



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO DE CIÊNCIAS FÍSICAS E MATEMÁTICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Wagner Schlindwein

Modelando erupções em novas-anãs como eventos de transferência de matéria

Florianópolis
2021

Wagner Schlindwein

Modelando erupções em novas-anãs como eventos de transferência de matéria

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do título de doutor em física. Orientador: Prof. Dr. Raymundo Baptista.

Florianópolis
2021

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Schлиндwein, Wagner

Modelando erupções em novas-anãs como eventos de
transferência de matéria / Wagner Schлиндwein ;
orientador, Raymundo Baptista, 2021.

164 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas,
Programa de Pós-Graduação em Física, Florianópolis, 2021.

Inclui referências.

1. Física. 2. Astrofísica. 3. Variáveis Cataclísmicas. 4.
Simulações de discos de acréscimo. 5. EX Draconis e YZ
Leonis Minoris. I. Baptista, Raymundo. II. Universidade
Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em
Física. III. Título.

Wagner Schlindwein

Modelando erupções em novas-anãs como eventos de transferência de matéria

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof^a. Dr^a. Cláudia Vilega Rodrigues
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Prof. Dr. Alex Cavaliéri Carciofi
Universidade de São Paulo

Prof. Dr. Roberto Kalbusch Saito
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. Bernardo Walmott Borges
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. André Luiz de Amorim
Universidade Federal de Santa Catarina

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de doutor em física.

Coordenação do Programa de
Pós-Graduação

Prof. Dr. Raymundo Baptista.
Orientador

Florianópolis, 2021.

Aos meus pais, Mario e Sueli.
Meu irmão Anderson.
Minha sobrinha Adrielly.

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais, Mario Schlindwein e Sueli Aparecida Pradella Schlindwein, por todo o apoio que me deram durante a minha vida, me ajudando na minha educação, a superar os momentos difíceis, e tantos outros momentos de alegria.

Ao meu irmão Anderson, pelo apoio, e a fanática torcida pelo Brusque FC.

A minha sobrinha Adrielly, que gosta tanto de Saturno.

Ao colégio onde estudei, Escola de Educação Básica João Hassmann, onde fiz grandes amigos, e todo o corpo de funcionários, que aqui representarei como um agradecimento para os professores Argeu e Ilse.

Ao professor Raymundo Baptista, que nesses 10.5 anos (3 de iniciação científica, 2 de mestrado e 4.5 de doutorado) me ajudou a crescer academicamente, demonstrando paciência e sabedoria em suas orientações.

Aos companheiros de pesquisa, que dividiram tantos seminários do Prof. Raymundo, e deram suporte nas horas difíceis.

À todo o GAS/UFSC, que deram apoio em diversos assuntos.

À UFSC, por toda sua estrutura, professores, funcionários e alunos. Um abraço especial aos meus professores e colegas.

Aos meus amigos, Antônio e Leandro, que possibilitaram momentos de alegrias, e de suas benditas ajudas na hora das listas de exercícios. Não podia de esquecer dos eventos *Pizza Day*, que nos alegravam e enchiam a barriga.

Também, a todas as outras pessoas que passaram na minha vida, tanto as boas (que mostraram o caminho a seguir) e as ruins (que serviram de exemplos a não serem seguidos).

À *The Pokémon Company*, pela criação da franquia que eu mais adoro, desde os animes que animavam a minha infância, aos jogos portáteis que me distraíram nas entediadas viagens de ônibus.

RESUMO

Em novas-anãs, uma estrela de tipo tardio transfere matéria para uma companheira anã branca através de um disco de acreção. Novas-anãs sofrem erupções recorrentes em escalas de tempo de dias-meses, nas quais o disco de acreção aumenta de brilho por fatores 20-100. Dois modelos competem pela explicação das causas dessas erupções. O modelo de instabilidade no disco (DIM) atribui as erupções a uma instabilidade termo-viscosa no disco que o faz transicionar de forma cíclica entre um estado frio e de baixa viscosidade (quiescência) e um estado quente e de alta viscosidade (erupção). Já o modelo de instabilidade na taxa de transferência de matéria (MTIM), atribui as erupções à resposta de um disco com viscosidade constante (e alta) a aumentos súbitos na taxa de transferência de matéria da secundária.

Essa tese visa ampliar o espaço de parâmetros do MTIM investigando a resposta de um disco viscoso a pulsos de transferência de matéria com vários formatos e com diferentes perfis radiais para o parâmetro de viscosidade α . A partir dos resultados das simulações, são obtidas a evolução temporal da distribuição radial de temperatura do disco e da luminosidade do disco em bandas fotométricas de interesse, para comparação direta com as observações em experimentos de imageamento indireto de discos de novas-anãs ao longo de uma erupção. Queremos verificar se existem combinações de parâmetros do modelo que expliquem bem as erupções em novas-anãs.

São reportados os resultados do desenvolvimento de um programa de simulações da resposta de discos de acreção a pulsos de matéria aumentada, no contexto do MTIM. Obtivemos a primeira modelagem de erupções em novas-anãs usando o χ^2 para selecionar, em um grid de simulações, a combinação de parâmetros de melhor ajuste às observações da nova-anã EX Draconis. O modelo de melhor ajuste reproduz satisfatoriamente tanto as variações de brilho quanto as de raio ao longo de um ciclo de erupção. Também modelamos o declínio da erupção da AM CVn eruptiva YZ Leonis Minoris como um evento MTIM, inferindo um parâmetro de viscosidade $\alpha = 1.5$, e ajustamos a distribuição radial de temperatura do modelo às observações para estimar a taxa de transferência de matéria em quiescência.

Palavras-chave: Disco de acreção. Erupções em novas-anãs. Simulações.

