 estão disponíveis apenas as FFIs, com cadência de 30 minutos e cobertura temporal de 26,29 dias. Dos setores 32 a 44 temos as curvas de luz PDCSAP (de *Presearch Data Conditioning Simple Aperture Photometry*) processadas pelo *pipeline* de redução do *Science Processing Operations Center* (SPOC), com cadência de 2 minutos e duração média de 26 dias. Estas curvas de luz têm início em 20 de novembro de 2020 e fim em 12 de outubro de 2021, e serão as curvas de luz que utilizaremos em nossa análise adiante.

¹ <https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>

Figura 26 – A primeira figura mostra o mapa de cobertura do TESS identificando os setores, e o tempo gasto em cada um deles, para os primeiros 2 anos da missão. Na figura de baixo temos a Banda de transmissão do TESS.



Fonte: Adaptado de [Ricker et al. \(2014\)](#)

3.2 Redução de Dados

Existem alguns processos de redução que são comuns para todos os dados coletados através dos CCDs. Esses procedimentos têm o objetivo de minimizar os erros das nossas medidas, e serão explicados nessa seção, enquanto os passos específicos para cada técnica observacional terá sua própria seção adiante. Para essa redução, que é comum em todos os tipos de dados, usaremos as imagens de *bias* e *flat-field* previamente obtidas. Esses passos, assim como os processos seguintes, serão executados com a ajuda do software de redução de dados IRAF² (Image Reduction and Analysis Facility).

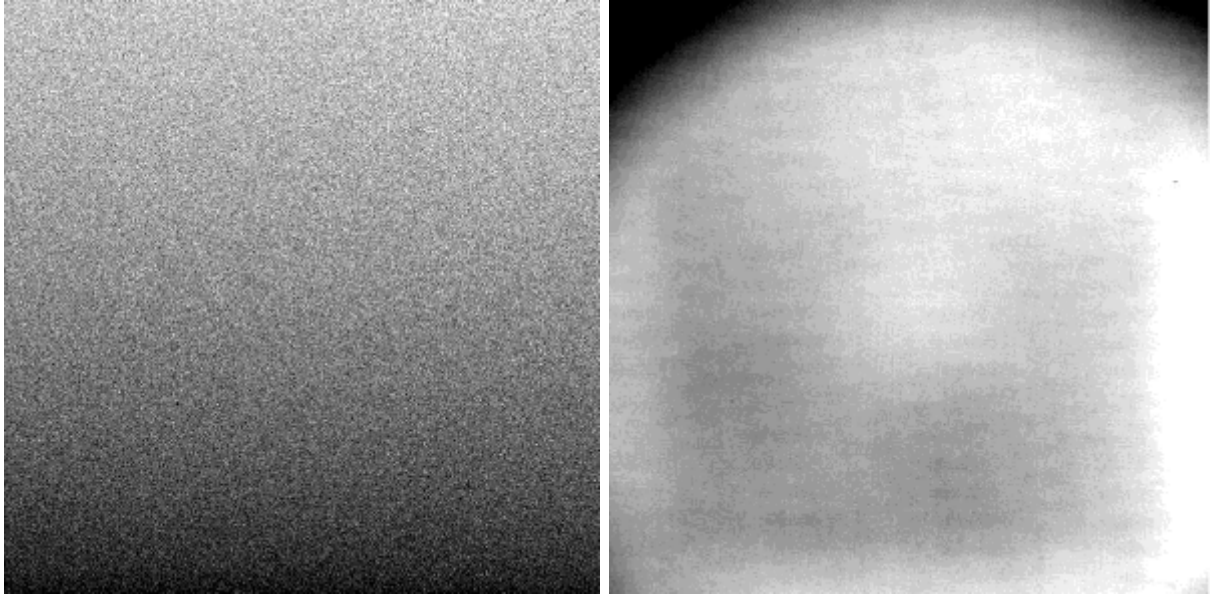
O primeiro passo em qualquer redução de dados astronômicos é a correção de *bias*, que serve para eliminar efeitos aditivos nas imagens. O *bias* é um certo nível de sinal introduzido em nossas imagens com o objetivo de evitar que o CCD produza contagens negativas. Devemos então, determinar o nível zero do CCD removendo essas contagens, e para isso combinamos as imagens de *bias* usando a rotina ZEROCOMBINE, criando o *bias* médio, que é subtraído de todas as imagens da noite (incluindo os *flat-fields*), com ajuda da função IMARITH, assim corrigindo o sinal de *bias*. A figura 27 mostra imagem do *bias* médio usado na correção das imagens do dia 10 de setembro de 2012.

Os *pixels* em um CCD possuem diferentes sensibilidades entre si, causando um efeito multiplicativo na imagem que pode ser corrigido através da divisão por um *flat* médio. O *flat* médio é criado a partir da combinação de todos os *flats* de mesmo filtro obtidos na noite em questão, empregando a rotina FLATCOMBINE. Para essa correção não alterar as contagens é necessário que o *flat* médio seja normalizado, e para isso o dividimos por sua média com a ajuda da task IMARITH. Feito esses procedimentos, usamos IMARITH novamente para dividir as todas as imagens do objeto de estudo feitas com o filtro em questão pelo *flat* médio, calibrando assim, a sensibilidade dos *pixels*.

Além das correções citadas anteriormente, existe um último processo comum em todas as reduções, o trim. O trim consiste em cortar as partes mais externas do CCD que são iluminadas de forma irregular. Para decidir qual a faixa de *pixels* que deve ser cortada, inspecionamos as imagens com ajuda da task IMPLOT que nos mostra o perfil das linhas e colunas das imagens. Tendo escolhido a faixa correta de *pixels* a serem cortados, usamos a rotina CCDPROC para fazer o corte. Essa rotina também tem a função de fazer a subtração de *bias* e divisão pelo *flat*, sendo um caminho mais curto para realizar os processos mencionados acima. Realizado esse procedimento as imagens estão prontas para o restante da redução, que será específica para cada técnica observacional utilizada.

² O IRAF é distribuído pelo National Optical Astronomy Observatories (NOAO), um órgão dirigido pela Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., com a cooperação da National Science Foundation, nos Estados Unidos da América

Figura 27 – **A direita:** *Bias* médio . **A esquerda:** *flat* médio do filtro R. Ambos usados nas correções das imagens do dia 10 de setembro de 2019.



Fonte: O Autor.

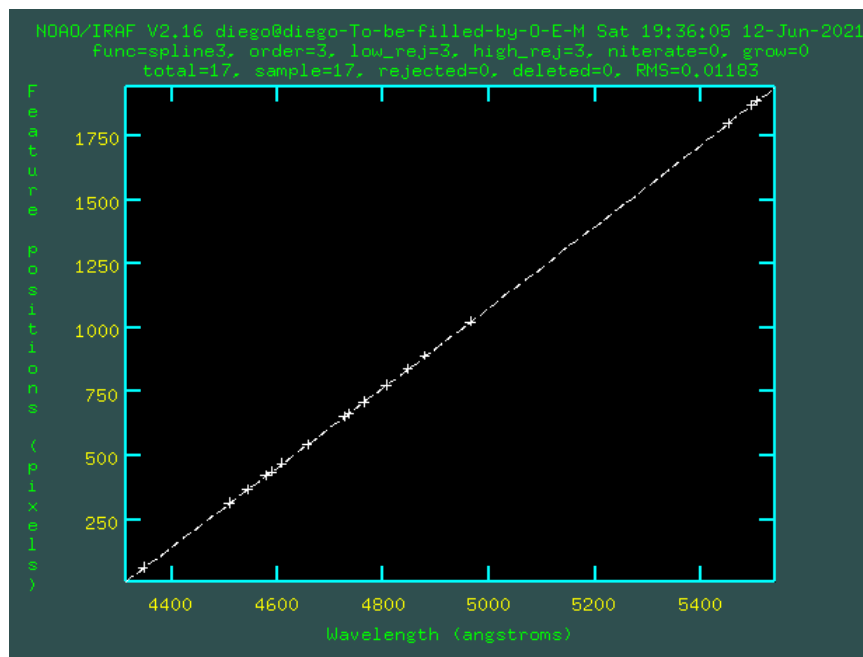
3.2.1 Redução específica dos dados de espectroscopia

Agora temos a imagem bidimensional de um espectro, onde o eixo horizontal é o eixo de dispersão, e o vertical o espacial, desse modo, o próximo passo é extrair o espectro unidimensional dessa imagem. Esse processo é realizado com a ajuda da rotina APALL no formato *multispec*, que além de extrair o espectro do objeto de estudo em sí, cria outros *frames*, como por exemplo o espectro do céu na vizinhança do alvo científico, que nos será útil mais adiante. O APALL faz aparecer uma janela interativa onde selecionamos a localização do espectro na imagem, e a região do céu a ser subtraída. Pode acontecer do eixo de dispersão não ser totalmente horizontal, divergindo de uma linha reta por alguns *pixels*. Para contornar este problema é ajustada uma função suave que acompanha o traçado do eixo de dispersão, processo que chamamos de *tracing*. No nosso caso foi uma função *Chebyshev* de ordem 3. Na extração do espectro unidimensional, para cada *pixel* no eixo de dispersão assim traçado, serão somadas as contagens dentro de uma janela do eixo espacial (janela de extração) e subtraído o valor médio da janela de céu no pixel correspondente. Com o primeiro espectro extraído, podemos usá-lo como referência no APALL e extrair os outros de forma mais rápida. O mesmo processo precisa ser feito para as lâmpadas de comparação e estrela padrão, usando o *tracing* do espectro de ciência mais imediato como referência.

O eixo de dispersão do espectro extraído vai estar representado em função dos *pixels* do CCD, logo devemos calibrá-lo em função do comprimento de onda, e para isso usaremos o espectro extraído de cada lâmpada de comparação. Esse é um processo que

precisa ser feito com muito cuidado, pois, um pequeno erro na calibração pode resultar em uma grande diferença na medida da velocidade radial. Para calibrar devemos inicialmente identificar os comprimentos de onda de laboratório das linhas do espectro da lâmpada de comparação com a *task* IDENTIFY. Para evitar identificações errôneas de linhas e a escolha de linhas com vizinhas muito próximas, que poderiam introduzir imprecisão na calibração, não utilizamos a opção de identificação automática de linhas oferecida pela tarefa. Assim, selecionamos criteriosamente linhas de alto sinal, na medida do possível isoladas, e ao longo de todo o espectro. Em seguida geramos uma solução para converter de *pixels* para comprimento de onda, ajustando uma função pouco flexível a esta relação (geralmente uma função Chebyshev de ordem 3 ou 4, não mais flexível que isto). Essa solução será usada para a calibração dos espectros de ciência, usando a *task* DISPCOR, e o RMS (root mean square ou raiz do valor quadrático médio) desta calibração em geral é de 5 a 10 vezes menor do que o FWHM das linhas da lâmpada de comparação.

Figura 28 – Função de ajuste para conversão de *pixels* para comprimento de onda.



Fonte: O Autor

Para garantir que a calibração ficou acurada, usamos a tarefa SPLOT na extensão 3 dos nossos espectros calibrados, que nos mostra o espectro da região de céu, para medir a posição da linha de [OI] 5577,33878 Å³ e verificar se a mesma está posicionada no comprimento de onda correto. Essa é uma linha telúrica, logo, sua origem é nossa própria atmosfera, portanto, não deve ter seu comprimento de onda deslocado em relação à posição de repouso. Nesse processo obtivemos um comprimento de onda médio de 5577,34 Å e desvio padrão de 0,12 Å no dia 18, e comprimento de onda médio e desvio padrão e de

³ Valor de repouso obtido em <https://www.pa.uky.edu/~pe-ter/newpage/> (van Hoof, P. A. M. 2018, Galaxies, 6, 63)

5577,37 Å e 0,06 Å, respectivamente, no dia 20. Considerando as incertezas, estes valores estão dentro do erro instrumental, confirmando que nossa calibração está adequada.

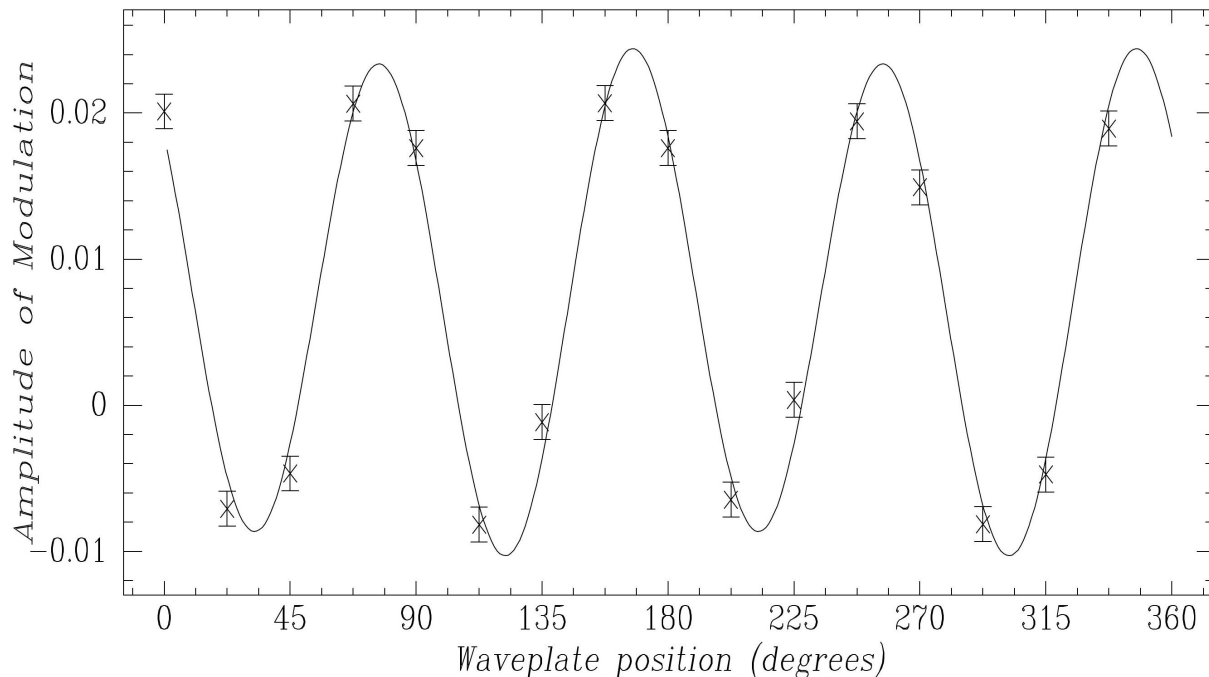
Como processo final de nossa redução espectroscópica, calibramos nosso espectro em fluxo, usando espectros da estrela padrão GD50 (OKE, 1990) obtidos em cada noite de observação. Inicialmente corrigimos, no *header* dos espectros, o valor da massa de ar do momento da obtenção de cada espectro de ciência, usando a *task* SETAIRMASS, seguindo com as *tasks* STANDARD e SENSFUNC que são responsáveis em determinar uma função de sensibilidade do sistema instrumental em função do comprimento de onda, e por fim usamos a função de sensibilidade para calibrar o espectro em fluxo, com o auxílio da rotina CALIBRATE.

3.2.2 Redução específica dos dados de polarimetria

Na redução da polarimetria, além dos pacotes usuais do IRAF, também usamos o pacote de redução de dados polarimétricos PCCDPACK (PEREYRA, 2000), com a adição de alguns códigos criados pela Dra. Claudia Vilega Rodrigues, todos em ambiente IRAF. Como o bloco de calcita divide o feixe de luz em dois, cada estrela será representada por pares na imagem, e a razão entre a diferença e a soma das contagens dos dois feixes é usada para medir a polarização da fonte luminosa. O primeiro ato nesse tipo de redução é selecionar em quais estrelas o processo de fotometria será efetuado. Assim, é necessário que cada um dos pares seja identificado selecionando os feixes na mesma ordem. Após a identificação das estrelas, serão calculados possíveis deslocamentos entre as imagens sucessivas da série temporal para alinhá-las. A polarimetria é efetuada a partir dos dados da fotometria, e ambas as medidas são feitas através da mesma rotina, PADRAO_POL no caso das padrões polarimétricas, e TIME_POL para os objetos de ciência.

As estrelas padrões polarizadas são usadas para determinar a posição zero da lâmina retardadora, e para tal, usamos a *task* PADRAO_POL que calcula a polarização dessas estrelas. Em seguida, com a ajuda do ZEROFIND, determinamos a posição zero da lâmina em cada uma das padrões polarimétricas, e fazemos uma média se os valores não forem muito discrepantes entre si. Rodamos novamente o PADRAO_POL usando o valor médio da posição inicial da lâmina encontrado anteriormente como parâmetro, que no nosso caso foi de 28° para as observações de 2019, e 8° para de 2021. Finalmente usamos a rotina GRAF para várias aberturas de fotometria, verificando a que melhor se ajusta, assegurando que temos ângulo de polarização linear correto. O ângulo de polarização linear nos servirá para realizar a conversão do sistema instrumental para o equatorial. Essa conversão é feita comparando os ângulos de polarização encontrados para cada filtro com os valores tirados da literatura em Clemens e Tapia (1990) e Fossati *et al.* (2006). No nosso caso para o filtro V foi 94,58°, para o R 170,98°, e 62,84 ° para o I. As informações da redução das estrelas polarimétricas padrões são encontradas na tabela 3, e o ajuste da

Figura 29 – Ajuste da polarização da estrela padrão polarizada HD162061, para a posição zero da lâmina em 28° , e abertura de 10 *pixels*, onde cada um dos pontos é referente a uma das imagens da HD162061.



Fonte: O Autor

estrela padrão polarizada HD162061 se encontra na figura 29.

Com a posição zero da lâmina e o ângulo de polarização devidamente identificados, é feita a polarimetria do nosso objeto de estudo usando os resultados como parâmetros na *task* TIME_POL. Essa *task* foi configurada para calcular um valor de polarização para cada série de 8 imagens, sendo o primeiro valor calculado das imagens de 1 a 8, seguindo para o segundo usando imagens 2 a 9, e assim por diante, para que cada série de imagens abranja um movimento de 180° da lâmina. A seleção das estrelas em que a polarimetria será feita segue uma ordem específica, com a primeira sendo o objeto de estudo, a segunda a estrela de comparação, e as demais sendo as estrelas de campo. A estrela de comparação será usada para a fotometria diferencial, que será explicada mais adiante. Após rodar o TIME_POL, precisamos extrair o campo JD (dia juliano, ou seja, o padrão de tempo de cada observação) do *header* das imagens e transformá-lo em BJD (Dia Juliano Baricêntrico, ou seja, corrigido para o baricentro do Sistema Solar). Para isso usamos SETJD para converter inicialmente para HJD (correção heliocêntrica) e, por fim, aplicamos a correção baricêntrica de acordo com a prescrição de Eastman, Siverd e Gaudi (2010). Por fim, para visualizar a curva da variação temporal da polarização, usa-se a rotina PLOTA_POL, usando como parâmetros os valores de saída da TIME_POL, e uma lista com os valores de BJD.

Tabela 3 – Redução das estrelas padrões polarizadas, onde o zero da Lâmina é a posição inicial da lâmina retardadora, θ é o ângulo de polarização linear medido na redução, θ_{lit} o ângulo de polarização linear da literatura, e $\Delta\theta$ o ângulo de conversão do sistema instrumental para o equatorial, todos em unidades de graus.

Nome	Data	Zero da Lâmina	θ	θ_{lit}	$\Delta\theta$	Filtro
HD29647	09/09/2019	28°	152.1°	69°	96.9°	V
BD-12 5133	10/09/2019	22°	51.3°	146.84°	95.54°	V
2*HD162061	10/09/2019	31°	148.5°	65.8°	97.3°	V
	12/09/2019	22°	74.82°	65.8°	170.98°	R
CSS0357	12/09/2019	35°	-	-		R
BD-12 5133	02/09/2021	10°	85,09°	146.84°	61,75°	I
HD165175	02/09/2021	5°	170,48	53.9°	64,38°	I

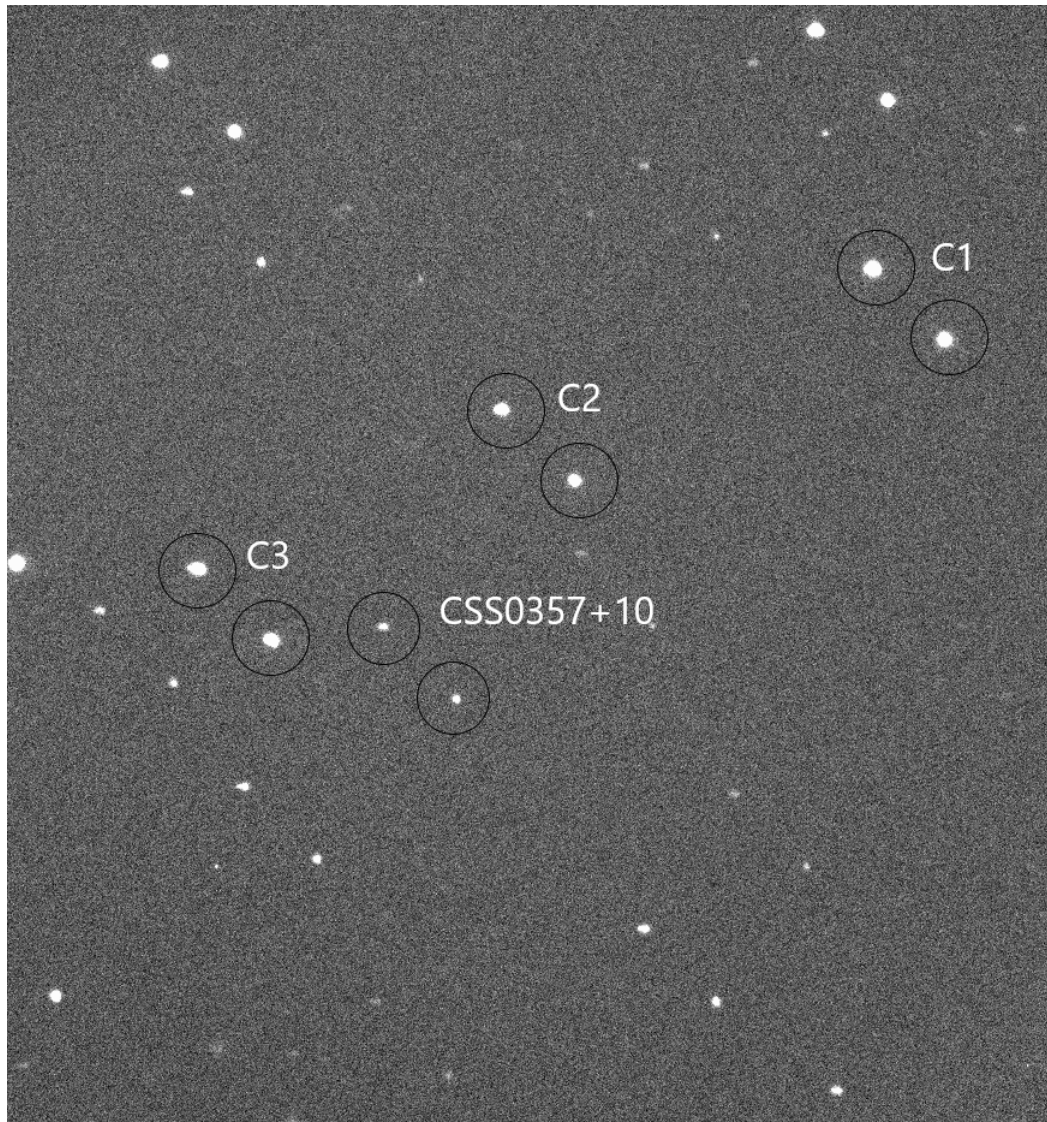
No último passo na redução de polarimetria, empregamos novamente a rotina PADRAO_POL, mas dessa vez nas estrelas padrões não-polarizadas. Essa medida tem o objetivo de verificar se houve alguma polarização circular espúria introduzida em nossas medidas. No filtro V, a padrão não polarizada HD 14069 mostrou uma polarização circular de 0,025% , no filtro R, as padrões HD 159842 e HD 12021 tiveram uma média de polarização circular de $3,60 \times 10^{-5}\%$ com um desvio padrão de $1,16 \times 10^{-5}\%$, e na W 1615-154 uma polarização circular de 0,009% , que são valores não significativos, garantindo que o resultado da polarimetria da CSS0357+10 é intrínseca, sendo desnecessário um ajuste de polarização instrumental.