ABSTRACT

In dwarf novae, a late-type star transfers matter to a white dwarf companion through an accretion disc. Dwarf novae show recurrent outbursts at days-months timescales, in which the accretion disc increases in brightness by factors 20-100. Two models compete for the explanation of the causes of these outbursts. The disc instability model (DIM) explains the outbursts in terms of a thermal-viscous instability in the disc which causes it to cyclically transition between a cold and low viscosity state (quiescence) and a hot and high viscosity state (outburst). On the other hand, the mass transfer instability model (MTIM) explains the outbursts in terms of the response of a disc with constant (and high) viscosity to sudden increases in the mass transfer rate from the secondary.

This thesis aims to expand the parameter space of the MTIM by investigating the response of a viscous disc to mass transfer pulses with various shapes and with different radial profiles for the viscosity parameter α . From the results of the simulations, the time evolution of the disc's radial temperature distribution and luminosity in photometric bands of interest are obtained, for direct comparison with the observations in experiments of indirect imaging of dwarf nova discs along an outbursts. We want to check whether there are combinations of model parameters which satisfactorily explain dwarf nova outbursts.

We report the results of the development of a program to simulate the response of accretion discs to pulses of enhanced mass transfer, in the context of the MTIM. We obtain the first modeling of a dwarf nova outburst by using χ^2 to select, from a grid of simulations, the best-fit parameters to the observations of the dwarf nova EX Draconis. The best-fit model satisfactorily reproduces the observed time evolution of the brightness and the changes in outer disc radius along the outburst cycle. We also modeled the outburst decline of the eruptive AM CVn type object YZ Leonis Minoris as an MTIM event, finding a viscosity parameter of $\alpha = 1.5$, and we fitted a model radial temperature distribution to the observations to estimate the quiescence mass transfer rate.

Keywords: Accretion disc. Dwarf nova outbursts. Simulations.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Diagrama esquemático da formação de um disco de acréscimo, adaptado de Verbunt (1982).	28
Figura 2 – Representação artística de uma variável cataclísmica, com suas principais componentes: Disco de acréscimo, trajetória balística, secundária, anã branca no centro do disco e o <i>bright spot</i> . Adaptado de Coel Hellier (2001).	29
Figura 3 – Curva de luz histórica de Z Cam onde podemos ver as erupções e os <i>standstills</i> desse objeto. Compilado pela <i>American Association of Variable Star Observers</i> (AAVSO).	31
Figura 4 – Curva de luz histórica de VW Hyi. Podemos notar a presença das erupções e supererupções em seus dados. Compilado pela <i>Royal Astronomical Society of New Zealand</i>	32
Figura 5 – Curva de luz histórica de U Gem onde podemos observar que esse sistema não apresenta supererupções ou <i>standstills</i> . Compilado pela <i>American Association of Variable Star Observers</i> (AAVSO).	32
Figura 6 – Projeção bidimensional no plano (x, y) dos contornos das superfícies equipotenciais de Roche. Adaptado de Frank <i>et al.</i> (2002).	34
Figura 7 – Um anel de matéria de massa m colocado em uma órbita kepleriana em $R = R_0$ se espalha sob a ação de torques viscosos. A densidade superficial Σ , dada pela Eq. 14, é mostrada como uma função de $x = R/R_0$ e a variável de tempo adimensional $\tau = 12\nu t R_0^{-2}$, com $\nu = const.$	39
Figura 8 – Soluções para a densidade superficial de matéria (a), a escala de altura (b), a densidade (c) e a temperatura central (d) num disco de Shakura-Sunyaev em função do raio, onde assumimos alguns valores típicos para VCs.	49
Figura 9 – Soluções para a profundidade óptica (a), o coeficiente de viscosidade cinética (b) e a velocidade radial de deriva (c) num disco de Shakura-Sunyaev em função do raio.	50
Figura 10 – Os espectros contínuos F_ν de um disco de acréscimo estacionário opticamente espesso emitindo localmente como um corpo negro, para discos com diferentes razões R_{out}/R_{in} . Para anãs brancas e estrelas de nêutrons não-magnéticas $R_{in} = R_*$, enquanto para objetos magnéticos $R_{in} =$ raio da magnetosfera. A frequência é normalizada em $k_b T_{out}/h$ onde $T_{out} = T(R_{out})$	52

Figura 11 – Ajuste de $E_3(\tau)$. A função e os valores dos parâmetros livres ajustados são mostrados no corpo da figura. <i>Painel superior</i> : Soluções numéricas de $E_3(\tau)$ obtidas através do Mathematica (cruzes azuis) e a curva de melhor ajuste à essas soluções (curva vermelha). <i>Painel inferior</i> : Resíduos das soluções numéricas em relação ao melhor ajuste multiplicados por 100.	54
Figura 12 – Diagrama simplificado dos níveis de energia para o hidrogênio mostrando o número quântico (n), energia de ligação (E) e o potencial de excitação (χ) em eV para os primeiros quatros níveis e contínuo. Transições do nível ligado para o contínuo compreendem as absorções ligado-livre. Adaptado de Gray (2005).	56
Figura 13 – Coeficiente de absorção do íon H^- . Os dados calculados por Wishart (1979) são plotados como cruzes pretas enquanto a curva vermelha representa o ajuste polinomial da Eq. 78.	60
Figura 14 – Coeficiente de absorção f-f do íon H^- . Os dados calculados por Bell e Berrington (1987) são plotados como símbolos para diferentes temperaturas enquanto as curvas sólidas representam o ajuste polinomial da Eq. 81.	61
Figura 15 – Coeficiente de absorção da molécula de H_2^+ . Os dados calculados por Bates (1952) são plotados como símbolos para diferentes temperaturas enquanto as curvas sólidas representam o ajuste polinomial da Eq. 83.	63
Figura 16 – Coeficiente de absorção f-f do íon He^- . Os dados calculados por John (1994) são plotados como símbolos para diferentes temperaturas enquanto as curvas sólidas representam o ajuste polinomial da Eq. 87.	65
Figura 17 – Exemplo de absorção por metais no ultravioleta baseado no trabalho de Travis e Matsushima (1968). Nota-se que a absorção por metais só se torna dominante em relação à contribuição pelo íon de H^- para $\lambda < 2500 \text{ \AA}$. Adaptado de Gray (2005).	66
Figura 18 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 5143 K. A absorção dominante é dada pelo íon H_{bf}^- . A curva sólida preta representa o κ_ν total, e as curvas tracejadas representam as componentes do H (vermelho), H_{bf}^- (verde), H_{ff}^- (magenta), H_2^+ (azul) e He_{ff}^- (ciano). As contribuições das demais componentes são muito pequenas para aparecer no gráfico.	70

Figura 19 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 6429 K. A absorção dominante é dada pelas duas componentes do íon H^- . A notação é a mesma da Fig. 18.	71
Figura 20 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 7715 K. Aqui a absorção do íon H^- está caindo em comparação com os casos mais frios, enquanto o hidrogênio neutro está crescendo com o incremento da temperatura. A notação é a mesma da Fig. 18.	72
Figura 21 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 11572 K. A absorção é agora dominada pelas componentes do hidrogênio neutro. Note o grande aumento da escala absoluta em comparação com as figuras anteriores. A notação é a mesma da Fig. 18.	73
Figura 22 – Magnitude absoluta no visível do disco versus taxa de transferência de matéria, visto sobre três inclinações $\cos i = \mu$. As linha sólidas correspondem aos discos com uma cromosfera extrema ($n = 1$), e as linhas tracejadas correspondem aos discos sem uma cromosfera ($n = 0$). Curvas para o filtro ultravioleta são plotados para comparação, elas estão deslocadas verticalmente em +4 mag. A linha tracejada superior mostra a magnitude total bolométrica do disco e da <i>boundary layer</i> . Retirado de Schwarzenberg-Czerny (1981).	74
Figura 23 – Curvas de opacidades radiativas obtidas pelo LANL usando a mistura King IVa ($X = 0.7$, $Y = 0.28$ e $Z = 0.02$). A mistura de metais que compõe Z corresponde àquela vista na atmosfera solar. O material para essa figura vem das tabulações de Cox e Tabor (1976). A linha tracejada mostra a curva de semi-ionização para hidrogênio puro. Adaptado de Hansen <i>et al.</i> (2004).	75
Figura 24 – Essas são as opacidades radiativas para a mistura rica em hélio de Aizenman IV ($X = 0.00$, $Y = 0.97$ e $Z = 0.03$) de Cox e Tabor (1976). Também é mostrado como uma linha tracejada a opacidade condutiva para $\rho = 10^4 \text{ g/cm}^3$. Adaptado de Hansen <i>et al.</i> (2004).	75
Figura 25 – Temperatura versus distância radial em discos de acréscimo para diferentes taxas de acréscimo. Os valores de $\log \dot{M}$ (g/s) são indicados na figura. As curvas sólidas indicam as temperaturas obtidas pelo método descrito nessa seção (Eq. 60), enquanto as linhas tracejadas indicam as temperaturas aproximando-se a emissão local por um corpo negro (Eq. 53).	77

Figura 26 – Espectros do contínuo para discos com diferentes taxas de acréscimo (νF_ν em erg/s/sterad, ν em eV e λ em Å). Os valores de $\log \dot{M}$ (g/s) são indicados na figura. As curvas sólidas indicam espectros obtidos com o modelo dessa seção (Eq. 60), enquanto as linhas tracejadas indicam os correspondentes espectros assumindo emissão de corpo negro (Eq. 53).	78
Figura 27 – Influência da inclinação do disco nos espectros do contínuo observados. Os valores dos ângulos de inclinação são indicados na figura. A notação é a mesma da Fig. 26.	79
Figura 28 – Espectro espacialmente resolvido do disco de acréscimo de UX UMa. Adaptado de Baptista <i>et al.</i> (1998b).	80
Figura 29 – Curvas de luz do sistema eclipsante OY Car em quiescência, na subida e durante o máximo da erupção. Os três conjuntos de dados foram coletados em noites diferentes. Adaptado de Rutten <i>et al.</i> (1992).	81
Figura 30 – Os eclipses da Fig. 29 empilhados da quiescência (inferior) ao estado mais brilhante (superior). O perfil do eclipse em quiescência é dominado por uma WD e um <i>bright spot</i> brilhantes (cuja ocultação é indicada pelas duas quedas/subidas abruptas de brilho visíveis no ingresso/egresso), enquanto que em erupção, o aumento de brilho do disco ofusca as demais fontes de luz, de modo que o eclipse tem um perfil suave dominado apenas pela ocultação progressiva do disco. Adaptado de Rutten <i>et al.</i> (1992).	83
Figura 31 – Diagrama S que descreve o <i>ciclo limite</i> das erupções de novas-anãs pelo DIM, adaptado de Smak (1984).	84
Figura 32 – A evolução da densidade superficial, e conseqüentemente, a propagação da onda de aquecimento ao longo do disco. Simulações realizadas por Mineshige e Osaki (1985). Os parâmetros de entrada são $\alpha_C = 0.032$, $\alpha_H = 0.1$, $\dot{M}_2 = 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $M_1 = 1 M_\odot$, e $R_{\text{out}} = 10^{10.3} \text{ cm}$. Os números de 1 a 7 indicam a seqüência de evolução temporal, com a curva '1' representando o estado inicial do disco em quiescência ($t = 0$), e as seis curvas subseqüente são para t (em dias) = 0.39, 0.65, 0.79, 0.89, e 1.08. As duas linhas tracejadas mostram Σ_{max} e Σ_{min} . Adaptado de Cannizzo (1993).	85