3.2.3 Fotometria

O processo de fotometria de abertura é feito com os dados de polarimetria. Neste caso, será necessário que os dois feixes de luz (ordinário e extraordinário) sejam somados, um procedimento, assim como a fotometria em sí, realizado pela *task* TIME_POL, que busca os parâmetros das subrotinas da *task* PHOT do *IRAF*. Nesse tipo de técnica é selecionada uma abertura com um dado raio centrada na estrela escolhida, com a finalidade de medir seu fluxo, é também definido um anel concêntrico à primeira abertura com um raio maior, que será usado para medir as contagens do fundo de céu, que depois serão subtraídas de nossas medidas. A *task* foi configurada para realizar a fotometria para 10 aberturas diferentes, para selecionarmos a que possui o menor erro, medido pela dispersão da curva de luz da estrela de comparação.

Para detectar mudanças na luminosidade do nosso objeto de estudo usamos a técnica da fotometria diferencial, que consiste em dividir seu fluxo pelo fluxo de uma estrela com brilho constante (a estrela de comparação citada na seção anterior). Para isso, devemos garantir que a estrela que usaremos, de fato, possui brilho constante, e para esse fim, dividimos seu fluxo pelo de outra estrela que acreditamos que não possuía

Figura 30 – Exposição no filtro V da CSS0357+10, com as estrelas de comparação C1, C2 e C3 destacadas. A duplicação das estrelas na imagem é devido ao bloco de calcita que divide o feixe de luz em dois.



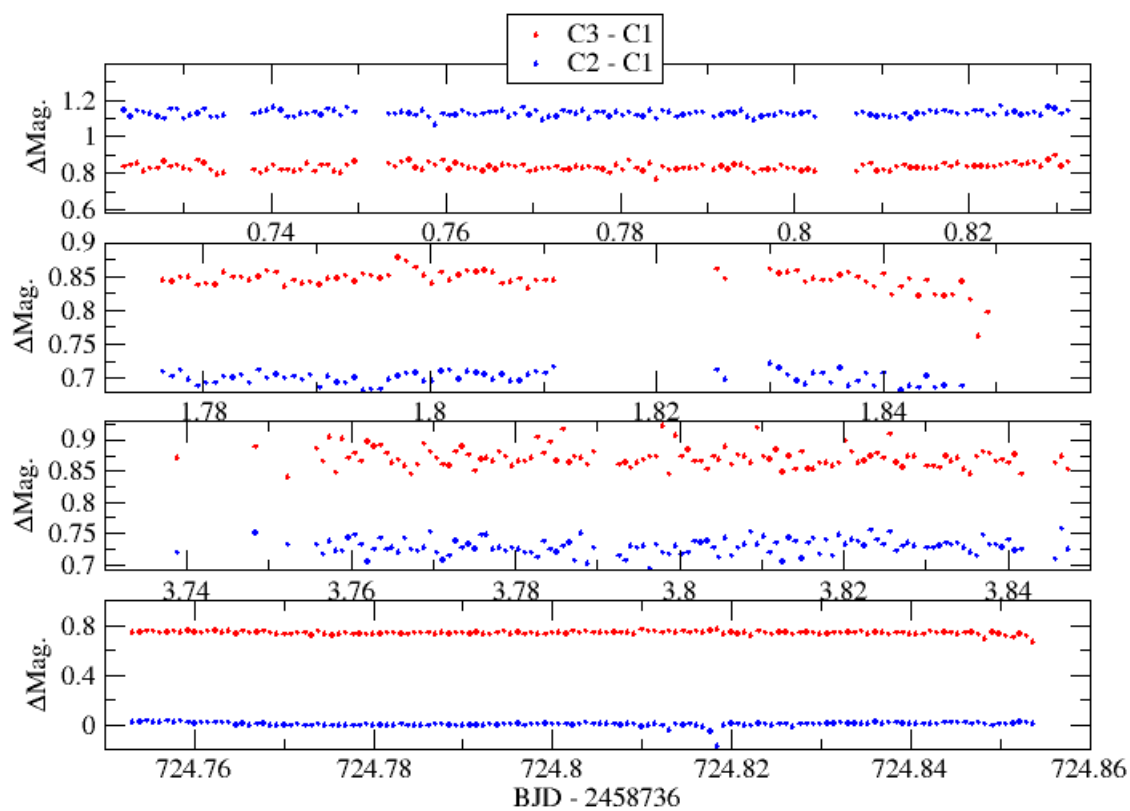
variação em seu brilho, assim, se elas forem mesmo constante, sua curva de luz será plana em função do tempo. O TIME_POL faz a fotometria diferencial dividindo fluxo tanto do nosso objeto de estudo, quanto o das estrelas de campo, pela estrela de comparação, logo, podemos usar as curvas de luz da fotometria diferencial da estrela de comparação com as de campo para decidir se é uma boa escolha. Para visualizarmos a curva de luz usamos a *task* PLOTA_LUZ, e se a estrela não for constante podemos rodar novamente a TIME_POL selecionando outra estrela de comparação.

As estrelas de comparação escolhidas no nosso caso estão na fig 30. Realizando a fotometria diferencial, constatamos que todas as estrelas de comparação são constantes (fig. 31) e que a estrela de comparação C1, uma das mais brilhantes do campo, tem a menor dispersão, se tornando uma boa escolha para concluirmos nossa fotometria diferencial com a CSS0357+10. A tabela 4 mostra os detalhes da comparação entre as estrelas.

Tabela 4 – Diferença média de magnitude, dispersão da curva de luz e raio de abertura selecionado as estrelas de comparação.

09 de setembro de 2019			
	Média (mag)	σ	Abertura (pixels)
C2-C1	1,1629	0,0193	17
C3-C1	0,8732	0,0158	17
C3-C2	-0,2916	0,0199	19
10 de Setembro de 2019			
	Média (mag)	σ	Abertura (pixels)
C2-C1	0,0845	0,0158	13
C3-C1	0,0709	0,0153	15
C3-C2	-0,1453	0,0189	15
12 de Setembro de 2019			
	Média (mag)	σ	Abertura (pixels)
C2-C1	0,0859	0,0125	15
C3-C1	0,0726	0,0161	15
C3-C2	-0,1642	0,0197	15
02 de Setembro de 2021			
	Média (mag)	σ	Abertura (pixels)
C2-C1	0,7294	0,0115	15
C3-C1	0,0278	0,0168	15
C3-C2	0,1042	0,0191	15

Figura 31 – Curvas de luz das 4 noites, obtidas da fotometria diferencial C2-C1 e C3-C1, mostrando que são aproximadamente constantes. Os gráficos estão em ordem cronológica.



4 Resultados

Nesse capítulo apresentaremos os resultados da análise dos dados observacionais da candidata a variável cataclísmica magnética CSS0357+10, contendo sua análise espectral com espectros adquiridos no telescópio SOAR, assim como um estudo polarimétrico a partir de séries temporais obtidas no OPD. Mostraremos também a análise de dados de fotometria obtidos no OPD, pelo satélite TESS e pelo CRTS.

4.1 Espectroscopia.

O espectro médio construído a partir das observações do dia 18 de novembro de 2014, já calibrado em comprimento de onda e fluxo, é apresentado na parte superior da figura 32. O espectro é dominado por linhas de emissão, e as mais destacadas são as da série de Balmer do Hidrogênio, $H\beta$ e $H\gamma$, junto com a linha de He II 4686 Å, não sendo possível detectar a linha de $H\alpha$ devido nossa cobertura espectral. A linha $H\beta$ é um pouco mais intensa que $H\gamma$, que por sua vez é um pouco mais intensa que He II 4686 Å. Também são evidentes emissões mais fracas de He I em 4471, 4922, e 5016 Å, além de He II 5411 Å, e do complexo de Bowen C III/N III próximo a 4640 Å. O contínuo é aproximadamente plano com uma leve queda no azul, não possuindo nenhuma absorção perceptível, nessa faixa espectral, que possa ser associada à estrela secundária. O valor de fluxo medido em 5200 Å é de $1.52 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, valor intermediário entre os encontrados por Oliveira *et al.* (2017) e Thorstensen *et al.* (2016).

O espectro médio formado a partir da combinação da série temporal de 13 espectros obtidos no dia 20 de novembro de 2014 se encontra na parte inferior da figura 32 e dados do ajuste gaussiano em ambos os espectros médios podem ser encontradas na tabela 5. Os perfis das linhas de emissão não mudam significativamente em relação ao espectro do dia 18, mas o fluxo do contínuo em 5200 Å é um pouco menos intenso, caindo aproximadamente 20%, para $1.20 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}$, se aproximando do valor medido por Oliveira *et al.* (2017).

É esperado que o período orbital do sistema se manifeste nas curvas de velocidades radiais obtidas das nossas séries temporais. A busca por periodicidades foi feita usando as técnicas *Lomb-Scargle* (LOMB, 1976; SCARGLE, 1982) e *Phase Dispersion Minimization* (PDM) (STELLINGWERF, 1978), aplicadas às velocidades radiais das três linhas mais fortes, $H\beta$, $H\gamma$, e He II 4686 Å. Para calcular as velocidades radiais foi empregada a equação 4.1, onde λ é o comprimento de onda central obtido do ajuste gaussiano aplicado a cada linha de emissão, λ_0 o comprimento de onda de repouso¹, e c a velocidade da luz.

¹ Valores de repouso obtidos em <https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/linesform.html>

Figura 32 – Na parte superior temos o espectro médio da CSS0357+10 construído a partir de uma série temporal de 9 espectros obtidos no telescópio SOAR em 18 de novembro de 2014. Na inferior, vemos o espectro médio da CSS0357+10 construído a partir de uma série temporal de 13 espectros obtidos no telescópio SOAR em 20 de novembro de 2014.

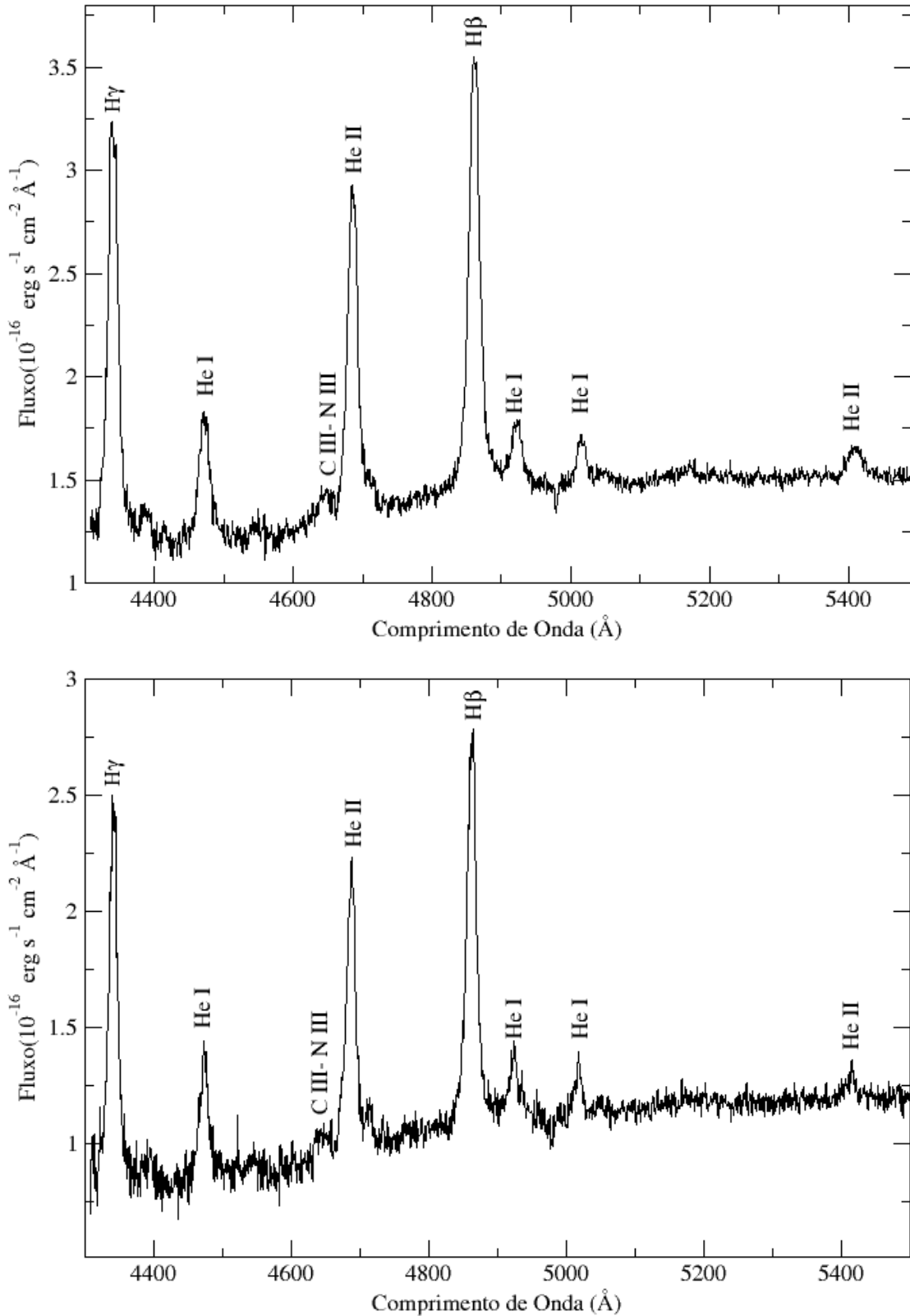


Tabela 5 – Largura equivalente (EW), largura a meia altura (FWHM) e comprimento de onda central das linhas de emissão mais proeminentes dos espectros médios de cada noite.

Data	Linha de Emissão	EW (Å)	FWHM (Å)
18 de Novembro de 2014	H β	-23	10
	H γ	-27	17
	He II 4686 Å	-19	16
	He I 4471 Å	-10	10
20 de Novembro de 2014	H β	-24	16
	H γ	-26	15
	He II 4686 Å	-17	15
	He I 4471 Å	-10	17

$$VR = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} c \quad (4.1)$$

Os periódogramas resultantes da aplicação do *Lomb-Scargle* nas linhas mais proeminentes são mostrados na figura 33, com os períodos mais prováveis sendo indicados pela linha tracejada vermelha. Os resultados são muito próximos entre si, todos na faixa de 12,62 ciclos por dia, se diferindo apenas na terceira casa decimal. O *false alarm probability* (FAP) é a medida que reflete a probabilidade de um conjunto de dados sem sinal periódico algum, na situação coincidência de alinhamentos de erros randômicos, levar a um pico de intensidade similar. Na figura, os FAPs estão representados pelas linhas tracejadas horizontais nos periódogramas, correspondendo a FAPs de 50%, 10% e 1%, marcando os níveis de significância estatística dos picos detectados. Os espaçamentos entre os picos são de 0,5 ciclos por dia, logo, correspondem a *aliases* de 2 dias, exatamente o intervalo entre as 2 noites de observação. A incerteza do período resultante da linha de H β , medida pela largura à meia altura do pico máximo no periódograma, é de 0,0016 dias, ou 2,3 minutos, consideravelmente maior que a incerteza de Schwöpe e Thinius (2012) de $1,44 \times 10^{-3}$ minutos (ou 8,6 centésimos de segundo). Essa diferença entre as incertezas é natural, dada a diferença entre as durações das coberturas temporais envolvidas. Os resultados de frequências, períodos e FAPs, para o Lomb-Scargle, podem ser encontrados na tabela 6. Os resultados obtidos com o PDM coincidem com os resultados do Lomb-Scargle.

Os períodos encontrados para as velocidades radiais coincidem, considerando as incertezas, com o período fotométrico encontrado por Schwöpe e Thinius (2012). Dado que este último tem maior precisão devido à maior cobertura temporal dos dados, vamos usá-lo para colocar nossos dados de velocidades radiais em fase. A figura 34 mostra os espectros binados em 10 caixas de fase de $\phi = 0, 1$ ordenados em fase, evidenciando as

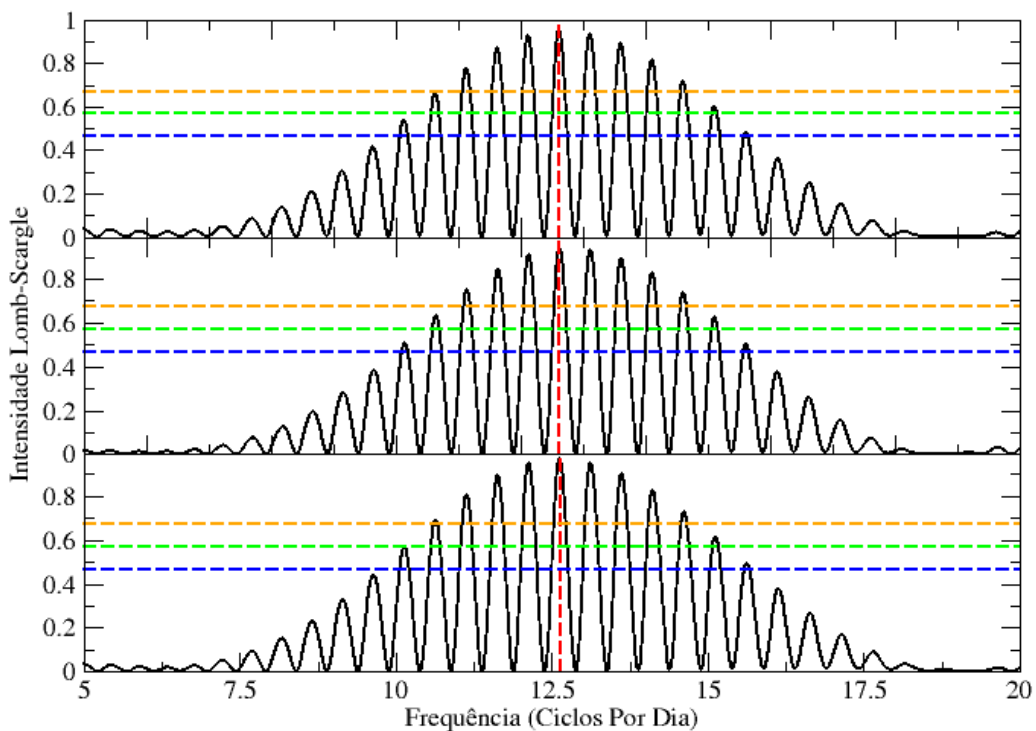
Tabela 6 – Valores obtidos na busca por períodos usando o *Lomb-Scargle* nos dados de velocidades radiais.

Linhas (Å)	Período (Dias)	Frequência (Ciclos por Dia)	FAP (%)
H β	$0,0792 \pm 0,0008$	$12,620 \pm 0,134$	$3,88 \times 10^{-10}$
H γ	$0,0792 \pm 0,0009$	$12,624 \pm 0,139$	$2,85 \times 10^{-9}$
HeII	$0,0791 \pm 0,0009$	$12,629 \pm 0,143$	$7,04 \times 10^{-12}$

linhas de He II 4686 Å e H β . É fácil perceber que as linhas realizam um movimento típico de velocidades radiais de sistemas binários, onde ora se deslocam para azul, voltando para o comprimento de onda medido em laboratório após alcançar um ponto máximo, para em seguida repetir o mesmo deslocamento em direção ao vermelho, completando esse ciclo em uma fase. Outra informação que podemos ver nesse gráfico é que as linhas de emissão não são simétricas e apresentam perfis variáveis com asas que se estendem para o azul na proximidade da fase $\phi = 0,3$ e para o vermelho próximo à fase $\phi = 0,8$.

Os ajustes senoidais para as velocidades radiais de cada uma das linhas, colocadas em fase com $P=0,079181$ dias (SCHWOPE; THINIUS, 2012), são apresentados nas figuras

Figura 33 – De cima para baixo, os periódograma *Lomb-Scargle* para as velocidades radiais das linhas de H β , H γ , e He II 4686 Å. O período mais provável é indicado pela linha tracejada vermelha, enquanto as linhas tracejadas horizontais azul, verde, e laranja, indicam respectivamente a altura em que os picos teriam um FAP de 50%, 10%, e 1%.



35, 36, e 37, onde a linha tracejada azul indica a velocidade sistêmica (γ), os pontos pretos representam as velocidades radiais da linha em questão, os quadrados laranjas mostram as velocidades radiais da linha telúrica [OI] 5577,33878 Å, e a curva vermelha o ajuste senoidal realizado por mínimos quadrados. A partir do ajuste senoidal determinamos valores para a velocidade sistêmica γ . O T_0 da efeméride espectroscópica foi definido como o instante em que a curva de velocidade radial transita de valores positivos para negativos. A semi-amplitude (k) do ajuste senoidal foi um pouco maior para a linha de He II 4686 Å, de 343 km s⁻¹, e de 294 km s⁻¹ para H β , e 309 km s⁻¹ para H γ . As informações mais detalhadas dos ajustes senoidais se encontram na tabela 7.

Figura 34 – Espectros dos dois dias binados em 10 caixas e ordenados em fase (ϕ) com o período de 0,079181 dias e T_0 de Schwobe e Thinius (2012).

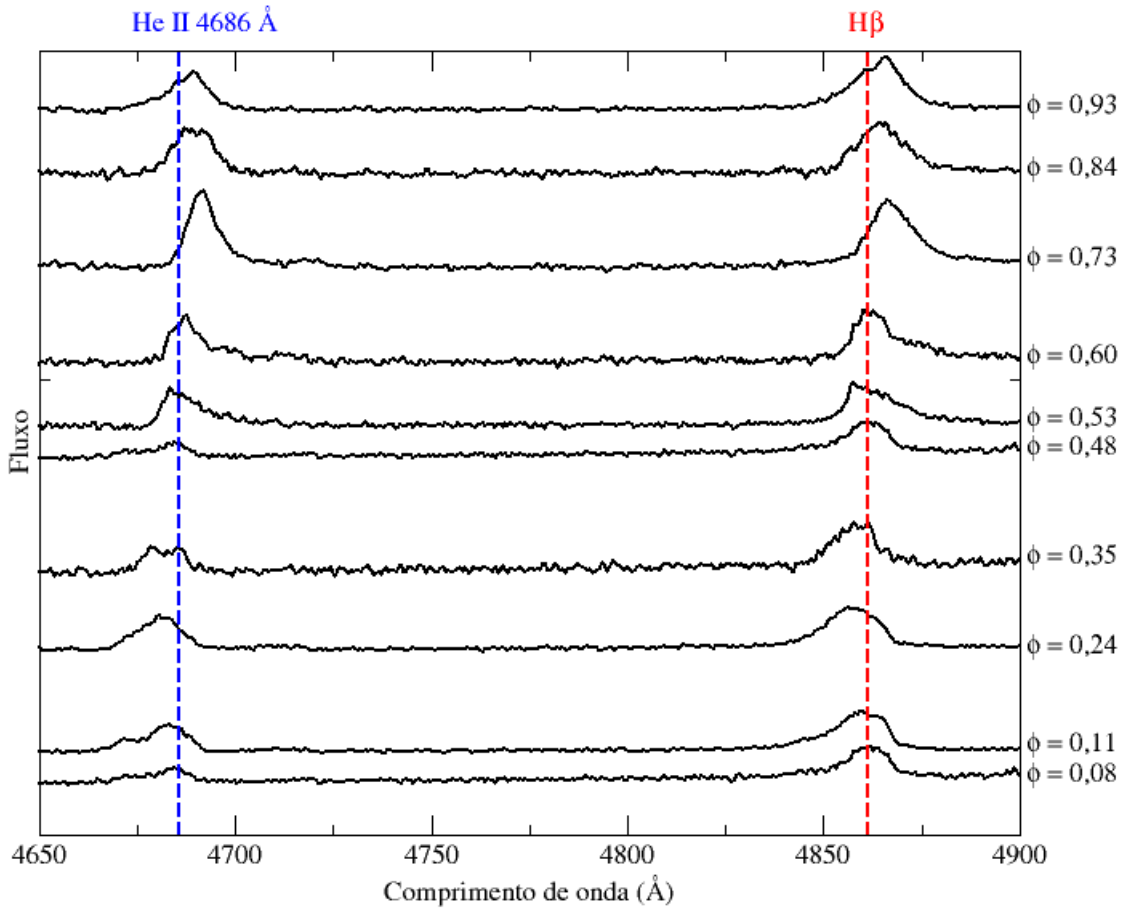


Tabela 7 – T_0 da efeméride, velocidade sistêmica γ , e semi-amplitude do ajuste senoidal das velocidades radiais.

Linha	T_0 da efeméride	γ (km s ⁻¹)	K (km s ⁻¹)
H β	2456980,6726 \pm 0,0016	28	294 \pm 50
H γ	2456980,6720 \pm 0,0018	30	309 \pm 38
HeII 4686 Å	2456980,6705 \pm 0,0018	-4	343 \pm 53

Figura 35 – Curva de velocidade radial da linha de $H\beta$ em fase com $P = 0,079181$ dias, e T_0 da tabela 7. O traço vermelho mostra o melhor ajuste senoidal aos pontos, o azul a velocidade sistêmica e os quadrados laranjas as velocidades radiais da linha telúrica de $[OI] 5577,33878 \text{ \AA}$.

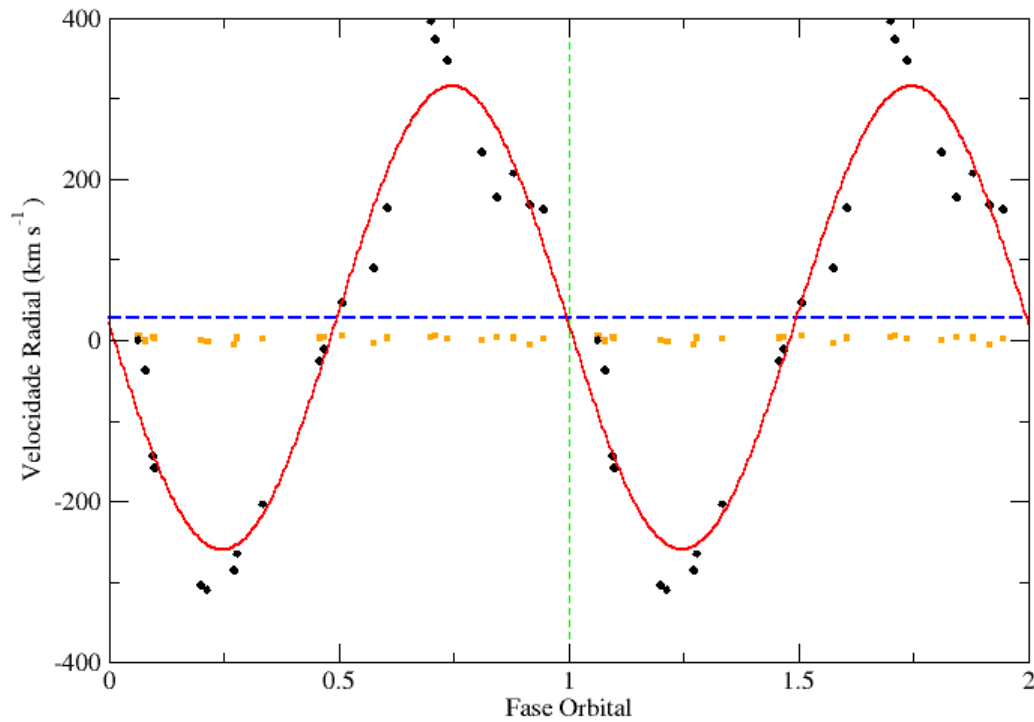
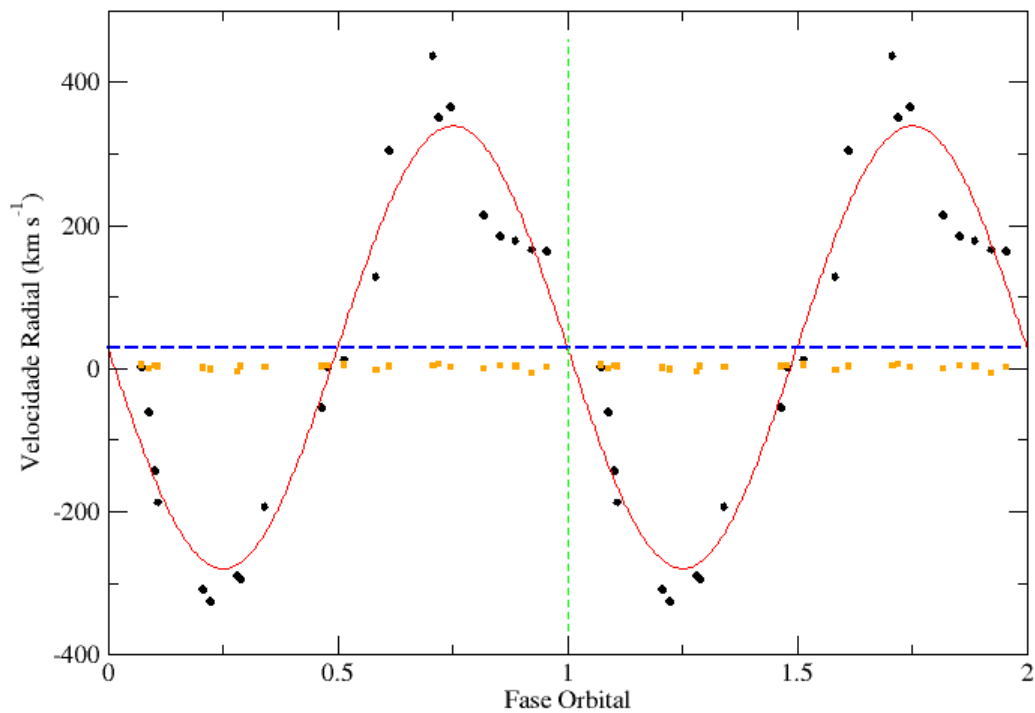
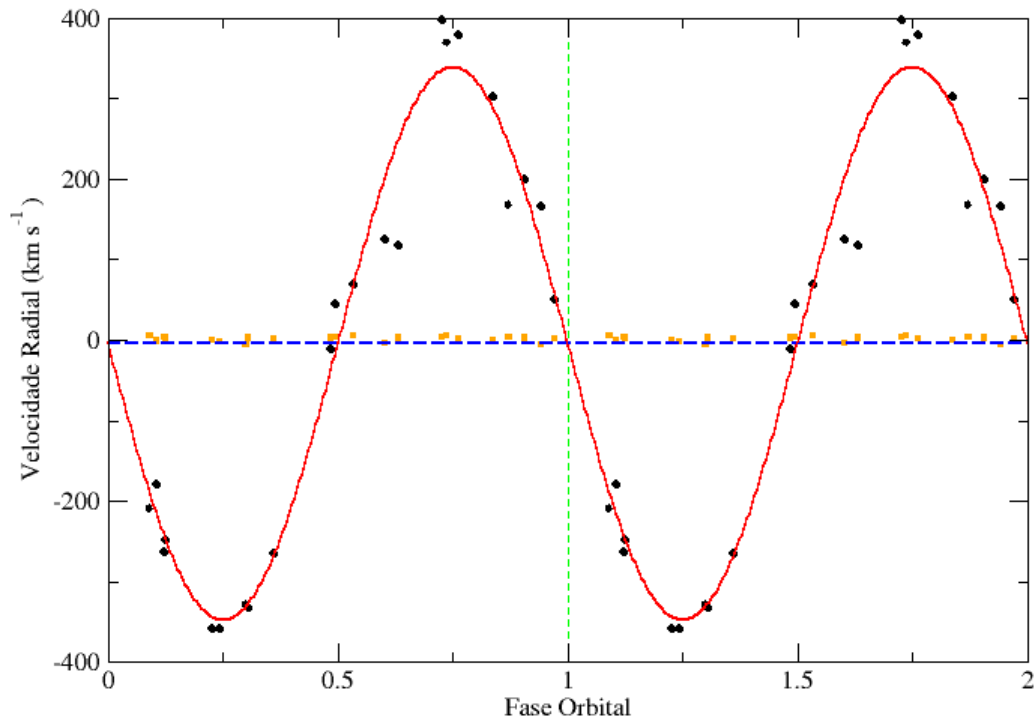


Figura 36 – Curva de velocidade radial da linha de $H\gamma$ em fase com $P = 0,079181$ dias, e T_0 da tabela 7. O traço vermelho mostra o melhor ajuste senoidal aos pontos, o azul a velocidade sistêmica e os quadrados laranjas as velocidades radiais da linha telúrica de $[OI] 5577,33878 \text{ \AA}$.



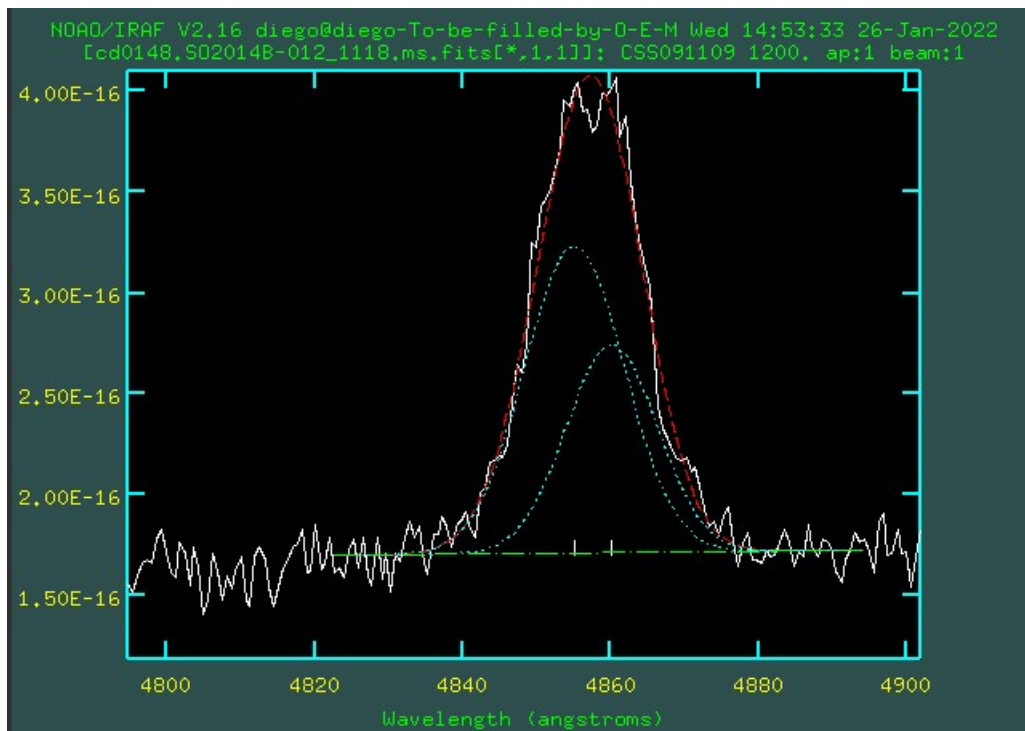
Para ter uma melhor ideia de como o movimento do sistema se dá, ajustamos as principais linhas de emissão utilizando duas componentes gaussianas independentes,

Figura 37 – Curva de velocidade radial da linha de He II 4686 Å em fase com $P = 0,079181$ dias, e T_0 da tabela 7. O traço vermelho mostra o melhor ajuste senoidal aos pontos, o azul a velocidade sistêmica e os quadrados laranjas as velocidades radiais da linha telúrica de [OI] 5577,33878 Å.



usando a função *deblend* do SPLIT do IRAF. A figura 38 mostra um desses ajustes.

Figura 38 – Exemplo de um ajuste das Gaussianas duplas (linhas azuis) na linha de H β . A linha vermelha é o ajuste Gaussiano da combinação das componentes individuais.



Como critério para separar as componentes usamos a largura equivalente, chamando a componente com maior valor absoluto desse parâmetro de componente 1, e a de menor de componente 2. As velocidades radiais destas componentes foram ajustadas através de uma senoide, e as colocamos em fase usando as efemérides previamente encontradas. Os gráficos das figuras 39, 40, e 41, mostram respectivamente os ajustes das linhas $H\beta$, $HeII$ 4686, e $H\gamma$, além do fluxo, largura equivalente, e FWHM. Nos gráficos percebe-se que existe uma diferença de fase entre as velocidades de cada componente, e que a componente 1 possui uma semi-amplitude menor do que a componente 2. Isto sugere que elas se originam em diferentes locais do sistema binário. Outra informação importante que pode ser extraída é que o ponto de menor velocidade da componente 2 está próximo a fase $\phi = 0,3$ e o de maior por volta da fase $\phi = 0,8$, em consonância com o comportamento das asas das linhas observado na figura 34. A tabela 8 mostra os detalhes dos parâmetros ajustados.

Figura 39 – Velocidade radial, fluxo, largura equivalente (Eq.Width), e FWHM, do ajuste das componentes Gaussianas (linhas azuis e vermelhas) da linha espectral de $H\beta$.

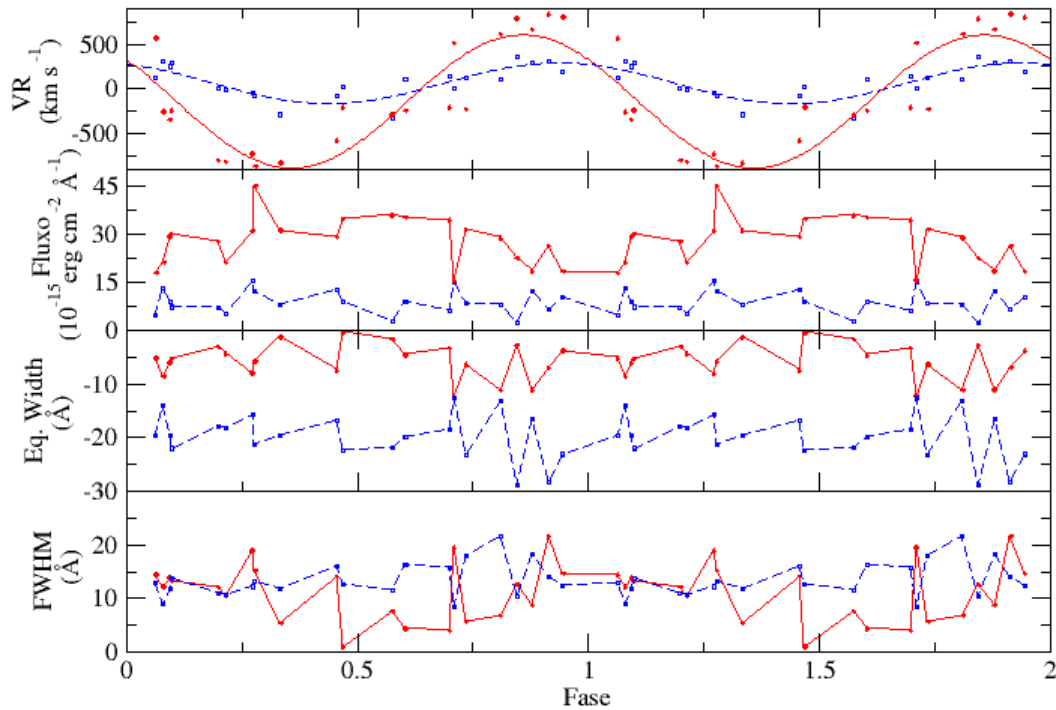


Figura 40 – Velocidade radial, fluxo, largura equivalente (Eq.Width), e FWHM, do ajuste das componentes Gaussianas (linhas azuis e vermelhas) da linha espectral de HeII 4686 Å.

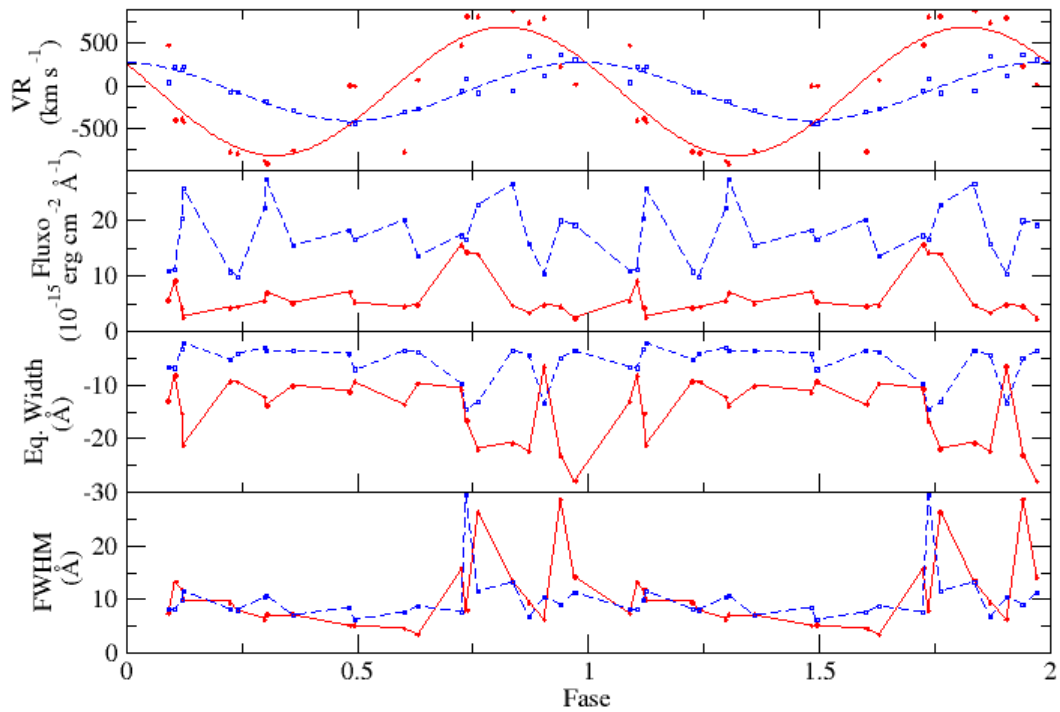


Figura 41 – Velocidade radial, fluxo, largura equivalente (Eq.Width), e FWHM, do ajuste das componentes Gaussianas (linhas azuis e vermelhas) da linha espectral de H γ .