- Figura 33 – A evolução da densidade superficial durante o decaimento da erupção, e conseqüentemente, a propagação da onda de resfriamento pelo disco. Simulações realizadas por Mineshige e Osaki (1985). Os parâmetros são os mesmos da Fig. 32. A curva 1 representa o estado do disco com $t = 0$, e as seis curvas subseqüente são para t (em dias) = 2.9, 8.4, 9.9, 11.4, 12.6, e 13.4. Adaptado de Cannizzo (1993). 86
- Figura 34 – Curva S resultante de uma série de cálculos da estrutura vertical para $\alpha = 1/14$, $M_1 = 1 M_\odot$ e $r = 10^{10}$ cm obtidos por Meyer e Meyer-Hofmeister (1981). Adaptado de Cannizzo (1993). 87
- Figura 35 – *Painel superior*: a curva de luz da nova-anã do tipo U Gem SS Cyg. A figura mostra a média diária de magnitude V em função do dia Juliano. Dados da AAVSO. *Painéis inferiores*: Curvas de luz DIM calculadas para um disco de acrecimento em torno de uma WD de $1.2 M_\odot$, $\dot{M}_2 = 6.35 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$, $\alpha_C = 0.02$, $\alpha_H = 0.1$, e raio interno $R_{in} = 5 \times 10^8$ cm. No painel inferior, o raio externo do disco é fixado em $R_{out} = 4 \times 10^{10}$ cm; no painel superior, o raio externo do disco varia em torno de um valor médio de 4×10^{10} cm. Simulações realizadas por Hameury *et al.* (1998). Adaptado de Lasota (2001). 88
- Figura 36 – A curva $\Sigma - T_{eff}$ quando α é assumido como tendo valores diferentes (constantes) nos ramos superior e inferior. As curvas tracejadas correspondem a α constante, $\alpha = \alpha_H$ (esquerda) e $\alpha = \alpha_C$ (direita). Adaptado de Lasota (2001). 89
- Figura 37 – Resultados do mapeamento por eclipse 3D para as curvas de luz de OY Car para dois estados de brilhos distintos, alto (painéis à esquerda) e baixo (painéis à direita). *Painéis inferiores*: Curvas de luz de OY Car (pontos vermelhos) e os correspondentes modelos de melhor ajuste do mapeamento 3D (linhas pretas). *Painéis centrais*: Correspondentes mapas de eclipse em escala de tons de cinza. A linha tracejada externa é o lobo de Roche, a linha tracejada interna é raio do disco de acrecimento, e a linha tracejada curvilínea é a trajetória balística do fluxo de acrecimento a partir de L_1 . Regiões dentro das linhas de contorno vermelho/azul estão acima de 3 e 5 σ de significância estatística, respectivamente. *Painéis superiores*: Distribuição de brilho na borda do disco (curvas azuis); as linhas tracejadas vermelhas representam o limite de 1 σ das distribuições. A linha pontilhada indica a posição azimutal do *bright spot* medida pela intersecção da trajetória balística do gás com a borda do disco. Retirado de Schindwein (2017). 90

Figura 38 – Variações da cor ao longo de duas erupções de SS Cyg; dados extraídos da AAVSO. O código de cores representa o tempo relativo ao pico da erupção. As setas mostram a direção da evolução temporal do diagrama. Adaptado de Hameury <i>et al.</i> (2020).	91
Figura 39 – Variação da luminosidade na banda V para cada componente em SS Cyg no caso onde o disco interno não é truncado. As curvas representam o disco de acréscimo (azul), a secundária (vermelho), o <i>bright spot</i> (magenta), e a anã branca (verde). A luminosidade total é mostrada em preto. Adaptado de Hameury <i>et al.</i> (2020).	92
Figura 40 – As variações de cor prevista pelo modelo para os parâmetros correspondente de SS Cyg. A curva azul mostra o caso onde o disco interno é truncado, enquanto a curva vermelha o disco se estende até a superfície da anã branca. Para melhor claridade, $B - V$ foi incrementado em 0.02 mag no caso truncado, assim as curva azul e vermelha não ficam sobrepostas durante o declínio. Os pontos cinza são os dados observacionais (Fig. 38). Adaptado de Hameury <i>et al.</i> (2020).	93
Figura 41 – Distribuições radiais de temperatura para os mapas do disco de acréscimo de V4140 Sgr em erupção (quadrado fechado, vermelho), declínio (cruzes, verde) e quiescência (quadrado aberto, preto). Linhas tracejadas mostram os limites de 1σ nas temperaturas médias. As linhas pontilhadas correspondem aos modelos de discos estacionários opticamente espessos para taxas de transferência de matéria de 10^{-10} , $10^{-10.5}$, e $10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, respectivamente, de cima para baixo. As linhas pontilhadas-tracejadas mostram as temperaturas críticas $T_{\text{crit}2}$ (acima da qual o gás do disco deve permanecer enquanto está em erupção) e $T_{\text{crit}1}$ (abaixo da qual deve permanecer em quiescência), de acordo com o DIM (por exemplo, WARNER, 1995). As distribuições são mostradas para as distâncias assumidas de 260 (superior) e 170 pc (inferior). Adaptado de Baptista <i>et al.</i> (2016). . .	95
Figura 42 – Simulações de uma erupção pelo MTIM. Em (a) vemos a evolução radial da densidade superficial Σ (eixo vertical) com o tempo, enquanto (b) mostra a evolução da temperatura no plano central do disco com o pulso de \dot{M}_2 . Em ambos os painéis o evento de variação na taxa de transferência de matéria que gera a erupção corresponde ao pico pronunciado. Adaptado de Bath e Pringle (1981).	96