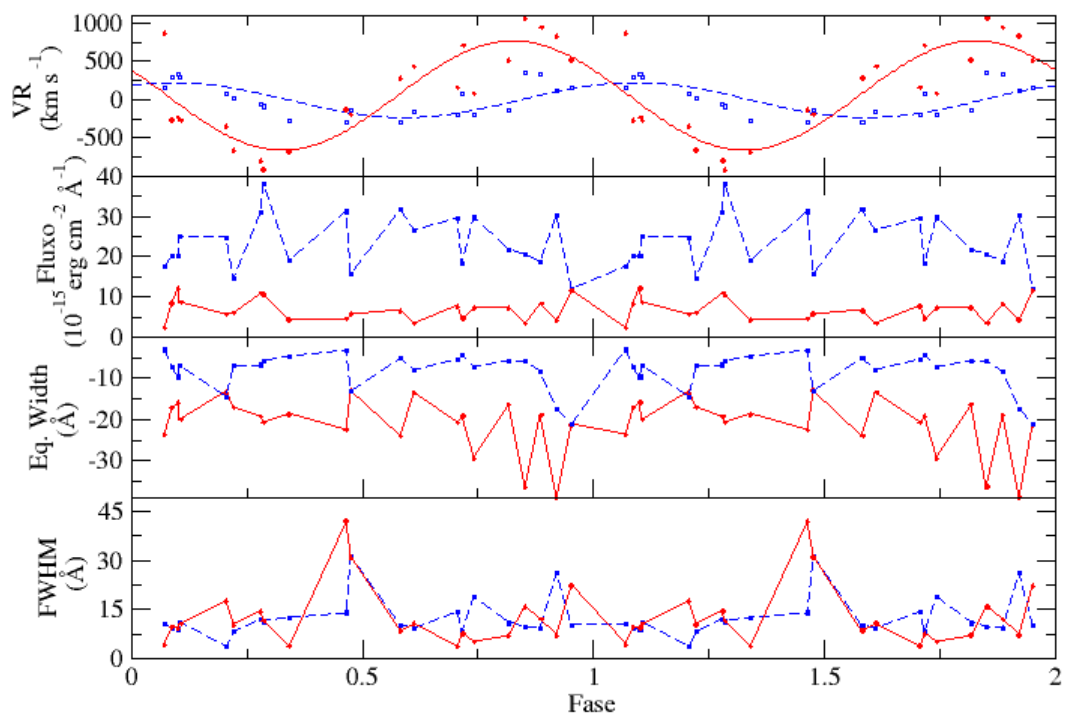


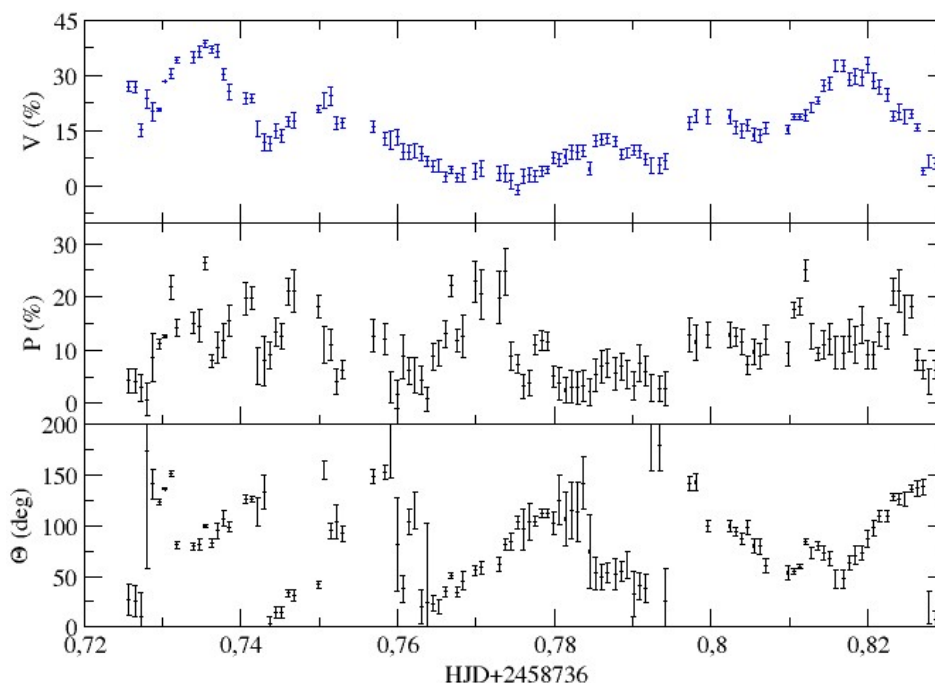
Tabela 8 – Fase Θ , velocidade sistêmica γ , e semi-amplitude do ajuste senoidal das velocidades radiais das componentes.

H β		
Parâmetro	comp. 1	comp. 2
k (km s $^{-1}$)	227 ± 171	-726 ± 287
γ (km s $^{-1}$)	63	140
Θ	152,76	-0,67
HeII 4686		
Parâmetro	comp.1	comp.2
k km (s $^{-1}$)	344 ± 88	-758 ± 312
γ (km s $^{-1}$)	-37	-66
Θ	121,02	194,34
H γ		
Parâmetro	comp.1	comp.2
k (km s $^{-1}$)	277 ± 114	-714 ± 303
γ (km s $^{-1}$)	-13	56
Θ	95,74	0,48

4.2 Polarimetria.

Os dados de polarimetria no filtro V obtidos no dia 09 de setembro de 2019, são mostrados na figura 42, os do filtro R nas figuras 43 e 44, que são respectivamente do dia 10 e 12 de setembro de 2019, enquanto os do filtro I, do dia 02 de setembro de 2021, na figura 45. Em todas elas pode-se ver uma quantidade relevante de luz polarizada que varia durante a série temporal, chegando a um máximo de aproximadamente 40% no filtro V, e 30% nos filtros R e I, além de polarização linear significativa, com picos de aproximadamente 25% no filtro V e I, e de 15% no filtro R.

Figura 42 – Curvas de polarização do dia 09 de setembro de 2019 no filtro V, onde V é a porcentagem de luz circularmente polarizada, P a porcentagem de luz linearmente polarizada e Θ é o ângulo da polarização linear.



Existe uma nítida modulação nas curvas de polarização circular, e suspeita-se que haja também na polarização linear. Para uma análise mais aprofundada seria adequado colocar os nossos dados em fase, e para isso, devemos descobrir o período da modulação, que naturalmente deve ser o mesmo do ciclo orbital, apesar de necessária a confirmação. A busca por esse período foi feita usando as técnicas *Lomb-Scargle* e *Phase Dispersion Minimization* (PDM) (STELLINGWERF, 1978), aplicadas as curvas de polarização circular, pelo fato de possuir uma modulação mais proeminente.

A análise de periodicidades foi feita usando todas as noites de observação combinadas em um único períodograma. Para tal, devemos nivelar as curvas de polarização circular que possuem alturas diferentes para cada filtro. Para efetuar esse nivelamento foi calculada a diferença entre as medianas das curvas dos filtros R e I com a do filtro V,

Figura 43 – Curvas de polarização do dia 10 de setembro de 2019 no filtro R, onde V é a porcentagem de luz circularmente polarizada, P a porcentagem de luz linearmente polarizada e Θ é o ângulo da polarização linear.

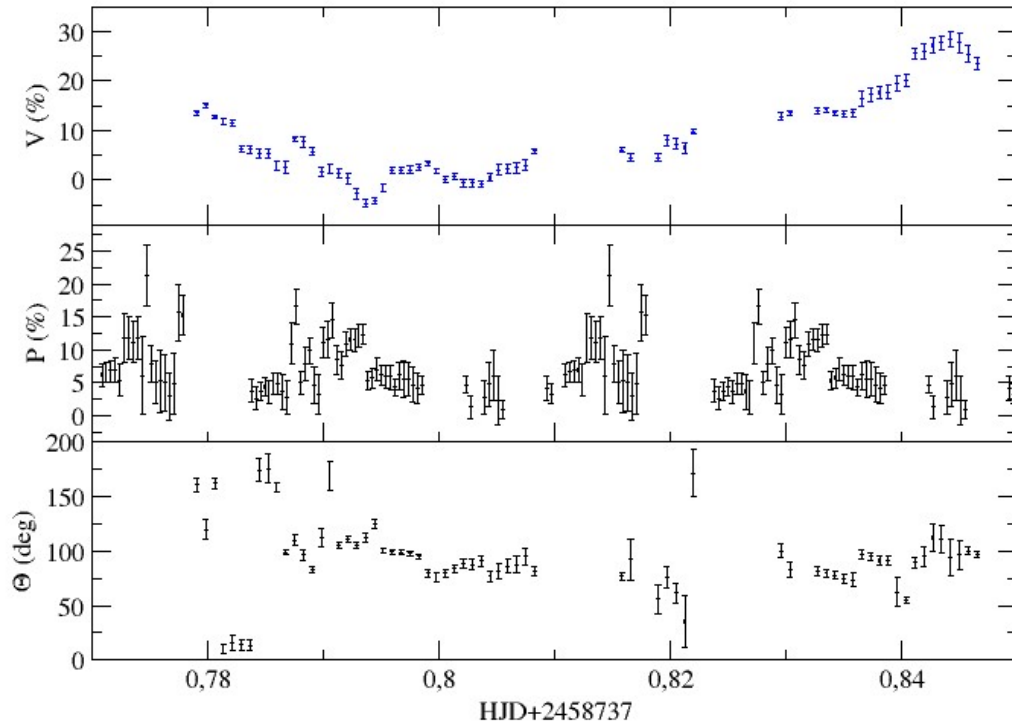


Figura 44 – Curvas de polarização do dia 12 de setembro de 2019 no filtro R, onde V é a porcentagem de luz circularmente polarizada, P a porcentagem de luz linearmente polarizada e Θ é o ângulo da polarização linear.

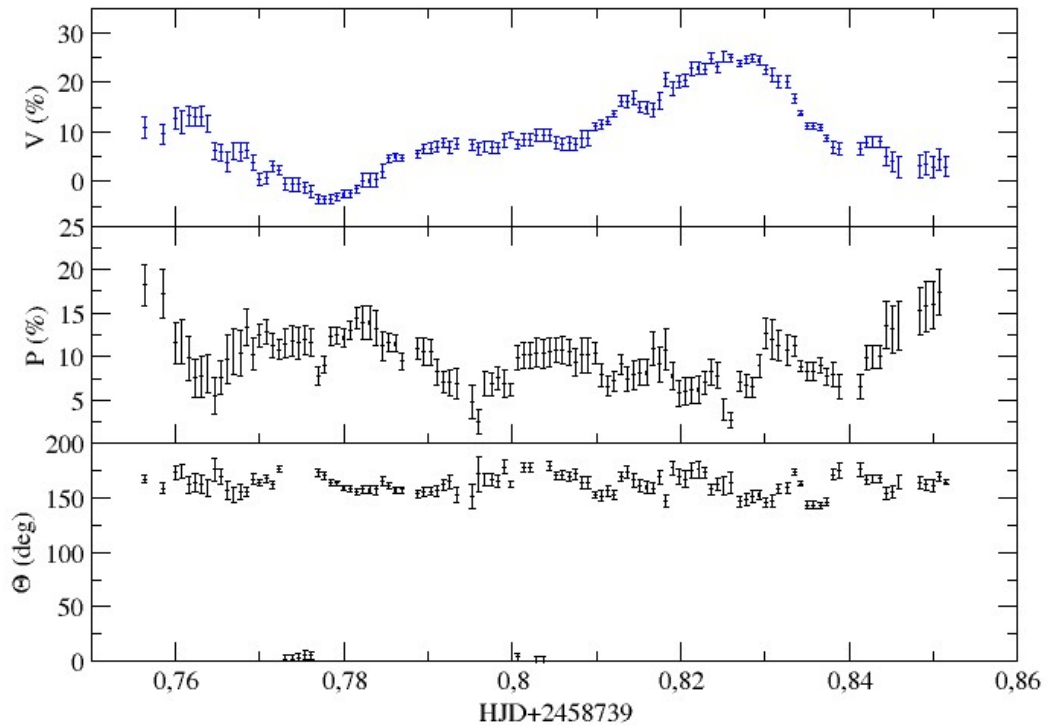
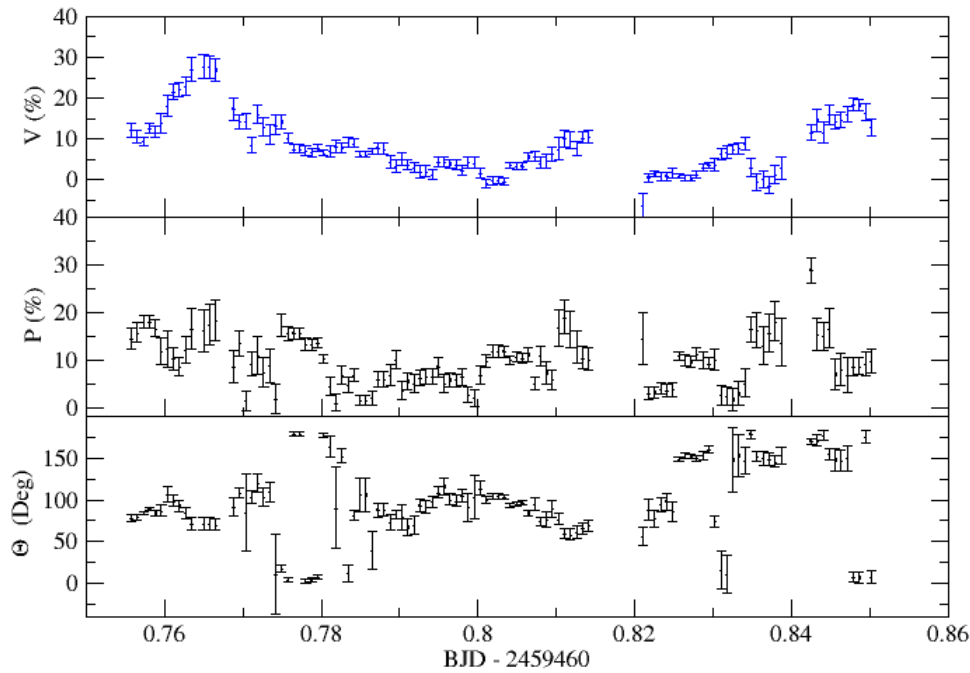


Figura 45 – Curvas de polarização do dia 02 de setembro de 2021 no filtro I, onde V é a porcentagem de luz circularmente polarizada, P a porcentagem de luz linearmente polarizada e Θ é o ângulo da polarização linear.



e somando esse valor aos dados dos dois filtros, deslocando essas curvas e deixando no mesmo nível do filtro V.

Com o nivelamento devidamente efetuado, geramos os periógramas, usando um conjunto de dados que engloba todas as noites de observação. O resultado pode ser visto na figura 47, que apresenta o novo periógrama *Lomb-Scargle* indicando uma frequência de $12,63 \pm 0,10$ ciclos por dia, que equivale a um período de $0,0792 \pm 0,0006$ dias ou $114,0 \pm 0,9$ minutos, com FAP de $5,12 \times 10^{-73}$, valor muito pequeno, indicando que esse período é consistente. Também pode-se notar picos secundários no periógrama, que chamamos de *aliases*, cujo o intervalo entre eles nos indicam os intervalos de tempo entre as coletas de dados. Temos 3 grupos de *aliases*, todos com espaçamento de um ciclo por dia, que equivale a uma espera de um dia entre uma coleta e outra, e outros *aliases* como pequenos dentes nos picos, que equivalem a diferença de tempo entre as observações de 2019 e de 2021.

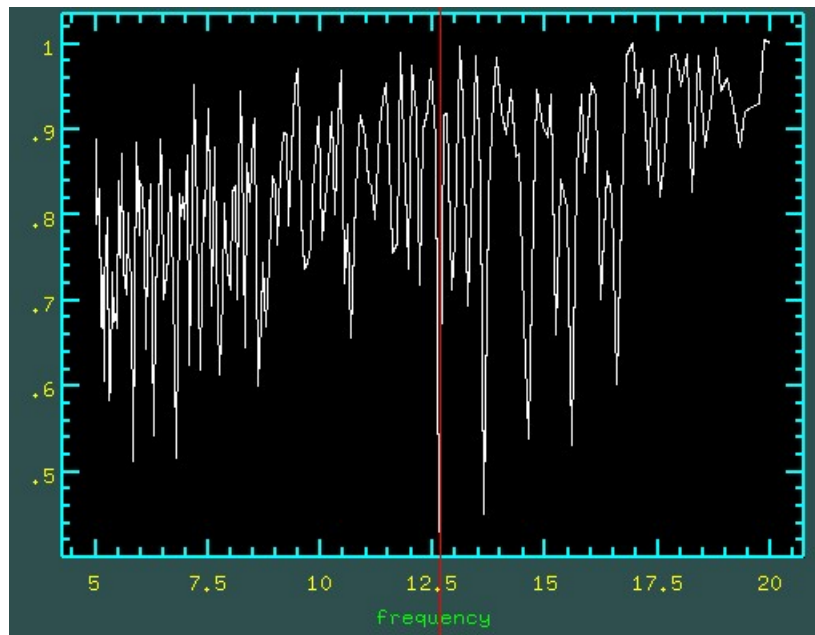
O periógrama PDM aplicado aos mesmos dados também se encontra na figura 47, com a linha vertical vermelha indicando a frequência de menor dispersão. Considerando a margem de erro, o resultado obtido é consistente com o do *Lomb-Scargle*, e dessa vez os mesmos *aliases* se tornam perceptíveis, dando mais confiança ao resultado, que pode, em conjunto com o do *Lomb-Scargle*, ser visto com mais detalhes na tabela 9.

A exemplo do que fizemos com os dados espectroscópicos, vamos usar a efeméride de *Schwope e Thinius* (2012) (eq. 2.1) para colocar os dados em fase. As curvas de po-

Tabela 9 – Frequência, período, e FAP, do Lomb-Scargle e PDM.

Lomb-Scargle		
Frequência (Ciclos por Dia)	Período (Dias)	FAP (%)
$12,63 \pm 0,10$	$0,0792 \pm 0,0006$	$5,12 \times 10^{-73}$
PDM		
Frequência (Ciclos por Dia)	Período (Dias)	FAP (%)
$12,63 \pm 0,16$	$0,0792 \pm 0,0010$	-

Figura 46 – Períodograma PDM aplicado aos dados de polarização circular, com a linha vermelha indicando o período de menor dispersão.



larização em conjunto com as curva de luz (que será explicado como foram obtidas em uma seção futura), todas em fase, são apresentadas nas figuras 48, 49, 50 e 51. Nesses gráficos confirmamos a modulação na polarização circular e linear, essa última pelo menos no filtro V. Há também uma modulação na curva de luz, e vemos que o mínimo da curva de luz coincide em fase com o máximo da curva de polarização circular.

As curvas de polarização circular separadas por filtro e com a média móvel de 10 pontos traçada, se encontra na figura 52. Pode-se ver que as modulações possuem basicamente a mesma forma, com suas amplitudes aumentando nas bandas mais azuis.

4.2.1 Análise de Polarização Linear do Meio Interestelar.

Em nossas medidas percebemos que a CSS0357+10 possui uma polarização linear acentuada e com uma possível modulação, principalmente no filtro V, que apesar de incomum parece real pelo pico coincidir com o mínimo da curva de polarização circular, momento que as linhas de campos estão perpendiculares à linha de visada. Nesse caso, é importante estimarmos a polarização do campo para garantir que nenhuma polarização

está sendo introduzida pelo meio interestelar que está entre nós e o nosso alvo, que se for o caso teria que ser subtraída das nossas medidas.

Para estimarmos essa polarização, somamos todas as imagens que possuem a mesma posição da lâmina (a diferença entre as imagens pode ser vista na figura 53), depois usamos a rotina AUTO_POL, que é muito parecida com a TIME_POL, mas ao invés de calcular uma série temporal calcula um único valor para cada objeto do campo. O nosso campo não é rico, logo, o AUTO_POL encontrou apenas 20 objetos. Os resultados se encontram na tabela 10 onde, comparando o erro medido com o teórico vemos que nossa medida possui uma ótima qualidade, já que o primeiro na maioria dos casos é no máximo 3 vezes maior que o segundo, que é o menor erro possível. Além disso vemos que, considerando o erro, não temos evidência de um campo interestelar com polarização relevante, já que as medidas possuem a mesma ordem do erro.

Tabela 10 – Polarização linear das estrelas do campo, onde P é a polarização linear, Sigma é o erro medido, e Sigma teórico é o erro calculado pela rotina HSELECT como o menor erro possível.

P (%)	Sigma	Sigma Teórico
0,716	0,707	0,301
0,215	0,163	0,032
0,803	0,386	0,208
0,351	0,083	0,034
42,938	16,254	4,466
0,381	0,367	0,180
1,206	1,549	0,925
0,600	2,105	0,714
1,680	0,825	0,546
6,130	4,576	1,921
0,258	0,102	0,034
5,640	1,116	1,301
0,320	0,194	0,137
0,517	0,959	0,547
8,700	4,253	1,702
22,211	28,623	26,097
0,663	0,933	0,513
4,827	8,147	4,520
55,901	70,948	54,063
5,558	2,878	2,243

Figura 47 – **Acima:**Períodograma *Lomb-Scargle* aplicado aos dados de polarização circular, onde a linha vermelha pontilhada mostra a frequência mais provável que equivale a 12,63 ciclos por dia, e as linhas horizontais azul, verde e laranja, representam respectivamente um *false alarm probability* de 50%, 10%, e 1%.**Abaixo:** Zoom no pico de melhor período mostrando os *alias* de 2 anos.