Figura 43 – <i>Painel superior</i> : A taxa de transferência de matéria em função do tempo para as bordas externa (linha sólida) e interna (linha tracejada) do disco. <i>Painel inferior</i> : O raio externo do disco em função do tempo (linha sólida). O raio do disco em quiescência R_q , o raio de equilíbrio R_0 na taxa de transferência de matéria do pulso, e o raio do momento angular R_h são mostrados como linhas tracejadas. A duração do pulso de transferência de matéria é 10^5 s. Adaptado de Livio e Verbunt (1988).	100
Figura 44 – Análogo à Fig. 43, mas para uma duração do pulso de transferência de matéria de 10^6 s. Adaptado de Livio e Verbunt (1988).	101
Figura 45 – Evolução temporal do disco de acréscimo conforme o MTIM para parâmetros apropriados de U Gem. <i>Painel superior</i> : A luminosidade do disco em função do tempo (em unidade de dias). <i>Painel intermediário</i> : O raio do disco em unidade da separação orbital a . <i>Painel inferior</i> : A taxa de transferência de matéria em linha sólida e a taxa de acréscimo de matéria sobre a primária em linha pontilhada. O pulso de matéria aumentada tem duração de 10^5 s. Adaptado de Ichikawa e Osaki (1992).	103
Figura 46 – Análogo à Fig. 45, mas para uma duração do pulso aumentado de matéria de 10^6 s. Adaptado de Ichikawa e Osaki (1992).	104
Figura 47 – Ilustração da montagem esquemática feita em nossas simulações. .	106
Figura 48 – Teste da eficiência da viscosidade em nossas simulações. As curvas sólidas representam as soluções obtidas através das nossas simulações, enquanto as curvas tracejadas são as soluções analíticas obtidas por Pringle (1981) (Eq. 14). Os instantes τ são os mesmos da Fig. 7.	113
Figura 49 – Evolução temporal do disco de acréscimo de U Gem obtida a partir das nossas simulações para um pulso de matéria aumentada de 10^6 s. Os painéis são análogo à Fig. 45.	114
Figura 50 – Evolução temporal da densidade superficial obtida a partir das nossas simulações. O tempo correspondente a cada curva é indicado na legenda da figura. A linha pontilhada indica a posição do raio de circularização.	115
Figura 51 – Evolução temporal da temperatura efetiva obtida a partir das nossas simulações. O tempo correspondente a cada curva é indicado na legenda da figura. A linha pontilhada indica a posição do raio de circularização.	116

Figura 52 – Evolução temporal do disco de acréscimo com α variável ($n = -1$). Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	118
Figura 53 – Evolução temporal do disco de acréscimo com α variável ($n = 1$). Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	119
Figura 54 – Evolução temporal do disco de acréscimo com ν constante. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	120
Figura 55 – Evolução temporal do disco de acréscimo com $\alpha = 5$. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	121
Figura 56 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um pulso raiz. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	122
Figura 57 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um pulso gaussiano. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	123
Figura 58 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um pulso quadrigaussiano. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	124
Figura 59 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um depósito gaussiano. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.	125
Figura 60 – Altura (painel superior), largura (painel central), e velocidade (painel inferior) do jorro de acréscimo tirado de Lubow e Shu (1975, 1976) como função da distância normalizada R/a e R/R_{L1} para uma ampla faixa de valores de q . Também são mostrados os ajustes. Retirado de Hessman (1999).	126
Figura 61 – Comparação das densidades centrais do disco fino estacionário (linhas sólidas) e do jorro (linhas tracejadas) para dois valores de \dot{M}_2 usando os parâmetros de U Gem. As linhas pontilhadas indicam a posição do R_c , do R_d , e de 90% de R_d . As linhas verdes indicam os valores obtidos pela Eq. 144, enquanto para as linhas azuis foi aplicado um fator de escalonamento 13.5 para que a intersecção entre as densidades do disco e do jorro coincidissem com a posição correspondente a 90% do raio.	127

Figura 62 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um depósito variável. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2. No painel central, as curvas verde e vermelha correspondem a R_C e a R_J , respectivamente.	128
Figura 63 – Evolução temporal da magnitude V do disco de acréscimo. A emissão local do disco é feita através de um corpo negro (azul) ou atmosfera cinza (vermelho).	129
Figura 64 – Evolução temporal da temperatura efetiva. A emissão local do disco é feita através de um corpo negro (linhas tracejadas) ou atmosfera cinza (linhas sólidas). Análoga à Fig. 51.	130
Figura 65 – Curva de luz no visível de EX Dra durante o período de setembro de 1995 até janeiro de 1996, construída a partir das observações feitas pela AAVSO (cruzes) e VSNET (quadrados abertos). As setas indicam o limite superior da magnitude visível. Linhas pontilhadas verticais marcam as épocas das observações de Baptista <i>et al.</i> (2000). Magnitudes fora do eclipse na banda R a partir desse dados são mostrados como círculos cheios para fins ilustrativos. Adaptado de Baptista <i>et al.</i> (2000).	132
Figura 66 – Superposição das curvas de luz de erupções no visível de EX Dra, construída a partir de observações feitas pela AAVSO e pela VSNET. O eixo x é o tempo relativo ao início da erupção. Cruzes indicam as medidas de erupções na época das observações de Baptista e Catalán (2001), enquanto os pequenos pontos são medidas de erupções em outras épocas. Os pontos com barras de erros azuis são o resultado da aplicação de um filtro de mediana a esse conjunto de dados. Magnitudes fora do eclipse na banda R das observações de Baptista <i>et al.</i> (2000) são mostradas como círculos preenchidos juntamente com suas incertezas.	133
Figura 67 – Simulação de melhor ajuste para o caso de emissão local por corpo negro. Os parâmetros de entrada dessa simulação é mostrada no corpo da figura juntamente com o valor do χ^2 do ajuste. <i>Painel superior:</i> Os pontos com barras de erro são os mesmo da Fig. 66. As linhas sólidas são as magnitudes nas banda V (verde) e R (preto) do disco de acréscimo simulado. <i>Painéis inferiores:</i> Mostram os resíduos do ajuste.	135
Figura 68 – Simulação de melhor ajuste para o caso de emissão local por atmosfera cinza. Análoga à Fig. 67.	136

Figura 69 – Comparação da variação do raio externo do disco das nossas simulações com o resultados observacionais de Baptista e Catalán (2001). Os pontos com barra de erro são as medidas de Baptista e Catalán (2001), enquanto as linhas vermelhas e azuis representam o caso de emissão local por corpo negro e atmosfera cinza, respectivamente – sendo a linha sólida o raio externo do disco e a linha tracejada o raio de penetração do jorro. As linhas tracejada e pontilhada preta marcam o valor do raio de circularização e o raio mínimo de Lubow e Shu (1975), respectivamente.	137
Figura 70 – Curvas de luz obtidas em 30 e 31 de março de 2009 – 1 e 2 d depois de uma erupção YZ LMi ter sido detectada, respectivamente. Os dados estão plotados em unidades do fluxo fora do eclipse em quiescência. A linha sólida é o modelo ajustado para a quiescência por Copperwheat <i>et al.</i> (2011) com o <i>superhump</i> subtraído. Um deslocamento vertical foi aplicado à curva em quiescência para melhor comparação. Adaptado de Copperwheat <i>et al.</i> (2011).	139
Figura 71 – Ajuste do parâmetro viscoso α para o declínio da erupção descrita por Copperwheat <i>et al.</i> (2011). A linha vermelha representa a simulação com $\alpha = 1.5$. As linhas tracejadas marcam os valores de fluxo e de tempo significativos.	141
Figura 72 – Distribuições radiais de temperatura de brilho para o tudo (verde), jorro (azul) e do disco (vermelho) para uma distância assumida de 815 pc. Distribuições de temperatura efetiva para um disco fino estacionário com taxa de acréscimo de matéria de $10^{14.5}$ g/s e $10^{15.5}$ g/s são mostrados como linhas tracejadas. O resultado de duas simulações são mostrados em magenta (modelo 1) e ciano (modelo 2) para comparação.	142
Figura 73 – Variação da taxa de transferência de matéria (\dot{M}_2), da temperatura da anã branca (T_{WD}), do fluxo do disco (F_d) e do raio do disco de acréscimo (R_d) versus o tempo desde à última erupção. Os pontos vermelho com barras de erro são a nossas medidas, e a curva tracejada verde é o ajuste dado pela função mostrada no corpo da figura. A linha tracejada azul no painel d representa o valor de \dot{M}_2 crítico segundo o DIM.	145

Figura 74 – Evolução da distribuição radial de temperatura de brilho ao longo da erupção de julho de 2000, assumindo distâncias de 146 pc (esquerda) e 92 pc (direita) para a binária. Modelos de disco fino estacionário para $\dot{M} = 10^{-9}$, 10^{-10} , e $10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ são plotados como linhas pontilhadas para comparação. Uma linha tracejada-pontilhada marca a temperatura crítica acima da qual o gás deve permanecer em um regime de acréscimo de matéria alta e estável de acordo com o DIM. Adaptado de Baptista *et al.* (2007). 147

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Composição química solar.	68
Tabela 2 – Funções de partição, $\log u(\Theta)$	69
Tabela 3 – Ingredientes adicionais no DIM para várias classes de sistemas transientes.	92
Tabela 4 – Os parâmetros binários de Ex Dra.	131
Tabela 5 – Parâmetros orbitais de YZ LMi obtidos por Copperwheat <i>et al.</i> (2011) para as diferentes bandas observadas com a ULTRACAM.	139
Tabela 6 – Os parâmetros binários calculados para OY Car.	144
Tabela 7 – Os parâmetros binários de V4140 Sgr.	146
Tabela 8 – Os parâmetros binários de V2051 Oph.	146

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AGNs	Núcleos Ativos de Galáxias
DIM	Modelo de Instabilidade no Disco
LANL	Los Alamos National Laboratory
LTE	equilíbrio termodinâmico local
MRI	instabilidade magnetorotacional
MTIM	Modelo de Instabilidade na Taxa de Transferência de Matéria
VCs	Variáveis Cataclísmicas
WD	anã branca

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Parâmetro de viscosidade
M_2	Massa da secundária
M_1	Massa da primária
L_1	Ponto Lagrangeano interno
a	Separação orbital
Ω	Velocidade angular
Ω_K	Velocidade angular kepleriana
G	Constante gravitacional universal
v_ϕ	Velocidade circular
v_R	Velocidade radial de deriva
Σ	Densidade superficial de matéria
ν	Coeficiente de viscosidade cinética
\dot{M}_2	Taxa de transferência de matéria
D	Torque de maré
h	Momento angular específico
R_c	Raio de circularização
t_{visc}	Escala de tempo viscosa
\dot{M}_1	Taxa de acréscimo sobre a primária
$D(R)$	Dissipação viscosa por unidade de área da face do disco
L_{acc}	Luminosidade de acréscimo
ρ	Densidade volumétrica do disco
P	Pressão
H	Escala de altura
c_s	Velocidade do som
\mathcal{M}	Número de Mach
k_b	Constante de Boltzmann
T_c	Temperatura central do disco
m_p	Massa do próton
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
c	Velocidade da luz no vácuo
τ	Profundidade óptica
κ_R	Opacidade média de Rosseland
P_e	Pressão eletrônica
κ_P	Opacidade média de Planck