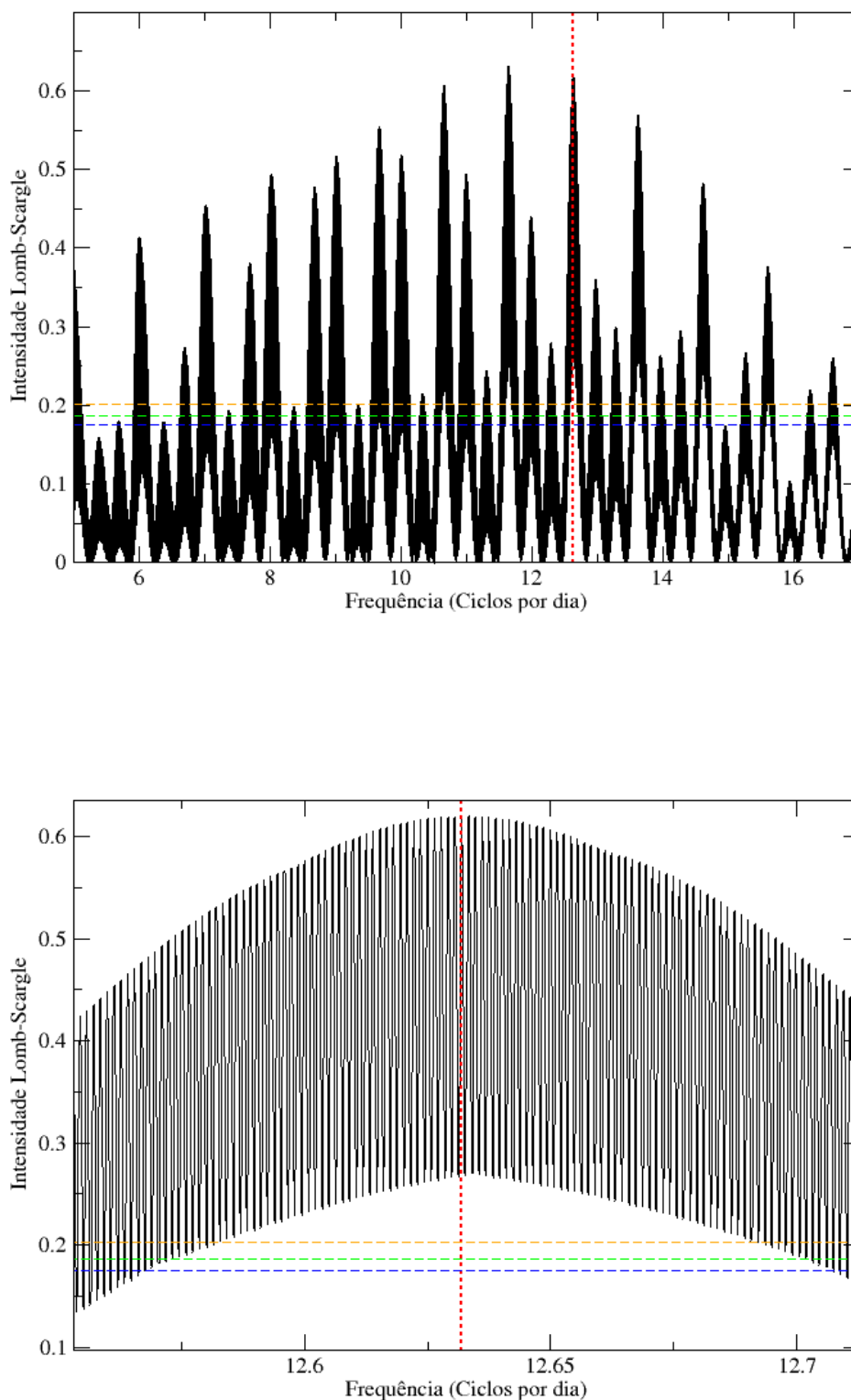


Figura 48 – Dados em filtro V do dia 09 de setembro de 2019. De cima para baixo: curvas de luz (magnitude), de polarização circular (V, em porcentagem), de polarização linear (P, em porcentagem), e do ângulo de polarização linear (Θ , em graus), todas em fase com a efeméride de [Schwope e Thinius \(2012\)](#).

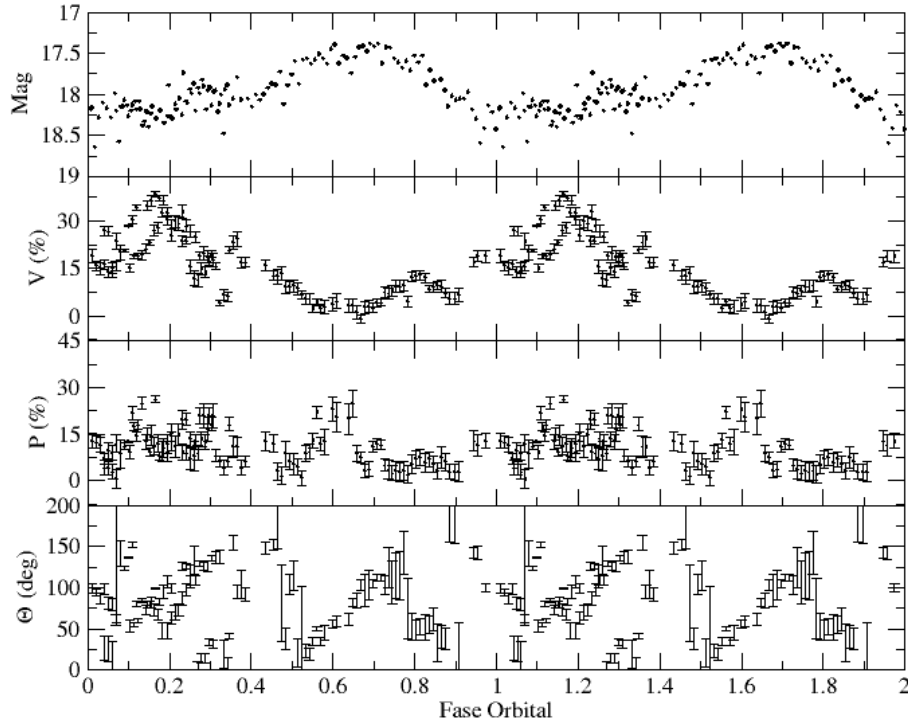


Figura 49 – Dados em filtro R do dia 10 de setembro de 2019. De cima para baixo: curvas de luz (magnitude), de polarização circular (V, em porcentagem), de polarização linear (P, em porcentagem), e do ângulo de polarização linear (Θ , em graus), todas em fase com a efeméride de [Schwope e Thinius \(2012\)](#).

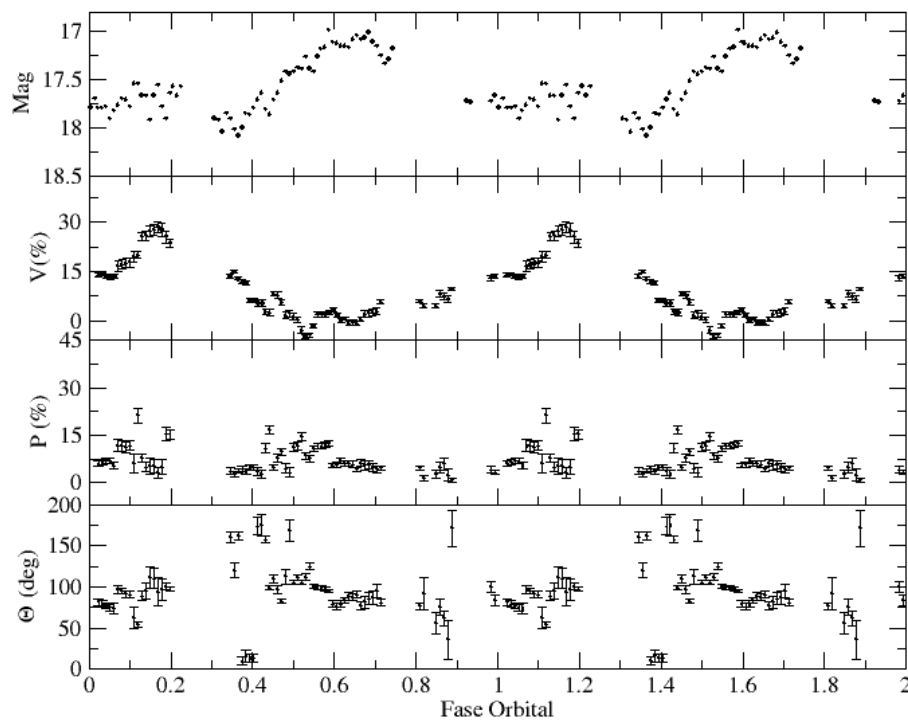


Figura 50 – Dados em filtro R do dia 12 de setembro de 2019. De cima para baixo: curvas de luz (magnitude), de polarização circular (V, em porcentagem), de polarização linear (P, em porcentagem), e do ângulo de polarização linear (Θ , em graus), todas em fase com a efeméride de [Schwope e Thinius \(2012\)](#)

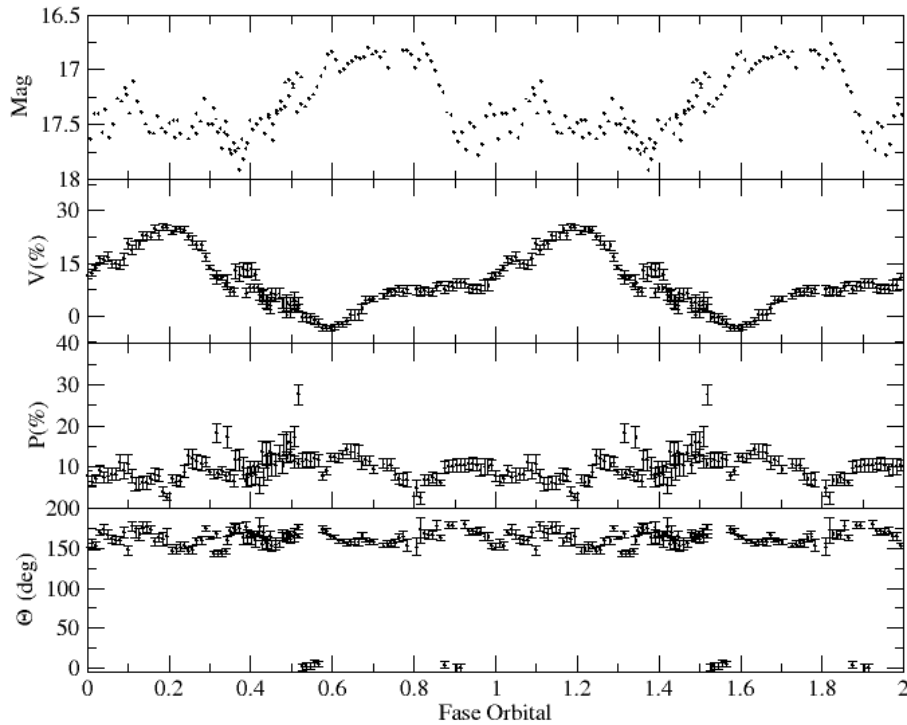


Figura 51 – Dados em filtro I do dia 02 de setembro de 2021. De cima para baixo: curvas de luz (magnitude), de polarização circular (V, em porcentagem), de polarização linear (P, em porcentagem), e do ângulo de polarização linear (Θ , em graus), todas em fase com a efeméride de [Schwope e Thinius \(2012\)](#)

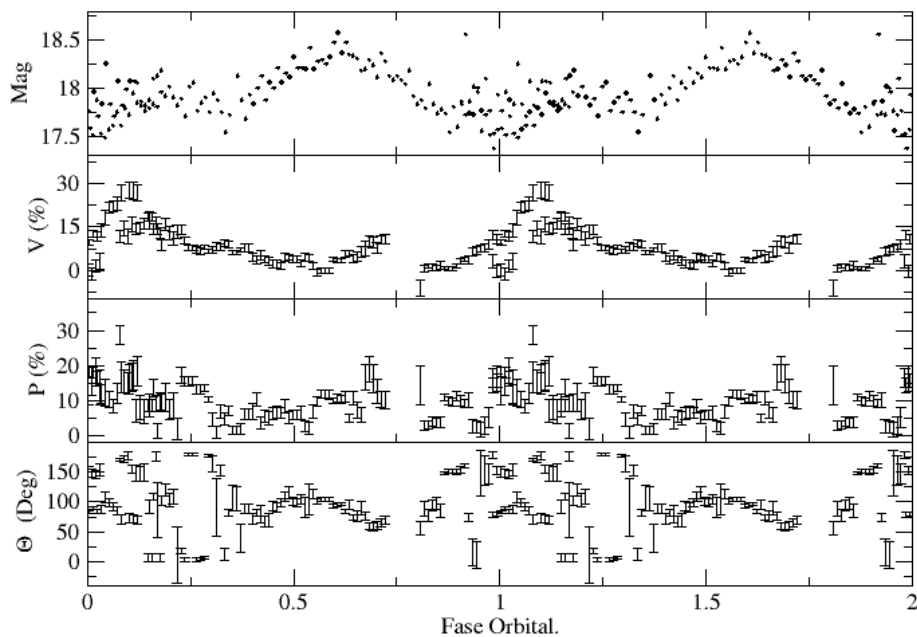


Figura 52 – Curvas de polarização circular em fase com a efeméride de [Schwope e Thinius \(2012\)](#), e média móvel para $n=10$, separadas por filtro.

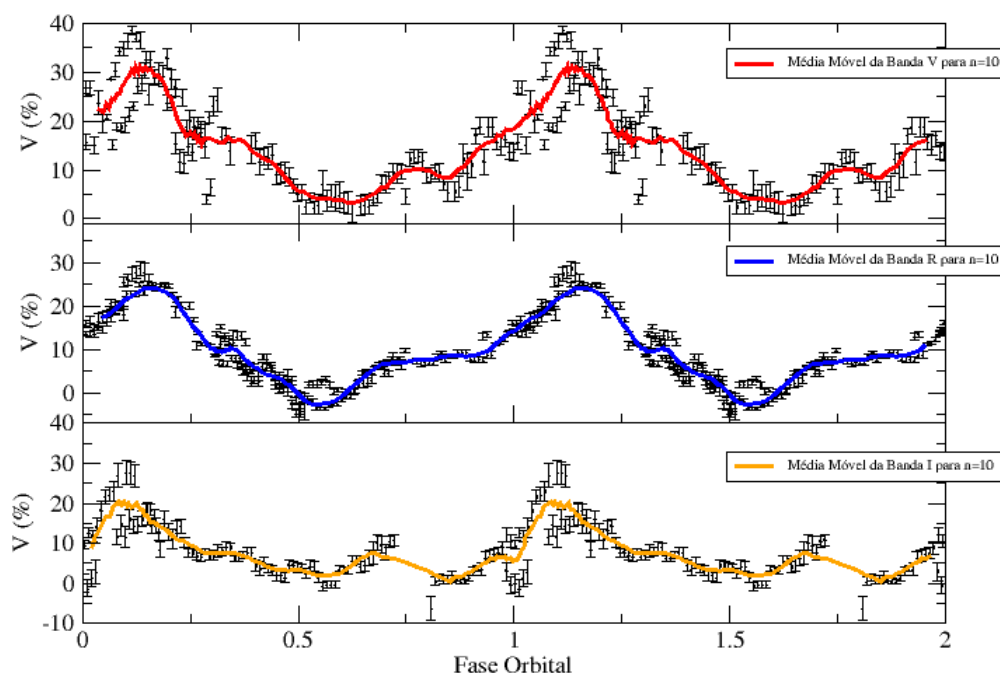
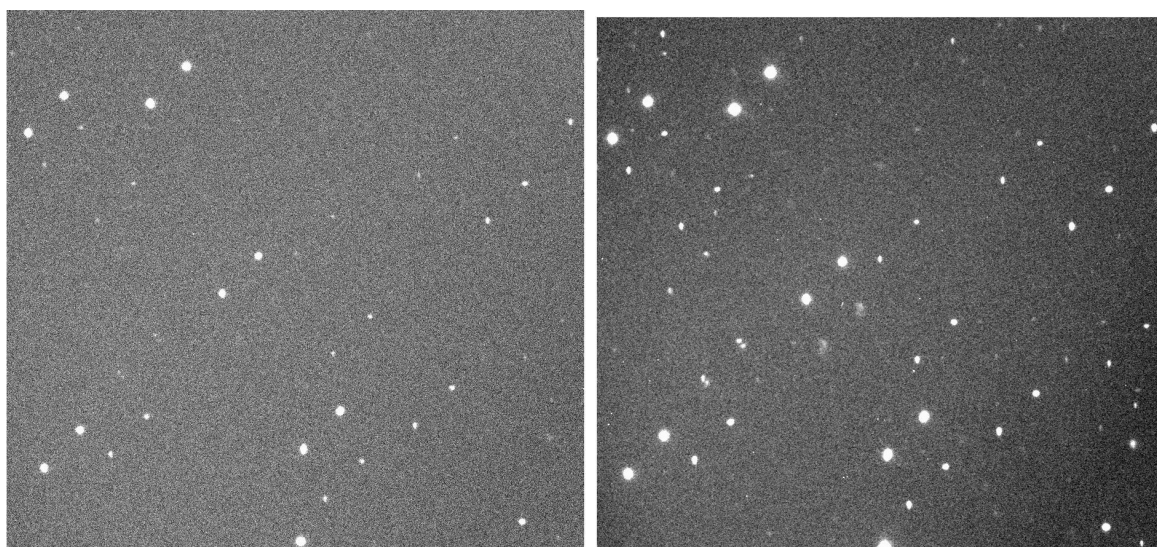


Figura 53 – Exemplo de uma imagem de polarimetria individual (esquerda), e uma resultante da soma de todas que possuem a mesma posição da lâmina pra o filtro V (direita). É fácil notar que na imagem somada, estrelas antes imperceptíveis aparecem, e as já perceptíveis ficam mais fortes.

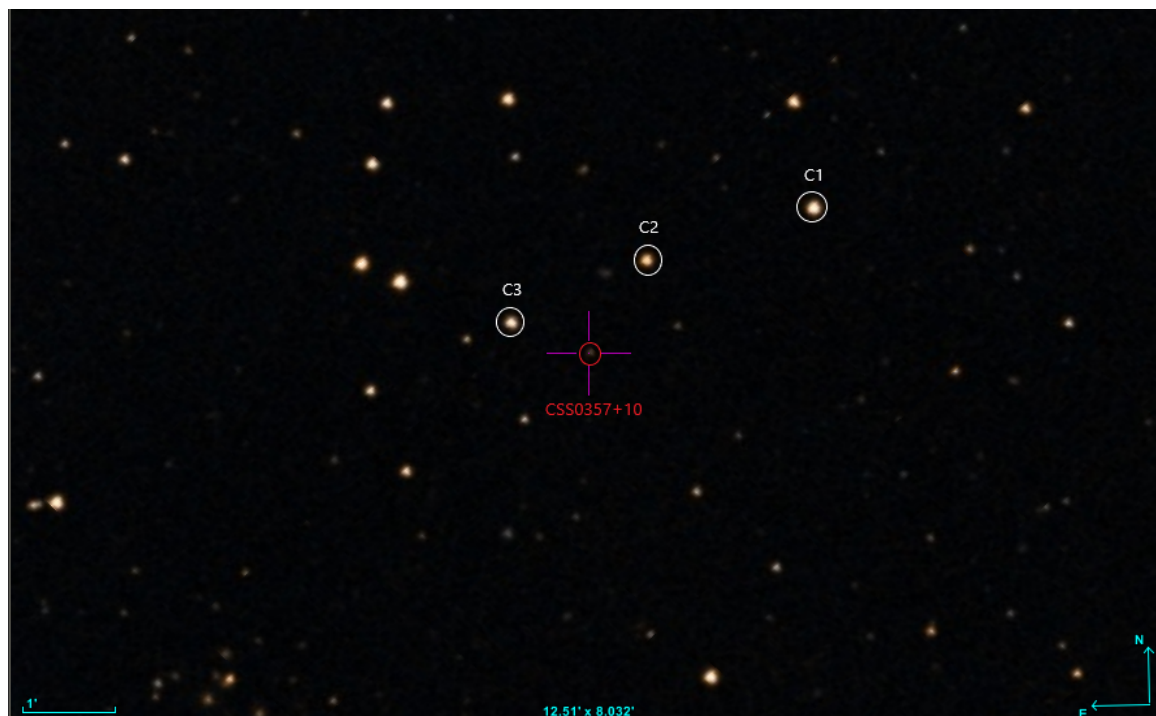


4.3 Fotometria.

Iremos usar os dados de fotometria para analisar a estabilidade e refinar o período orbital do nosso objeto, e para explorar a variabilidade de mais longo prazo associada aos estados alto/baixo de brilho comuns nas VC magnéticas do tipo polar. A análise fotométrica foi feita utilizando dados do OPD, TESS, e de [Schwope e Thinius \(2012\)](#), que a partir de agora chamaremos de S&T. A fotometria do OPD vem como subproduto das observações polarimétricas, portanto, são das mesmas noites (9, 10 e 12 de setembro de 2019, e 02 de setembro de 2021) e filtros (V, R, e I). Do TESS iremos analisar as curvas de luz dos setores 32, 42, 43 e 44, cada uma sendo uma série temporal de aproximadamente 26 dias com uma cadência de 2 minutos. Os dados de S&T já reduzidos foram gentilmente cedidos pelos mesmos, e compreendem 6 curvas de luz obtidas entre 19 de novembro de 2009 e 22 de janeiro de 2010.

O campo da CSS0357+10 é mostrado na figura 54, que além do nosso alvo, nos indica as melhores estrelas de comparação. A estrela C1 foi a que apresentou a curva de luz com a menor dispersão em magnitudes (ver seção 3.2.3), logo, a mesma foi empregada como referência na fotometria diferencial, enquanto as estrelas C2 e C3 foram usadas para garantir que a C1 é estável e na calibração de magnitude do nosso alvo. As análises de dispersão e estabilidade da C1 foram apresentadas na tabela 4 e na figura 31.

Figura 54 – Campo da CSS0357+10 pelo *survey* DSS (Digitized Sky Survey), destacando as estrelas de comparação.



4.3.1 Variação entre estados de briho

Para poder fazer uma análise conjunta dos dados de fotometria obtidos no OPD em diferentes filtros, e dos dados de S&T, realizamos a calibração em magnitude das estrelas de comparação e de CSS0357+10. Buscamos as medidas das bandas V, R, e I das estrelas de comparação no *software Aladin* caracterizado em [Bonnarel et al. \(2000\)](#), que dá acesso ao compilado de catálogos descrito em *VIZIER*, [Monet et al. \(1998\)](#). A tabela 11 mostra essas medidas, assim como os catálogos utilizados, e a identificação das estrelas de comparação em cada um deles.

Tabela 11 – Medidas de magnitude das estrelas de comparação nas bandas R, V, e I segundo os catálogos USNO, NOMAD e APASS.

	Catálogo	Identificação	Mag. (R)	Mag. (V)	Mag. (I)
C1	USNO-B1.0 ^a	1005-0036004	14,12	-	14,00
	USNO-A1.0 ^b	0975-00880136	14,1	-	-
	USNO-A2.0 ^c	0975-00873294	14,3	-	-
	NOMAD.1 ^d	1005-0036482	14,34	14,32	-
	APASS ^e	23653775	-	14,50	-
	Média	-	14,21	14,41	14,00
C2	USNO-B1.0 ^a	1005-0036027	14,74	-	14,10
	USNO-A1.0 ^b	0975-00880650	14,6	-	-
	USNO-A2.0 ^c	0975-00873803	14,8	-	-
	NOMAD.1 ^d	1005-003605	14,95	15,40	-
	APASS ^e	23653774	-	15,72	-
	Média	-	14,77	15,56	14,10
C3	USNO-B1.0 ^a	1005-003642	14,72	-	14,53
	USNO-A1.0 ^b	0975-00881004	14,6	-	-
	USNO-A2.0 ^c	0975-00874158	14,8	-	-
	NOMAD.1 ^d	1005-0036520	14,87	15,18	-
	APASS ^e	23653770	-	15,39	-
	Média	-	14,75	15,28	14,53

^aMonet et al. (2003), ^b Monet (1996), ^c Monet (1998),

^d Zacharias et al. (2004), ^e Henden et al. (2009).

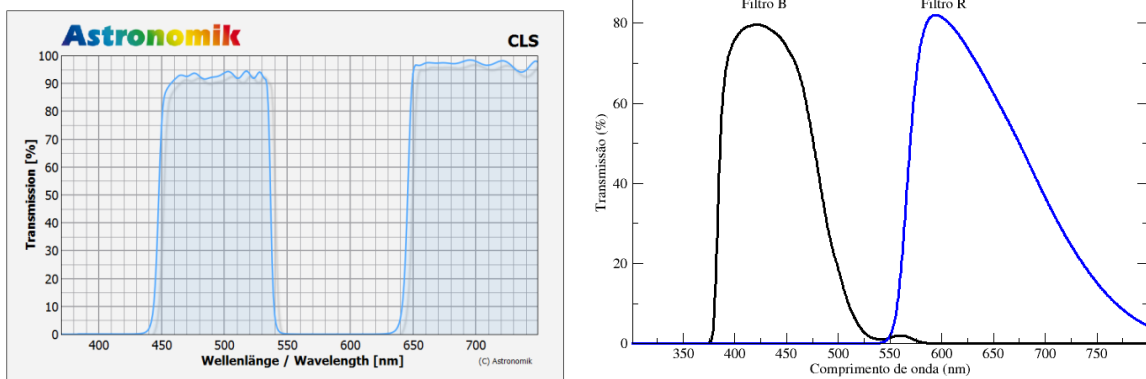
Na calibração foram usados os valores médios das magnitudes dos catálogos, e para garantir que está correta é necessário um teste de consistência. Para esse fim, somamos a magnitude média de C1 à magnitude média da curva C2-C1. Se o resultado for próximo a média de C2 indicada na tabela 11, a calibração está acurada. O mesmo foi feito para as curvas C3-C1 e C2-C3. Como pode ser visto na tabela 12, os resultados são consistentes quando consideradas as incertezas de cerca de 0,3 mag nas magnitudes identificadas nos catálogos descritos em [Monet et al. \(2003\)](#).

O processo de calibração dos dados cedidos por S&T foi um pouco diferente. O filtro CLS usado na aquisição desses dados possui duas janelas de transmissão (Fig.55), assim, para simulá-lo usamos a medida média de magnitude dos filtros *Johnson B* e *R*,

Tabela 12 – Resultado do teste de consistência de calibração, com todos os valores medidos em magnitude.

09 de setembro de 2019 (Filtro V)				
(C2-C1)+14,41	(C3-C1)+14,41	(C3-C2)+15,56	C2 (V)	C3 (V)
15,57	15,28	15,27	15,56	15,28
10 de setembro de 2019 (Filtro R)				
(C2-C1)+14,21	(C3-C1)+14,21	(C3-C2)+14,77	C2 (R)	C3 (R)
14,16	14,31	14,91	14,77	14,75
12 de setembro de 2019 (Filtro R)				
(C2-C1)+14,21	(C3-C1)+14,21	(C2-C3)+14,77	C2 (R)	C3 (R)
14,93	15,08	15,89	14,77	14,75
02 de setembro de 2021 (Filtro I)				
(C2-C1)+14,00	(C3-C1)+14,00	(C2-C3)+14,53	C2 (I)	C3 (I)
14,02	14,26	14,63	14,10	14,53

pois cada um possui uma faixa de transmissão próxima a cada uma das janelas do CLS. A comparação pode ser vista na figura 55. A estrela de comparação usada por Schwobe e Thinius (2012) para a fotometria diferencial foi a USNO B1.0 1005-0036054, que segundo o catálogo USNO-B1.0, possui magnitude média de 14,96 na banda B e de 13,87 na banda R. Portanto, o valor usado na calibração foi de 14,41 magnitudes, que foi somado aos valores da curva de luz de S&T.

Figura 55 – Comparação entre a transmissão do filtro CLS e os filtros *Johnson* B e V.

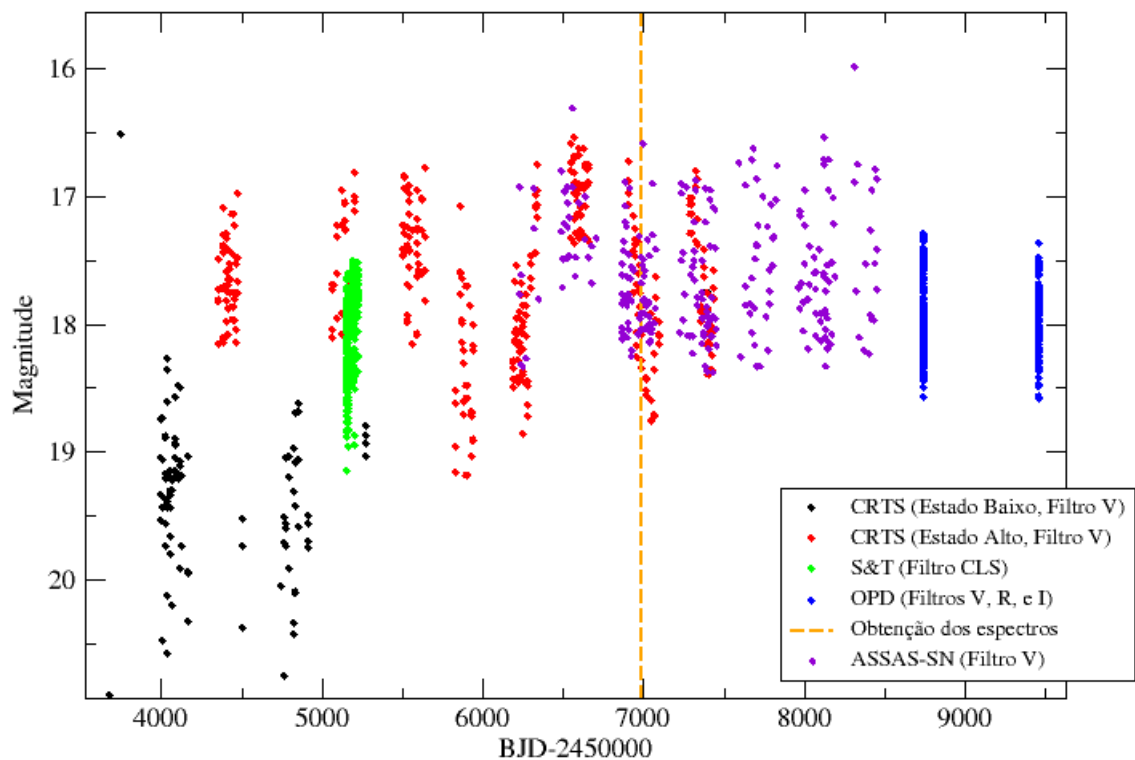
Fonte: <https://www.astronomik.com/en/visual-filters/cls-filter.html>

Para fazer uma análise da mudança de estados (variabilidade de médio prazo) da CSS0357+10, além dos dados já citados também usaremos dados do CRTS e do catálogo *ASAS-SN Variable Stars Database* descrito em Holoien *et al.* (2014) e Jayasinghe *et al.* (2019), que contêm séries temporais de vários tipos de estrelas variáveis. O ASAS-SN (*All-Sky Automated Survey for Supernovae*) é um *survey* automático, feito para estudar supernovas, que consiste em telescópios de pequeno porte que em conjunto observam todo o céu cada noite até uma profundidade de 18 magnitudes.

A figura 56 mostra as curvas de luz dos dados do CRTS, OPD, S&T e ASAS-SN

devidamente calibrados, indicando o que estamos definindo como seus estados altos e baixos de luminosidade, em função do tempo em BJD², transformação feita de JD para BJD usando o algoritmo de [Eastman et al. \(2010\)](#). Os limites entre esses estados não são exatos, pois, possivelmente acontecem devido a mudanças na taxa de transferência de massa, que pode aumentar ou diminuir em taxas irregulares, e de forma não abrupta. Assim, podemos ver a existência de estados intermediários como os indicados pela fotometria de S&T, e também por algumas medidas do CRTS. Pelo gráfico pode-se dizer que houve variações de cerca de 2 magnitudes entre os estados no começo das medidas, que após um certo momento se estabilizou nos estados altos e intermediário, permanecendo assim até o presente momento.

Figura 56 – Fotometria do CRTS, OPD, S&T, e ASSAS-SN, em função de BJD, indicando os estados altos e baixos de brilho, visíveis nos dados do CRTS. A linha tracejada laranja indica as datas de obtenção dos nossos espectros.

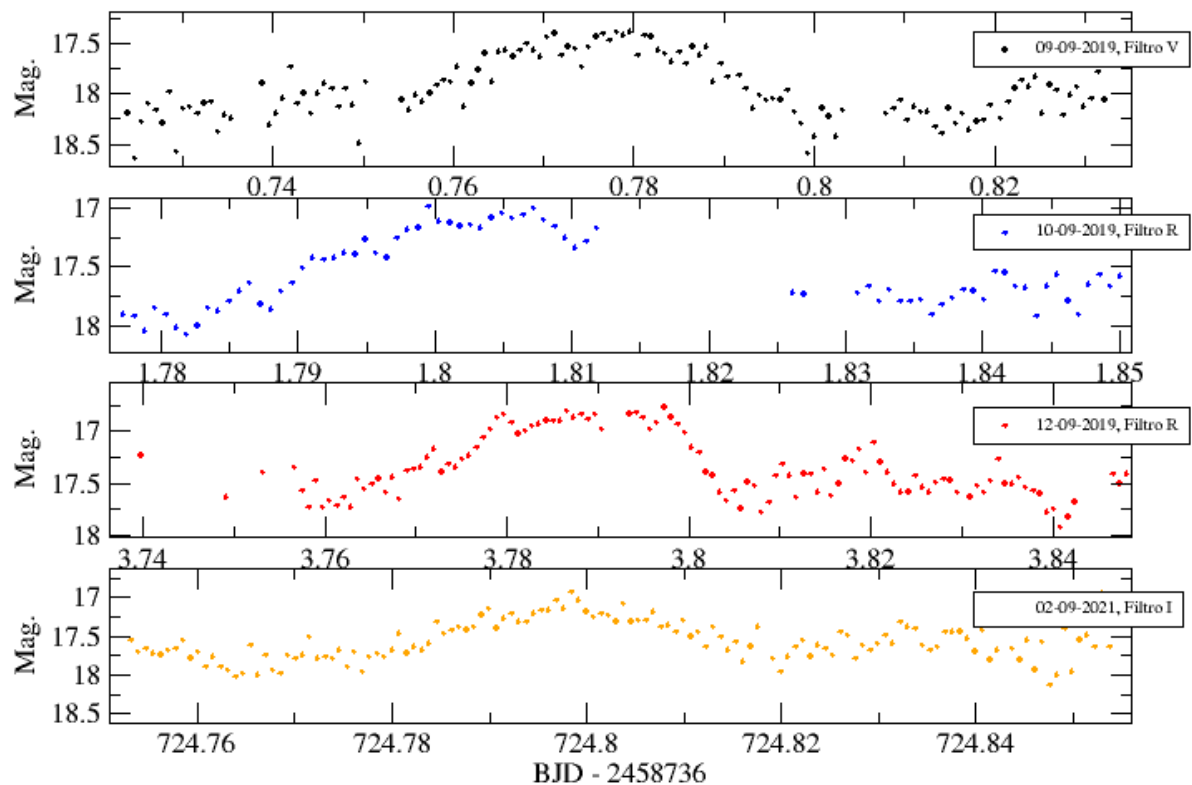


4.3.2 Análise de periodicidades nos dados terrestres

As curvas de luz das observações do OPD calibradas em magnitude, e em função de BJD, são apresentadas na figura 57. Em todas as noites é perceptível uma modulação maior, de aproximadamente 1 magnitude, acompanhada de flutuações menores de mais alta frequência. Para uma melhor análise é preciso deixar as curvas de luz em função do período orbital, e para definir o melhor período usaremos novamente o Lomb-Scargle.

² Os dados que estavam em função de JD foram transformados para BJD no site: <https://astroutils.astronomy.osu.edu/time/utc2bjd.html>

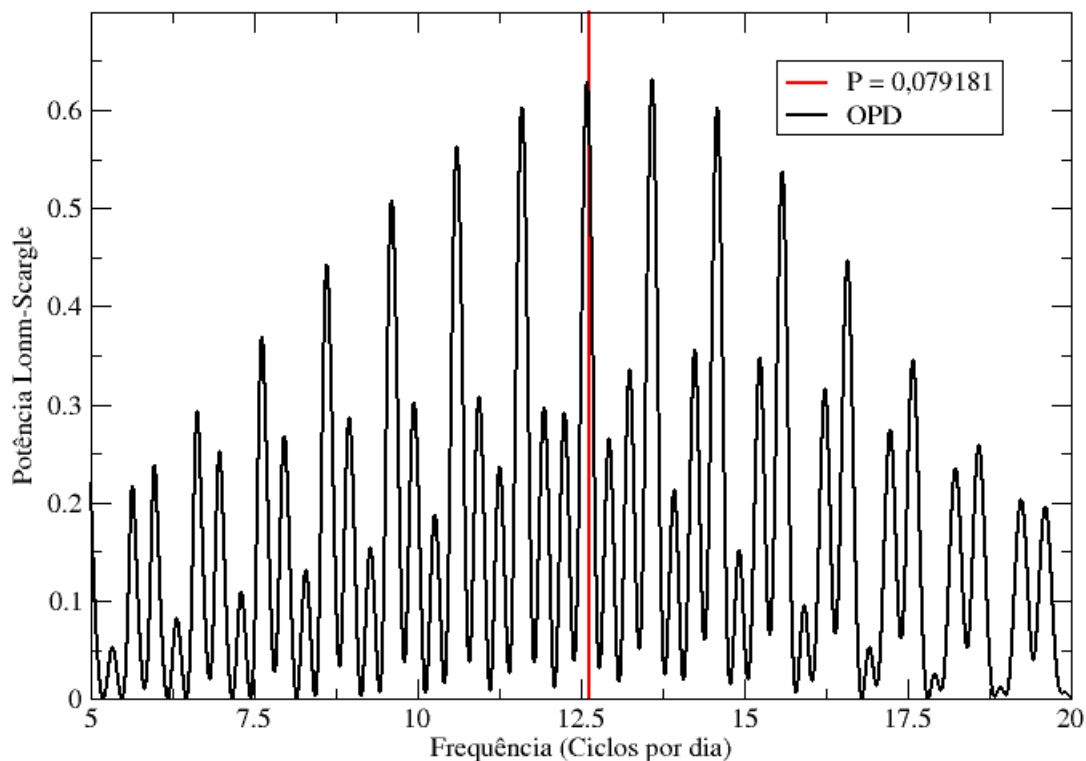
Figura 57 – Curvas de luz das observações do OPD em função de BJD.



Para realizar uma busca de períodos mais efetiva, resultando em períodos mais precisos, vamos inicialmente usar os dados cedidos por S&T junto com os do OPD, criando um conjunto de dados homogêneo em termos de coberturas temporais e amostragens, que chamaremos de S&T+OPD. A ampla cobertura temporal total destes dados (de cerca de 9 anos) pode, a princípio, permitir um refinamento do valor do período orbital publicado por [Schwope e Thinius \(2012\)](#), de $P = 0,079181 \pm 0,000001$ dias. Como visto na figura 56, existe nos dados de fotometria uma variação de estado de brilho, e para combinarmos os dados para a busca de periodicidades vamos nivelá-los, agrupando por noites de observação. A fim de nivelar as curvas de luz, subtraímos de cada uma delas sua magnitude média, as centralizando em zero. A aplicação do Lomb-Scargle exclusivamente nos dados do OPD resultou no períodograma apresentado na figura 58. Podemos ver que ele é similar ao períodograma obtido com os dados de polarização circular, apresentando como característica principal os mesmos *aliases* com intervalos de 1 ciclo por dia. A linha vertical vermelha mostra o período de [Schwope e Thinius \(2012\)](#) ($P = 0,079181$ dias), que está dentro da incerteza do período indicado pelo períodograma dos dados do OPD ($P = 0,0791$ dias).

Os períodogramas para a faixa de frequência de 12,4 a 12,8 ciclos por dia dos dados de S&T (vermelho), OPD (preto), e S&T+OPD (azul) são apresentados na figura 59. No períodograma dos dados do OPD começamos a ver, nesta escala de frequências, os *aliases*

Figura 58 – Períodograma Lomb-Scargle dos dados de fotometria do OPD, onde a linha vertical indica o período de Schwöpe e Thinius (2012), e as linhas horizontais mostram os FAPs de 1% (laranja), 10% (verde), e 50% (azul).



associados ao intervalo de cerca de 2 anos (2019 a 2021) presente nos dados, enquanto que no periodograma dos dados de S&T vemos claramente os picos associados aos alíases de 33 dias. Estes alíases, naturalmente, se repetem no periodograma dos dados combinados S&T+OPD. Na figura 60 mostramos uma ampliação, em frequências, dos mesmos periodogramas. A tabela 13 apresenta o período principal obtido nos vários conjuntos de dados. Os alíases de 2 anos no periodograma do OPD se mostram agora de forma clara, e notamos os alíases de 9,1 anos presentes no periodograma S&T+OPD, devido ao intervalo entre a obtenção destes dados. As linhas verticais mostram os picos referentes ao período publicado por Schwöpe e Thinius (2012), de 0,079181 dias, e ao período associado ao pico mais intenso do periodograma de S&T+OPD, de 0,079169 dias. Cabe lembrar que o período de Schwöpe e Thinius (2012) foi determinado por uma regressão linear aplicada a instantes de um ponto fiducial da curva de luz, e não através de análise de Fourier. A determinação do período orbital da CSS0357+10 dependerá da seleção de um dentre os vários alíases de 9,1 anos do periodograma de S&T+OPD, todos de intensidades comparáveis. Na seção a seguir vamos usar os dados do TESS na tentativa de selecionar o alíase correto.

Figura 59 – Períodograma Lomb-Scargle dos dados do OPD, S&T e OPD+S&T. Os períodos, em dias, obtidos nesse trabalho e em [Schwope e Thinius \(2012\)](#) estão indicados pelas retas verticais.