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS	27
1.1.1	Novas Clássicas	28
1.1.2	Novas Recorrentes	29
1.1.3	Novas-Anãs	29
1.1.3.1	Z Cam	30
1.1.3.2	SU UMa	30
1.1.3.3	U Gem	30
1.1.4	Nova-likes	30
1.1.5	VCs Magnéticas	30
1.2	GEOMETRIA DE ROCHE	33
2	DISCOS DE ACRÉSCIMO	35
2.1	ESTRUTURA RADIAL DO DISCO	35
2.2	DISCOS FINOS ESTACIONÁRIOS	39
2.3	A ESTRUTURA LOCAL DOS DISCOS FINOS	44
2.4	O MODELO PADRÃO PARA DISCOS ESTACIONÁRIOS	46
3	ESPECTROS EM DISCOS DE ACRÉSCIMO	51
3.1	O ESPECTRO EMITIDO POR UM DISCO	51
3.2	DISCOS DE ACRÉSCIMO OPTICAMENTE FINOS	53
3.2.1	Fontes de Opacidades	55
3.2.1.1	H^0 (b-f)	55
3.2.1.2	H^0 (f-f)	58
3.2.1.3	H^- (b-f)	59
3.2.1.4	H^- (f-f)	61
3.2.1.5	H_2^+	62
3.2.1.6	He^0	63
3.2.1.7	He^+	64
3.2.1.8	He_{ff}^-	64
3.2.1.9	Elétrons	65
3.2.1.10	Metais e Outras Fontes	66
3.2.2	Pressão Eletrônica	67
3.2.3	Coeficiente de Absorção Total	70
3.2.4	Opacidade nas Linhas, Irradiação e <i>Boundary Layer</i>	71
3.2.5	Tabelas de Opacidades	73
3.2.6	Resultados do Modelo	76
3.3	RESULTADOS OBSERVACIONAIS	78
4	ERUPÇÕES EM NOVAS-ANÃS	81

4.1	Modelo de Instabilidade no Disco (DIM) - MODELO DE INSTABILIDADE NO DISCO	82
4.2	Modelo de Instabilidade na Taxa de Transferência de Matéria (MTIM) - MODELO DE INSTABILIDADE NA TAXA DE TRANSFERÊNCIA DE MATÉRIA	93
4.2.1	Livio & Verbunt (1988)	98
4.2.2	Ichikawa & Osaki (1992)	99
5	SIMULAÇÕES NUMÉRICAS	105
5.1	NOSSAS SIMULAÇÕES	105
5.1.1	Teste de Pringle (1981)	112
5.1.2	Reproduzindo os Resultados de Ichikawa & Osaki (1992)	113
5.1.3	α Variável	116
5.1.4	Forma do pulso de matéria aumentada	119
5.1.5	Depósito do Jorro de Acréscimo	122
5.1.6	Disco com Atmosfera Cinza	128
5.1.7	Discussão	130
6	APLICAÇÕES	131
6.1	EX DRA	131
6.2	YZ LMI	137
6.3	FUTURAS APLICAÇÕES	143
6.3.1	OY Car	143
6.3.2	V4140 Sgr	144
6.3.3	V2051 Oph	146
7	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	148
	REFERÊNCIAS	151

1 INTRODUÇÃO

Variáveis Cataclísmicas (VCs) são sistemas binários compactos onde uma estrela de tipo solar (a secundária) transfere matéria para uma companheira anã branca (a primária) por meio de um disco de acreção (WARNER, 1995). Uma mancha brilhante (*bright spot*) se forma no ponto onde o jorro de matéria transferida colide com a borda externa do disco. A compreensão da física desse disco é muito importante para descrever uma gama de fenômenos astrofísicos, que vão desde a formação estelar e planetária até Núcleos Ativos de Galáxias (AGNs).

Discos de acreção em VCs da sub-classe das *novas-anãs* apresentam aumentos episódicos de brilho denominados *erupções*. Dois modelos competem pela explicação das causas dessas *erupções*. O modelo de instabilidade no disco (DIM, LASOTA, 2001; CANNIZZO, 1993) atribui as *erupções* a uma instabilidade termo-viscosa no disco que o faz transicionar de forma cíclica entre um estado frio e de baixa viscosidade (quiescência) e um estado quente e de alta viscosidade (*erupção*). Já o modelo de instabilidade na taxa de transferência de matéria (MTIM, BATH, 1972, 1975; BATH; PRINGLE, 1981), atribui as *erupções* à resposta de um disco com viscosidade constante (e alta) a aumentos súbitos na taxa de transferência de matéria da secundária.

O interesse em testar observacionalmente os dois modelos se reduziu a partir dos anos 90 em consequência da ampla aceitação do DIM como a explicação correta. Dois argumentos foram cruciais para estabelecer a dominância do DIM, ambos baseados na hipótese de que a matéria transferida pela secundária se deposita na borda externa do disco, na posição do *bright spot*. Com base nessa hipótese, pode-se prever que (i) um aumento súbito na taxa de transferência de matéria inevitavelmente levaria a um aumento na luminosidade do *bright spot*, e (ii) o mecanismo MTIM só poderia produzir *erupções* “de fora para dentro” do disco (*outside-in outbursts*) porque o excesso de matéria seria sempre depositado na borda externa do disco. A existência de *erupções* “de dentro para fora” do disco (*inside-out outbursts*) e a ausência de suporte observacional para o aumento na luminosidade do *bright spot* no início das *erupções* foram tomados como argumentos contra o MTIM (WARNER, 1995, e suas referências).

Contudo, simulações numéricas de discos de acreção mostram que, quando o jorro de matéria transferida é significativamente mais denso que o material do disco, o jorro “penetra” o disco e permite que a matéria seja depositada em suas regiões internas (dando origem a *erupções* “de dentro para fora”), ao mesmo tempo em que reduz drasticamente a emissão no *bright spot* (ou seja, sem produzir qualquer aumento em sua luminosidade, BISIKALO *et al.*, 1998a, 1998b; MAKITA *et al.*, 2000). Adicionalmente, forte suporte observacional em favor do MTIM surgiu, nos últimos anos, de uma série de experimentos de acompanhamento da evolução da distribuição de brilho de discos de acreção de *novas-anãs* ao longo de *erupções* (BAPTISTA; CATALÁN,

2001; BAPTISTA *et al.*, 2007; BAPTISTA, 2012; BAPTISTA *et al.*, 2016), bem como da inferência de altos valores para a viscosidade em discos de novas-anãs em quiescência – inconsistentes com as previsões do DIM (BAPTISTA; BORTOLETTO, 2004; BAPTISTA, 2012; BAPTISTA *et al.*, 2016). Esses resultados deixaram claro que existe um grupo significativo de novas-anãs cujas erupções são incompatíveis com o DIM e presumivelmente produzidas pelo mecanismo MTIM, levando à conclusão de que os dois mecanismos coexistem, provavelmente em sub-grupos distintos de novas-anãs.