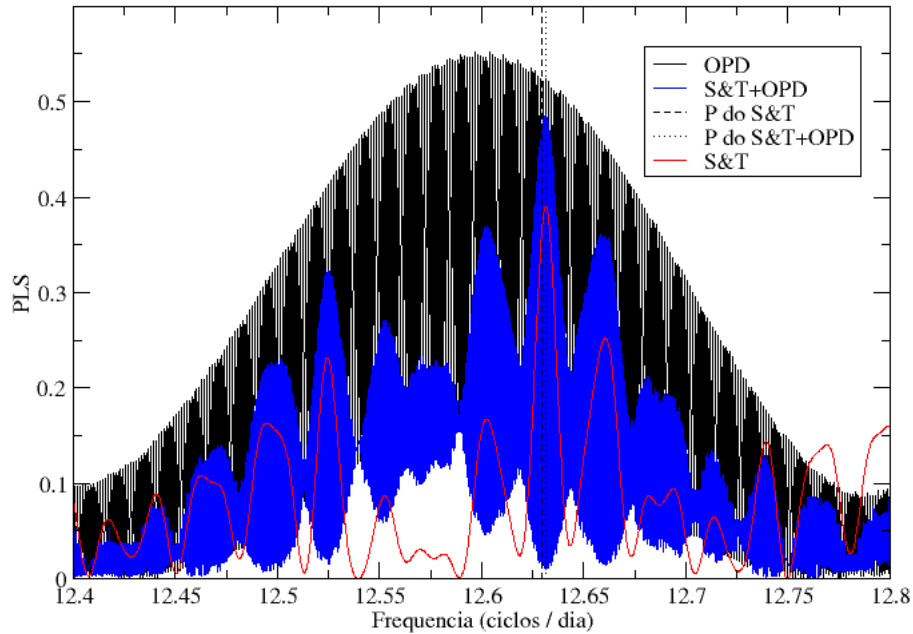


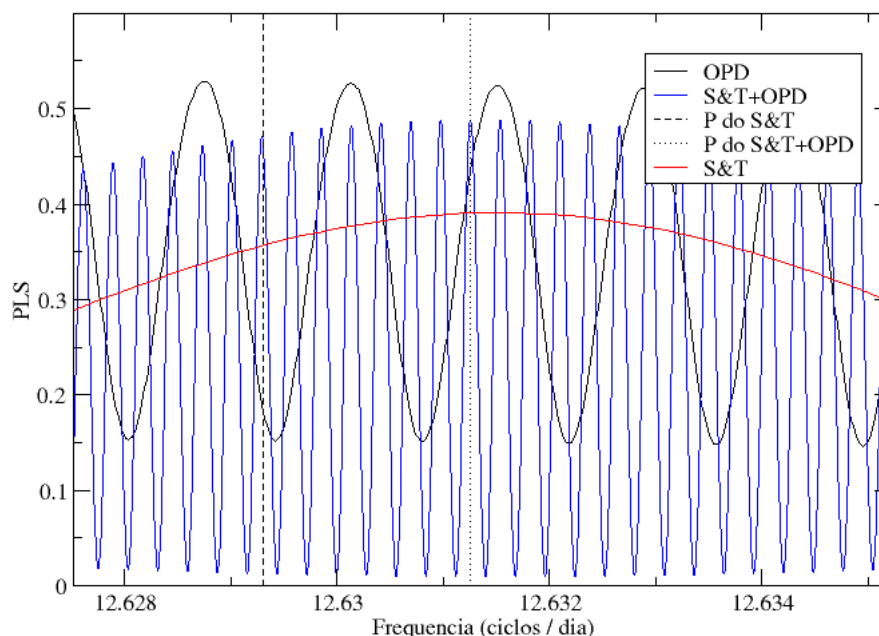
Tabela 13 – Potência, período, frequência, e FAP do Lomb-Scargle aplicado em cada conjunto de dados de fotometria.

Conjunto de dados	PLS	Período	Frequência	FAP
OPD	0,6823	$0,0791 \pm 0,0008$	$12,63 \pm 0,13$	$2,55 \times 10^{-75}$
S&T	0,3912	$0,07917 \pm 0,00007$	$12,631 \pm 0,006$	$4,32 \times 10^{-29}$
OPD + S&T	0,4883	$0,079169 \pm 0,000004$	$12,6312 \pm 0,0004$	$4,14 \times 10^{-94}$

4.3.3 Análise de periodicidade nos dados TESS

As curvas de luz obtida pelo TESS nos setores 32, 42, 43 e 44 estão apresentadas na figura 61. O intervalo central sem dados, em cada curva, é associado ao momento de maior aproximação do TESS em relação a Terra, quando a captura de imagens é interrompida para o descarregamento dos dados. Como a CSS3057+10 é relativamente fraca, estamos trabalhando no limite do ruído, e em alguns momentos a subtração do céu resulta em contagens negativas, como visto na curva de luz. Na figura 62 mostramos um trecho representativo da curva de luz do setor 32 e uma curva obtida ao aplicar uma média móvel de 20 pontos aos dados. Nesta curva média é possível ver que existem oscilações com frequência comparável à frequência da modulação orbital do sistema.

Figura 60 – Períodograma Lomb-Scargle dos dados do OPD, S&T e OPD+S&T. Os períodos, em dias, obtidos nesse trabalho e em [Schwope e Thinius \(2012\)](#) estão indicados pelas retas verticais.



Apesar da baixa relação sinal/ruído, os dados TESS de CSS0357+10 são extremamente promissores para realização de análise de periodicidades devido a sua longa cobertura temporal, que neste caso está efetivamente cobrindo cerca de 1110 ciclos orbitais completos, e dadas também a alta frequência temporal de amostragem (2 minutos) e a ausência da janela amostral diária inerente aos dados obtidos em solo. Assim, aplicamos a técnica de Lomb-Scargle a estes dados TESS. Os períodos resultantes são mostrados na figura 63, com a linha tracejada horizontal indicando o FAP de 1% (na escala apresentada, os FAPs de 50% e 10% se sobrepõem ao de 1%). Nos quatro conjuntos de dados individuais, os períodos apresentam um único pico em torno de cerca de 12,63 ciclos por dia, sempre muito acima do FAP. Os períodos foram também calculados para frequências tão baixas quanto 0,1 ciclos por dia ($P = 10$ dias) e até a frequência de (pseudo-)Nyquist de 360 ciclos por dia ($P = 4$ minutos), e nenhum sinal periódico adicional surgiu acima do limite de FAP de 50%. O período do conjunto dos dados dos quatro setores combinados, como esperado, mostra picos muito estreitos com um padrão de aliasing originado da janela amostral, com o pico central nitidamente mais intenso que os demais. Na figura 64 sobrepusemos ao período dos dados S&T+OPD (e aos demais) o período dos dados combinados dos quatro setores do TESS. Seu máximo nos indica a escolha do pico imediatamente próximo a $P=0.079181$ d como o mais significativo a representante do período orbital do sistema. O máximo deste pico ocorre

Figura 61 – Curvas de luz TESS (PDCSAP flux) dos setores (de cima para baixo) 32, 42, 43 e 44. Em todas as curvas o fluxo é dado em elétrons/s. Os pontos cobrem efetivamente ~ 1110 ciclos orbitais completos.

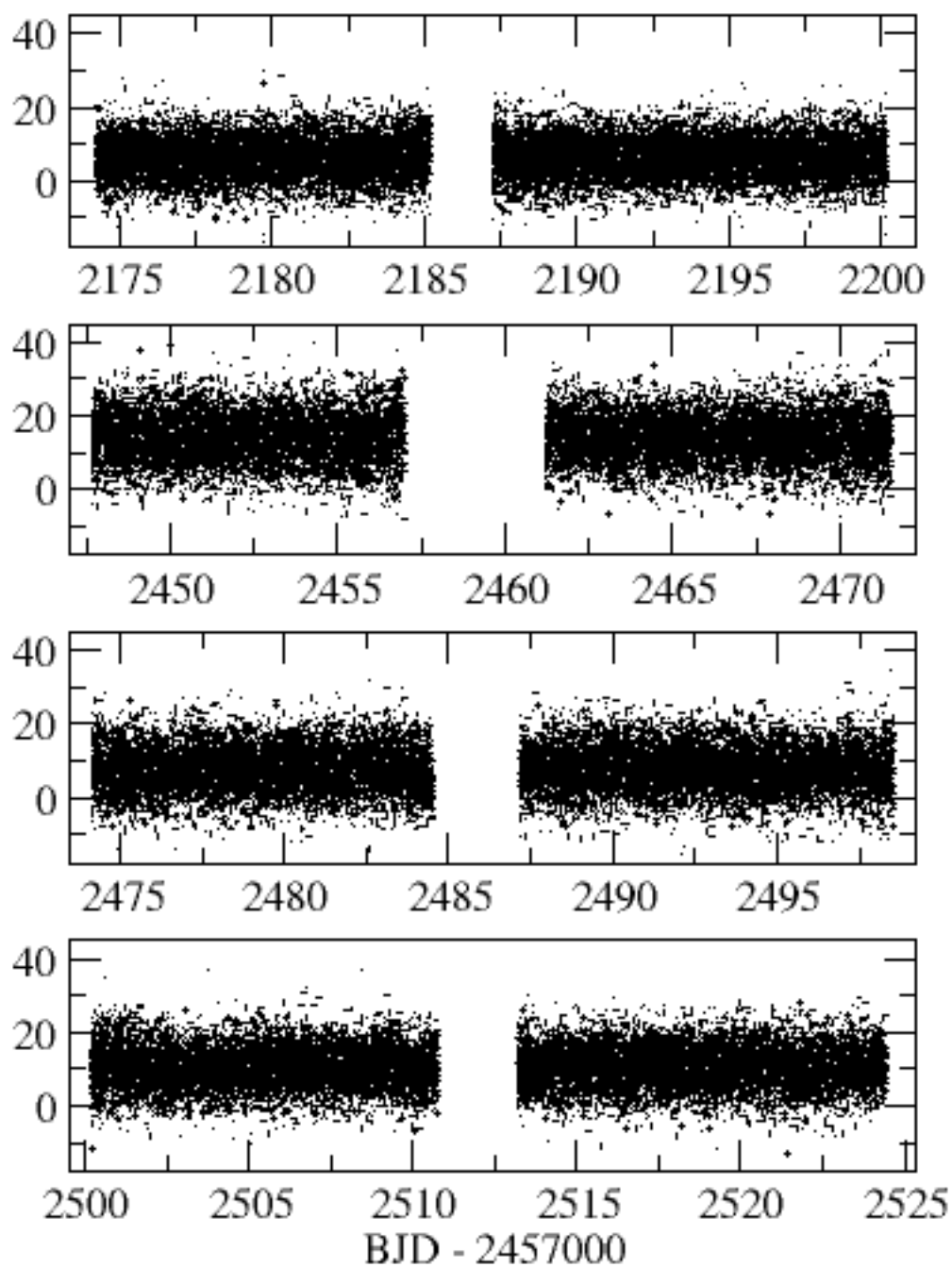
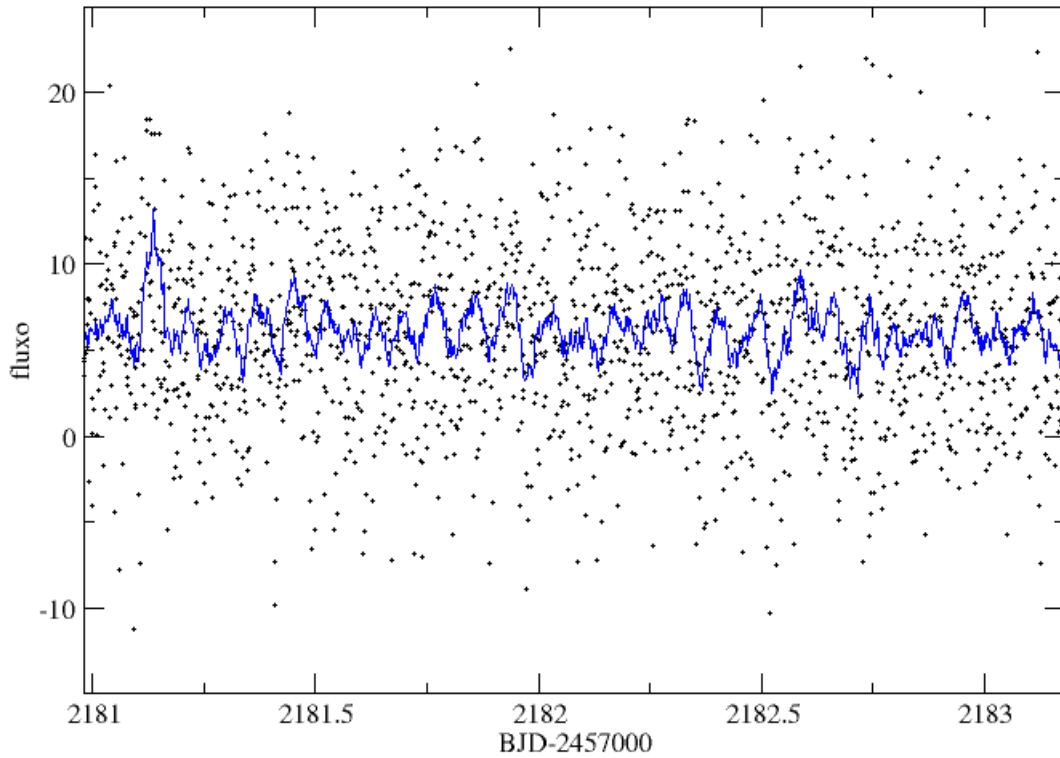


Figura 62 – Trecho da curva de luz dos dados do TESS (PDCSAP flux), setor 32. Sobreposto aos pontos da curva de luz temos a curva azul, que representa uma média móvel de 20 pontos aplicada aos dados e mostra a modulação com período próximo ao orbital, de cerca de 2 horas. O fluxo é dado em elétrons/s.



no período $P = 0,0791810 \pm 0,0000008$ dias, e consideraremos esse como sendo o valor do período orbital de CSS0357+10, sem descartar a possibilidade dos alíases vizinhos imediatos, em $P_- = 0,0791792$ e $P_+ = 0,0791827$ dias.

A efeméride deste objeto está apresentada na equação 4.2, onde o T_0 é o mesmo determinado por Schwöpe e Thinius (2012) através da medida do ponto intermediário da queda mais pronunciada nas curvas de luz de 2009/2010, e o período é o determinado acima.

$$BJD(T_0) = 2455155,3658(4) + E \times 0,0791810(8) \quad (4.2)$$

As curvas de luz dos dados do OPD, em fase com a efeméride fornecida acima, são apresentadas na figura 65, que contém também um gráfico das curvas niveladas pela média, destacando a média móvel para $n = 20$. No gráfico de cima podemos ver que modulação é similar para todos os filtros, com amplitude aproximada de 0,75 magnitudes.

Para estudar a possível presença, nos dados de fotometria do OPD e do TESS, de modulações com outros períodos, especialmente mais curtos, realizamos um procedimento de *pré-whitening* nos dados. Este procedimento consiste em subtrair um período já conhecido para depois realizar uma segunda busca por periodicidades. O *pré-whitening* foi feito em python, onde o período foi modelado usando a função Lomb-Scargle do pacote *astropy*, e subtraído dos dados no mesmo ambiente. O periodograma dos dados assim processados mostra que apesar de alguns picos parecerem resquícios de *aliases*, nenhum deles é realmente significativo, pois mesmo o maior deles possui um FAP de 1. Isso exclui a existência de um período secundário nestes dados.

Figura 63 – Periodograma Lomb-Scargle construído com os dados dos 4 setores do TESS. A linha tracejada horizontal representa a FAP de 1%.

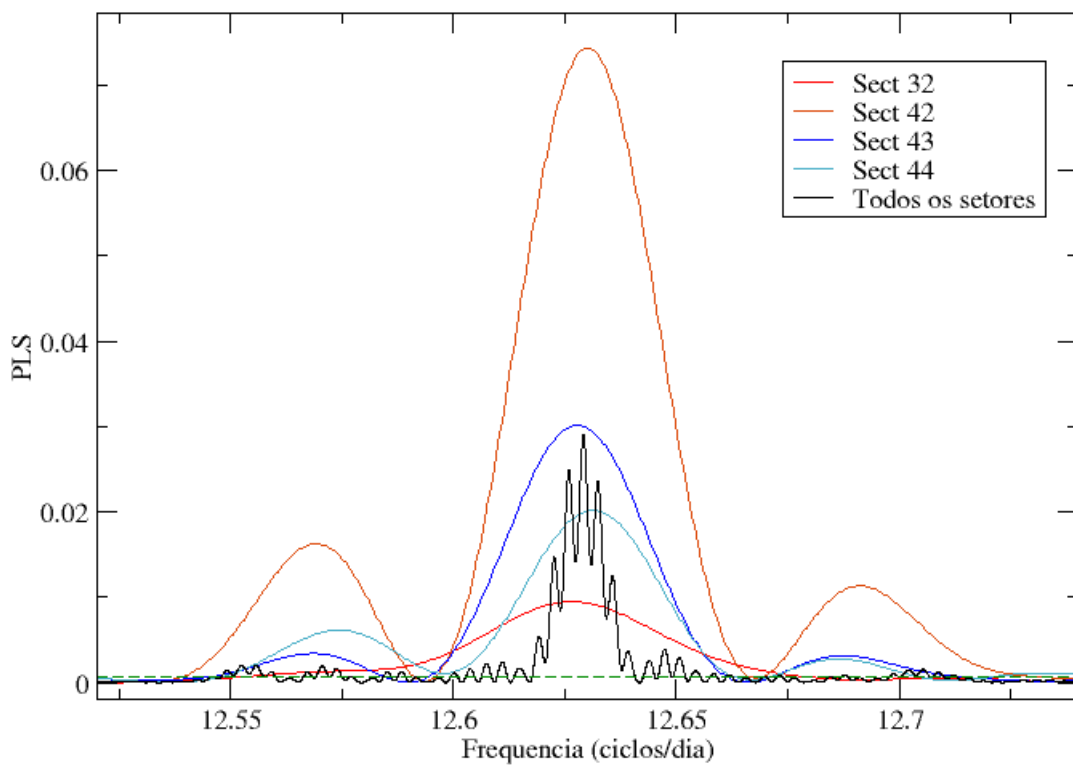


Figura 64 – Periodogramas Lomb-Scargle dos dados do TESS, OPD, S&T e OPD+S&T. As frequências associadas aos períodos de Schwöpe e Thinius (2012) e do periodograma dos dados de S&T+OPD estão indicados pelas retas verticais.

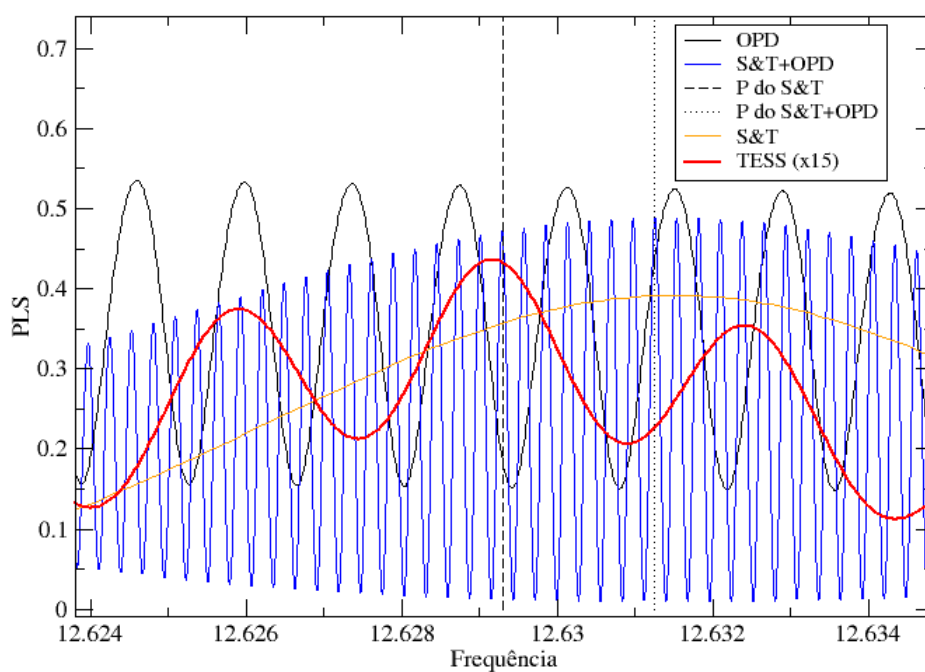
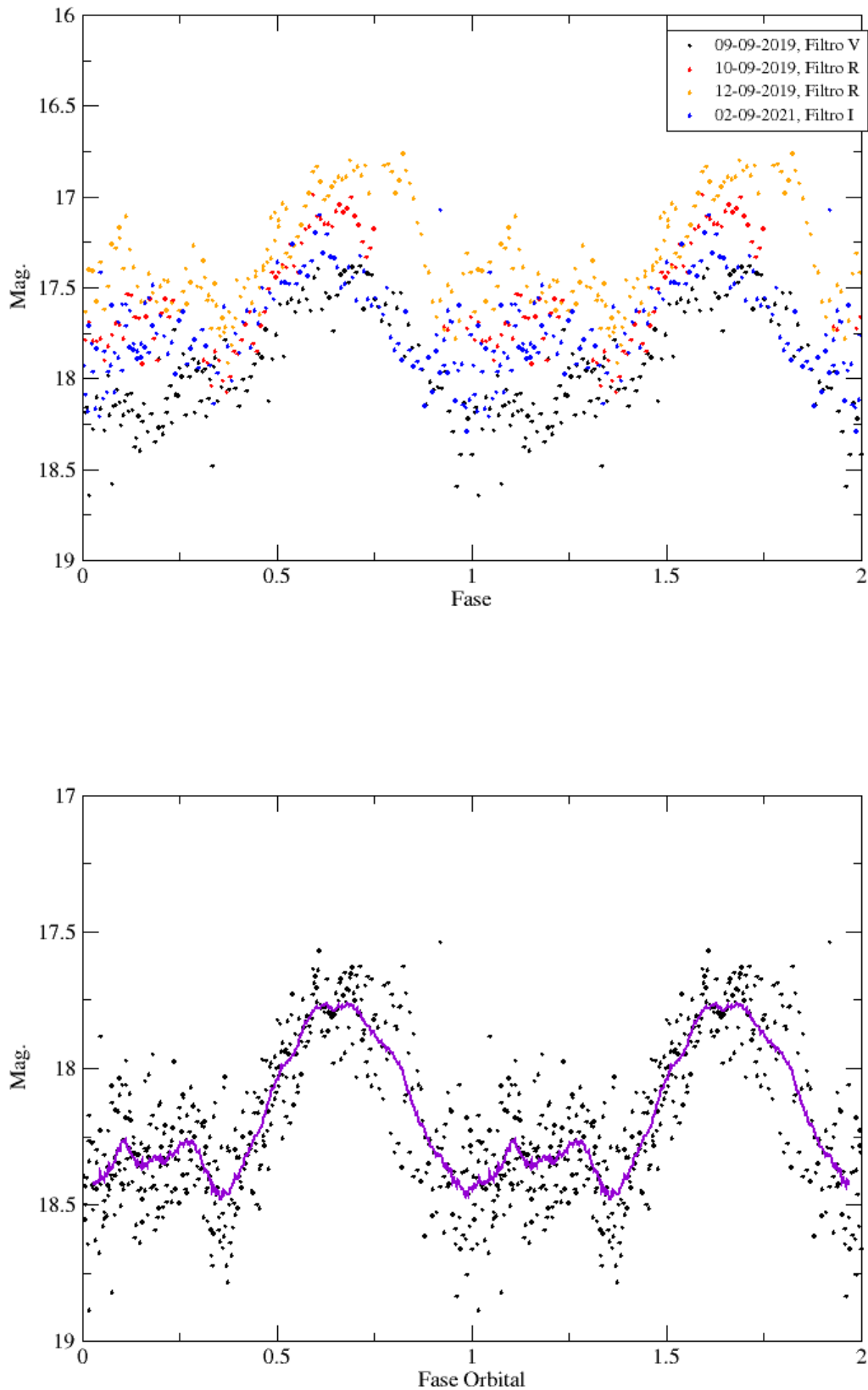


Figura 65 – **Acima:** Curvas de luz das observações do OPD em fase com a efeméride da eq. 4.2, deixando visível uma modulação de aproximadamente 0,75 magnitude nos dois filtros. **Abaixo:** Curvas de luz das 4 noites niveladas pela média e destacando a média móvel de 20 pontos.



5 Discussões e Perspectivas

A primeira vez que o sistema CSS0357+10 foi apontado como uma candidata a variável cataclísmica magnética do tipo *polar* foi em 2012, por [Schwope e Thinius \(2012\)](#), devido a suspeitas levantadas em seus estudos de uma série fotométrica e de dados de raios-X. Mais tarde, [Oliveira et al. \(2017\)](#), observaram esse objeto em razão da existência de estados altos e baixos na curva de luz do CRTS, reforçando essa provável classificação por meio de uma análise espectral. Assim, o principal objetivo desse trabalho é realizar um estudo observacional multitécnicas, com séries temporais de espectroscopia, fotometria e polarimetria, a fim de confirmar ou descartar sua classificação como *polar*, e essa sessão será destinada a discutir os resultados .

Vemos na fotometria de longo prazo (figura 56) que a CSS0357+10 oscilava entre os estados alto e baixo de brilho no início da série temporal do CRTS, mas que desde aproximadamente 2008 provavelmente se estabilizou no estado alto, permanecendo no mesmo pelo menos até nossas últimas observações em setembro de 2019. Na mesma figura vemos que nossos dados de espectroscopia foram obtidos em estado alto.

A série temporal de espectros mostra espectros dominados por linhas de emissão. As mais proeminentes são $H\beta$ e $H\gamma$ e HeII 4686Å, esta quase tão intensa quanto $H\beta$, e emissões mais fracas de HeI e do complexo de Bowen C III/N III , com perfis, intensidades e velocidades típicas de *polares* em alto estado. Nota-se também que não há qualquer absorção que possa ser associada à estrela secundária. O período encontrado nas velocidades radiais ($P=0,0792$ d) é coerente com o publicado por [Schwope e Thinius \(2012\)](#), se considerarmos as incertezas. As curvas de velocidades radiais têm amplitudes de cerca de 300 km/s, que são amplitudes típicas de polares. As linhas possuem perfis variáveis, e com mais de um componente. Normalmente as *polares* apresentam linhas espectrais de emissão formadas por múltiplas componentes aproximadamente gaussianas, originadas em região distintas do sistema binário, como próximo à região pós-choque, na trajetória balística do fluxo de acreção antes do acoplamento com as linhas de campo magnético, e até na face da secundária aquecida pela coluna de acreção. Nosso ajuste de gaussianas duplas nas linhas espectrais mais proeminentes, mostra claramente a existência de duas componentes, uma com uma semi-amplitude na faixa de 720 km/s, e outra de aproximadamente 270 km/s, onde a primeira possui um *redshift* máximo próximo à fase $\phi= 0,3$ enquanto o da segunda se localiza próximo à fase $\phi= 0,5$, indicando origens diferentes para cada uma delas. Outra característica dos nossos espectros é a ausência de harmônicos ciclotron, coerente com o que se espera de uma *polar* em alto estado de brilho. Apesar da frequência ciclotron fundamental ser geralmente no infravermelho, esse tipo de emissão possui harmônicos que alcançam o visível, mas que são ocultos por emissões do contínuo nos estados mais altos

Tabela 14 – Resumo dos períodos determinados pelas diferentes técnicas e diferentes conjuntos de dados. VR se refere a velocidade radial das linhas espectrais.

Origem	Técnica	Período (dias)
S&T	fotometria	$0,079181 \pm 0,000001$
thorstensen2016	VR de $H\alpha$	$0,07918 \pm 0,00006$
SOAR	VR de $H\beta$	$0,0792 \pm 0,0008$
SOAR	VR de $H\gamma$	$0,0792 \pm 0,0009$
SOAR	VR de He II	$0,0791 \pm 0,0009$
OPD	polarimetria	$0,0792 \pm 0,0006$
OPD	fotometria	$0,0791 \pm 0,0008$
OPD+S&T	fotometria	$0,079169 \pm 0,000004$
TESS	fotometria	$0,0791810 \pm 0,0000008$

de transferência de matéria.

As nossas observações de polarimetria revelaram uma alta fração de luz circularmente polarizada, com picos de $\approx 40\%$ no filtro V e de $\approx 30\%$ no R e I (figs. 42, 43, 44, 45), o que, somando com as outras características encontradas, confirmam a CSS0357+10 como uma *polar*. Considerando os erros, o período encontrado para essas curvas coincide com o de schwope2012, significando que a modulação acontece em escala de tempo orbital. O dados em fase (figs. 48, 49, 50, e 51) mostram que próximo à fase $\phi=0,2$, temos o mínimo na curva de luz e o máximo na polarização, já próximo a $\phi=0,6$ acontece o inverso. A CSS0357+10 também apresenta uma fração considerável de luz linearmente polarizada, com valores em média entre 10% e 15%, e picos que alcança aproximadamente 25% no filtro V, que se encontra $\phi=0,6$, corroborando com a análise anterior, e que muito provavelmente é intrínseco ao sistema, já que nossa medida de polarização do campo não mostrou nenhuma evidência de uma polarização relevante originada no meio interestelar.

A média móvel na figura das curvas de polarização circular pra cada filtro (Fig. 52), mostra que não há grandes diferenças na forma das curvas de polarização circular dos dois filtros, mesmo que seja necessário uma quantidade maior de dados no filtro V e I para afirmar isso com total certeza. Como não há troca de sinal da polarização, é possível que a região de emissão esteja sempre visível, e que a acreção aconteça apenas em um polo. Percebe-se também uma variação considerável na forma da curva de polarização de um ciclo orbital para o seguinte, indicando uma rápida variação no fluxo de acreção.

A curva de luz mostra uma modulação $\approx 0,75$ mag, associada ao período orbital. Variações mais rápidas e de menor amplitude também podem ser vistas, mas uma busca por períodos nos resíduos após a subtração do período orbital (*pré-whitening*) não revelou nenhum período significativo secundário. Além disso, possivelmente a forma de curva de luz variou no período decorrido entre observações realizadas por [Schwope e Thinius \(2012\)](#) em 2009/2010 e nossas observações de 2019. Enquanto que na curva publicada por S&T temos uma subida gradual seguida de uma queda abrupta e bem marcada, nas nossas curvas de luz a subida e a descida são igualmente lentas, seguidas de um trecho relativamente plano que dura das fases $\phi=0,0$ até $\phi=0,4$ e que é inexistente na curva de S&T. Dado que nossas curvas de luz foram obtidas em 3 filtros diferentes (V, R e I), mas que mesmo assim apresentam a mesma forma geral, concluímos que a variação observada entre 2009 e 2019 não deve ser causada por diferenças de filtros.

Realizamos buscas por períodos em todos os nossos dados e, considerando as incertezas, todos os resultados concordam entre si. S&T determinaram o período através da regressão linear aplicada a instantes de um ponto de fase fiducial (ponto médio da queda abrupta) da curva de luz, e não através de análise de Fourier como nós fizemos. Devido à mudança na forma da curva de luz entre 2009 e 2019 citada acima, não nos foi possível identificar sem ambiguidade o mesmo ponto fiducial na curva de luz para aplicar a mesmo método aos nossos dados. Ainda assim, graças à combinação dos dados de S&T com nossos dados OPD, cobrindo um intervalo total de quase 10 anos, nossa análise de Fourier foi capaz de refinar o período orbital publicado. Para isso, o uso dos dados TESS foi fundamental para a seleção do pico mais provável dentre os vários *aliases* de 9 anos presentes no periodograma. O resumo dos períodos encontrados estão na tabela 14, e a efeméride final está na equação 5.1.

$$BJD(T_0) = 2455155,3658(4) + E \times 0,0791810(8) \quad (5.1)$$

O espectro em raios-X de 2 a 10 Kev da CSS0357+10 foi gentilmente extraído pelo nosso colaborador Dr. Paulo Eduardo Stecchini a partir do banco de dados do satélite XMM-Newton. Nestes dados, o objeto encontra-se bastante fraco, e devido às baixas contagens de fótons de raios -X, o espectro resultou muito ruidoso. O fluxo em raios-X da fonte, limitado a um espectro de lei de potência, foi integrado no intervalo entre 2 e 10 keV utilizando o *software X-Spec*, resultando em um fluxo de $4,3964 \times 10^{-15}$ ergs cm^{-2} s^{-1} . Com esse resultado, e utilizando a distância Gaia estimada de 771,2 pc por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), calculamos uma luminosidade em raios-X de $L_X = 3,13 \times 10^{29}$ ergs s^{-1} . A luminosidade em raios-x nessa faixa de energia no momento medido é baixa se comparada com algumas outras polares, como por exemplo a V348 PAV que possui $L_X = 1,5 \times 10^{31}$ ergs s^{-1} , dados de [Oliveira et al. \(2019\)](#), ou a J000511.8+634018 com $L_X = 1,5 \times 10^{32}$ ergs s^{-1} medida por [Schwope et al. \(2020\)](#), apesar de que isso pode mudar, sendo

todos esses, objetos bem variáveis.

Em suma, podemos confirmar que o sistema CSS0357+10 é uma mVC do tipo *polar* não eclipsante com um período de 114,02 minutos. Essa conclusão vem respaldada principalmente pela alta fração de luz circularmente polarizada com modulação associada ao período orbital, somada ao espectro típico de uma *polar*, e da detecção de emissões de raios-X pelo XMM-Newton.

Variáveis Cataclísmicas magnéticas, e dentre elas as polares, são objetos relativamente raros, e um aumento na amostra conhecida é desejável para respondermos a inúmeras questões ainda em aberto acerca destes objetos. Dentre estas questões temos a possível conexão evolutiva entre as IPs (de longo período, acima do *períod gap* das VCs) e as polares (que estão abaixo do *gap*), o efeito dos fortes campos magnéticos das polares no mecanismo de freamento magnético que promove esta evolução das VCs, como esse cenário evolutivo pode lidar com a recente identificação da classe das IPs de curto período, e o entendimento das causas dos estados de baixa acreção e baixa luminosidade nas polares.

A classificação de um objeto como uma polar não é trivial, dado que geralmente o uso de uma única técnica observacional é insuficiente para efetivar essa classificação. Nosso interesse neste objeto iniciou em [Oliveira et al. \(2017\)](#), quando selecionamos este alvo como candidata a polar a ser estudada em mais detalhes. No presente trabalho utilizamos diversas técnicas observacionais (espectroscopia, fotometria terrestre e a partir do espaço, polarimetria) para determinar definitivamente que a CSS0357+10 é, de fato, uma polar. Insere-se, portanto, em nosso esforço para aumentar a amostra de polares bem conhecidas.

Como perspectivas posteriores ao mestrado, e dando prosseguimento ao estudo da CSS0357+10, pretendemos redigir e submeter a um periódico Qualis Capes nível A2 um artigo com os resultados deste trabalho, e para um futuro trabalho de doutorado realizar a modelagem dos dados de polarimetria e fotometria através do código CYCLOPS (Costa e Rodrigues, 2009) ([Costa; Rodrigues, 2009](#)). O CYCLOPS é um código que reproduz a emissão ciclôtrônica que se origina na região pós-choque das mVCs, baseado na solução do transporte radiativo na região emissora, fornecendo parâmetros físicos e geométricos do sistema.

Referências

- BAILER-JONES *et al.* Estimating distances from parallaxes. v. geometric and photogeometric distances to 1.47 billion stars in gaia early data release 3. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 161, n. 3, p. 147, 2021.
- BAILER-JONES, C. *et al.* Estimating Distance from Parallaxes. IV. Distances to 1.33 Billion Stars in Gaia Data Release 2. , v. 156, n. 2, p. 58, ago. 2018.
- BONNAREL, F. *et al.* The ALADIN interactive sky atlas. A reference tool for identification of astronomical sources. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, v. 143, p. 33–40, abr. 2000.
- CHANMUGAM, G.; RAY, A. The rotational and orbital evolution of cataclysmic binaries containing magnetic white dwarfs. , v. 285, p. 252–257, out. 1984.
- CLEMENS, D.; TAPIA, S. Toward selection of intermediate magnitude polarization standards. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, IOP Publishing, v. 102, n. 648, p. 179, 1990.
- Costa, J. E. R.; Rodrigues, C. V. Stokes imaging of AM Her systems using 3D inhomogeneous models - I. Description of the code and an application to V834 Cen. , v. 398, p. 240–248, set. 2009.
- COYNE, G. V. *et al.* Polarized radiation of circumstellar origin. *Polarized Radiation of Circumstellar Origin*, 1988.
- CROPPER, M. The Polars. , v. 54, p. 195–295, dez. 1990.
- DRAKE, A. *et al.* Cataclysmic variables from the catalina real-time transient survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 441, n. 2, p. 1186–1200, 2014.
- DRAKE, A. J. *et al.* First Results from the Catalina Real-Time Transient Survey. , v. 696, p. 870–884, maio 2009.
- EASTMAN, J.; SIVERD, R.; GAUDI, B. S. Achieving better than 1 minute accuracy in the heliocentric and barycentric julian dates. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, IOP Publishing, v. 122, n. 894, p. 935, 2010.
- EASTMAN, J. *et al.* Achieving better than 1 minute accuracy in the heliocentric and barycentric julian dates. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, IOP Publishing, v. 122, n. 894, p. 935, 2010.
- EGGLETON, P. P. Approximations to the radii of Roche lobes. , v. 268, p. 368, maio 1983.
- FOSSATI, L. *et al.* Standard stars for linear polarization. *arXiv preprint astro-ph/0610637*, 2006.
- FRANK, J. *et al.* *Accretion power in astrophysics*. [S.l.]: Cambridge university press, 2002.

- HAKALA, P. *et al.* Record circular polarization discovered in the shortest period magnetic cataclysmic variable, re 1307+ 535. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press Oxford, UK, v. 271, n. 1, p. L41–L45, 1994.
- HELLIER, C. *Cataclysmic Variable Stars*. [S.l.: s.n.], 2001.
- Henden, A. A. *et al.* The AAVSO Photometric All-Sky Survey (APASS). In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts #214*. [S.l.: s.n.], 2009. (American Astronomical Society Meeting Abstracts, v. 214), p. 669.
- HOLOIEN, T.-S. *et al.* Asassn-14ae: a tidal disruption event at 200 mpc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 445, n. 3, p. 3263–3277, 2014.
- JAYASINGHE, T. *et al.* The asas-sn catalogue of variable stars iii: variables in the southern tess continuous viewing zone. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 485, n. 1, p. 961–971, 2019.
- KAFKA, S.; HONEYCUTT, R. High/low states in magnetic cataclysmic variables. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 130, n. 2, p. 742, 2005.
- KALOMENI, B.; PEKÜNLÜ, E. R.; YAKUT, K. Cyclotron emission from accretion plasma columns in magnetic cataclysmic variable stars. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 439, n. 3, p. 823–833, 2005.
- KNIGGE, C. The evolution of cataclysmic variables. *arXiv preprint arXiv:1108.4716*, 2011.
- KRZEMINSKI, W.; SERKOWSKI, K. Extremely high circular polarization of an ursae majoris. *The Astrophysical Journal*, v. 216, p. L45–L48, 1977.
- LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. , v. 39, p. 447–462, fev. 1976.
- LUBOW, S. H.; SHU, F. H. Gas dynamics of semidetached binaries. *The Astrophysical Journal*, v. 198, p. 383–405, 1975.
- MONET, D. The 491,848,883 sources in usno-a1. 0. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts# 188*. [S.l.: s.n.], 1996. v. 188, p. 54–04.
- Monet, D. *USNO-A2.0*. [S.l.: s.n.], 1998.
- MONET, D. *et al.* VizieR Online Data Catalog: A catalogue of astrometric standards. *VizieR Online Data Catalog*, v. 1252, 1998.
- MONET, D. G. *et al.* The USNO-B Catalog. , v. 125, p. 984–993, fev. 2003.
- MORAES, M. *Estudo estatístico de novas clássicas*. Tese (Doutorado) — Depto. de Astronomia, Instituto Astronômico e Geofísico (USP), 2006.
- NASA. *Introduction to Cataclysmic Variables (CVs)*. 2016. Disponível em: <<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/cvs/cvstext.html>><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/cvs/cvstext.html>.

- OKE, J. Faint spectrophotometric standard stars. *The Astronomical Journal*, v. 99, p. 1621–1631, 1990.
- OLIVEIRA, A. *et al.* Exploratory spectroscopy of magnetic cataclysmic variables candidates and other variable objects. ii. *ASTRONOMICAL JOURNAL*, v. 159, n. 3, 2020.
- OLIVEIRA, A. S. *et al.* Exploratory spectroscopy of magnetic cataclysmic variables candidates and other variable objects. *The Astronomical Journal*, v. 153, n. 4, p. 144, 2017. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1538-3881/153/i=4/a=144>><http://stacks.iop.org/1538-3881/153/i=4/a=144>.
- _____. Optical observations and cyclops post-shock region modelling of the polar v348 pav. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 489, n. 3, p. 4032–4042, 2019.
- PEREYRA, A. *Dust and magnetic field in dense regions of the interstellar medium*. Tese (Doutorado) — Depto. de Astronomia, Instituto Astronômico e Geofísico (USP), 2000.
- PRETORIUS, M. The space density of magnetic and non-magnetic cataclysmic variables, and implications for CV evolution. In: *The X-ray Universe 2014*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 164.
- RICKER, G. R. *et al.* Transiting exoplanet survey satellite. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, International Society for Optics and Photonics, v. 1, n. 1, p. 014003, 2014.
- RITTER, H.; KOLB, U. Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Seventh edition). , v. 404, p. 301–303, jun. 2003.
- ROCHA, J. R. V. F. *Luz polarizada e não polarizada*. 2021. Disponível em: <<https://www.preparaenem.com/quimica/luz-polarizada-nao-polarizada.htm>>.
- RODRIGUES, C. V.; CIESLINSKI, D.; STEINER, J. E. Polarimetry and spectroscopy of the polar RX J1141.3-6410. , v. 335, p. 979–984, jul. 1998.
- SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. , v. 263, p. 835–853, dez. 1982.
- SCHMIDT, G. D.; STOCKMAN, H. S. Synchronization of the magnetic Nova V1500 Cygni. , v. 371, p. 749–760, abr. 1991.
- SCHNEIDER, D. P.; YOUNG, P. The magnetic maw of 2A 0311-227. , v. 238, p. 946–954, jun. 1980.
- SCHWOPE, A.; THINIUS, B. C_{ss}091109: 035759+ 102943: A candidate polar. *Astronomische Nachrichten*, Wiley Online Library, v. 333, n. 8, p. 717–720, 2012.
- SCHWOPE, A. *et al.* Identification of 3xmm j000511. 8+ 634018 as a new polar at $\text{porb} = 133.5$ min—is it inside or outside the period gap? *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 637, p. A35, 2020.

- SILVA, K. *et al.* Mls110213: 022733+ 130617: a new eclipsing polar above the period gap. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 451, n. 4, p. 4183–4192, 2015.
- SMITH, R. C. Cataclysmic variables. *Contemporary Physics*, Taylor & Francis, v. 47, n. 6, p. 363–386, 2006.
- STELLINGWERF, R. F. Period determination using phase dispersion minimization. *The Astrophysical Journal*, v. 224, p. 953–960, 1978.
- TAPIA, S. Discovery of a magnetic compact star in the am her/3u 1809+ 50 system. In: *Bulletin of the American Astronomical Society*. [S.l.: s.n.], 1977. v. 8, p. 511.
- TAPIA, s. Vv puppis. *International Astronomical Union Circular*, v. 3054, p. 1, 1977.
- TAPIA, S. Observational characteristics of circular and linear polarization of am herculis objects as detected in the optical region. In: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS. *International Astronomical Union Colloquium*. [S.l.], 1979. v. 53, p. 329–329.
- THORSTENSEN *et al.* A trip to the cataclysmic binary zoo: detailed follow-up of 35 recently discovered systems. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 152, n. 6, p. 226, 2016.
- WARNER, B. Cataclysmic variable stars. *Cambridge Astrophysics Series*, v. 28, 1995.
- WICKRAMASINGHE, D. T.; WU, K. A New Evolutionary Model for Am-Herculis Binaries. , v. 266, p. L1, jan. 1994.
- WIKIPÉDIA, T. F. E. *Polarização Eletromagnética*. 2021. Disponível em: <https://pt.wikipedia.org/wiki/Polariza%C3%A7%C3%A3o_eletromagn%C3%A9tica>.
- Zacharias, N. *et al.* The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD). In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. [S.l.: s.n.], 2004. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 36), p. 1418.