A ampla predominância do DIM entre os teóricos da área assegurou a existência de uma gama de previsões detalhadas do comportamento de discos de acréscimo durante erupções produzidas pela instabilidade termo-viscosa. Ao mesmo tempo, uma vez que os teóricos abandonaram a investigação do mecanismo MTIM ainda nos anos 80, existe um notório deficit de previsões do comportamento de discos de acréscimo em erupção conforme o MTIM que possam ser comparadas com a já vasta quantidade de observações da evolução dos discos de novas-anãs em erupção. Isso dificulta a melhor caracterização do MTIM nas novas-anãs para as quais esse é o mecanismo provavelmente responsável pelas erupções.

Nos anos 80 foram feitas simulações numéricas, resolvendo a equação de difusão do gás no disco sob ação da viscosidade ν , para a resposta de um disco viscoso ($\alpha = 0.1 - 1$) a um aumento súbito e de curta duração na taxa de transferência de matéria, mas apenas para o caso em que o parâmetro de viscosidade α^1 era constante no tempo e com a distância à estrela, e apenas para uma deposição inicial de matéria na borda externa do disco (PRINGLE, 1981; BATH; PRINGLE, 1981). Progressos na interpretação das observações de discos de novas-anãs em erupções causadas pelo MTIM demandam melhor compreensão da resposta de um disco viscoso a um pulso de transferência de matéria, com a exploração de todo o espaço de parâmetros do modelo.

O objetivo dessa tese é suprir essa lacuna, investigando a resposta de um disco viscoso a pulsos de transferência de matéria com diferentes formatos, com diferentes perfis radiais para o parâmetro de viscosidade α , e com diferentes tipos de emissão da radiação do disco de acréscimo. A partir dos resultados das simulações, serão obtidas a evolução temporal da distribuição radial de temperatura do disco e da luminosidade do disco em bandas fotométricas de interesse, para comparação direta com as observações em experimentos de imageamento indireto de discos de novas-anãs ao longo de uma erupção. Queremos verificar se existem combinações de parâmetros do modelo que possam produzir declínios de erupção mais rápidos/abruptos e consistentes

¹ A solução conhecida como *modelo padrão para discos estacionários* (ou *steady α -disc model*) é obtida adotando a prescrição de Shakura e Sunyaev (1973), $\nu = \alpha c_s H$, onde α é um parâmetro adimensional, c_s é a velocidade do som no material, e H é a escala de altura do disco. Uma das formas de interpretar essa expressão é assumir que a viscosidade é gerada por redemoinhos de diâmetro H e velocidade de rotação αc_s

com as observações (por exemplo, CANNIZZO, 1993).

No restante do Capítulo 1 apresentaremos uma revisão bibliográfica sobre estrelas variáveis cataclísmicas. No Capítulo 2 descreveremos a estrutura de um disco fino estacionário, sendo que no Capítulo 3 iremos discutir sobre a emissão local do disco. O Capítulo 4 apresenta uma revisão sobre as erupções em novas-anãs. O Capítulo 5 reporta o desenvolvimento das nossas simulações numéricas, enquanto as aplicações são discutidas no Capítulo 6. As conclusões e perspectivas são mostradas no Capítulo 7.

1.1 VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS

As observações indicam que as estrelas nascem da matéria interestelar, provavelmente quando uma nuvem de gás se torna gravitacionalmente instável, possivelmente pela passagem de uma onda de choque causada pela explosão de uma supernova nas proximidades, ou pela passagem de uma onda de densidade, como aquelas teoricamente responsáveis pelos braços espirais das galáxias, e colapsa (KEPLER; SARAIVA, 2013). Quando a estrela se forma perto de companheiras, a atração gravitacional dá origem a sistemas binários, triplos, pares de binários, ou outras combinações similares – estrelas simples como o nosso Sol são uma minoria.

Em sistemas binários, a estrela de maior massa exaure o hidrogênio em seu núcleo mais depressa que a companheira e evolui rumo ao ramo das gigantes, transferindo parte da sua matéria para a companheira ao preencher a superfície equipotencial conhecida como *Lobo de Roche*. As camadas externas dessa estrela são ejetadas numa Nebulosa Planetária que carrega a maior parte do momento angular da binária original, deixando para trás uma anã branca (WD) – o remanescente do núcleo da estrela de maior massa, e sua estrela companheira (a secundária), numa órbita uma centena de vezes mais compacta. Essas binárias são denominadas de binárias pós-envelope comum (*post-common envelope binary*) ou binárias pré-cataclísmicas. A posteriori, perda de momento angular orbital encolhe a binária até que a secundária (de massa M_2) preenche seu lobo de Roche e passa a transferir matéria de volta para a anã branca (de massa M_1) através do ponto Lagrangeano interno (L_1), iniciando a fase de sua vida como uma Variável Cataclísmica (VC, WARNER, 1995, e suas referências).

Se a primária não possuir campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G), o jato de gás que sai de L_1 possui momento angular diferente de zero e não colide diretamente com a anã branca. Ele segue uma trajetória balística em torno da primária, chocando-se com ele próprio após contornar o objeto central, o que leva à formação de um anel. O choque e o atrito viscoso espalham este anel em um disco, denominado de *disco de acréscimo*. Essa viscosidade é provavelmente de natureza magneto-hidrodinâmica (SHAKURA; SUNYAEV, 1973; BALBUS; HAWLEY, 1991; HAWLEY; BALBUS, 1991). A

Figura 1 mostra o esquema de formação do disco por este processo, como apresentado por Verbunt (1982).

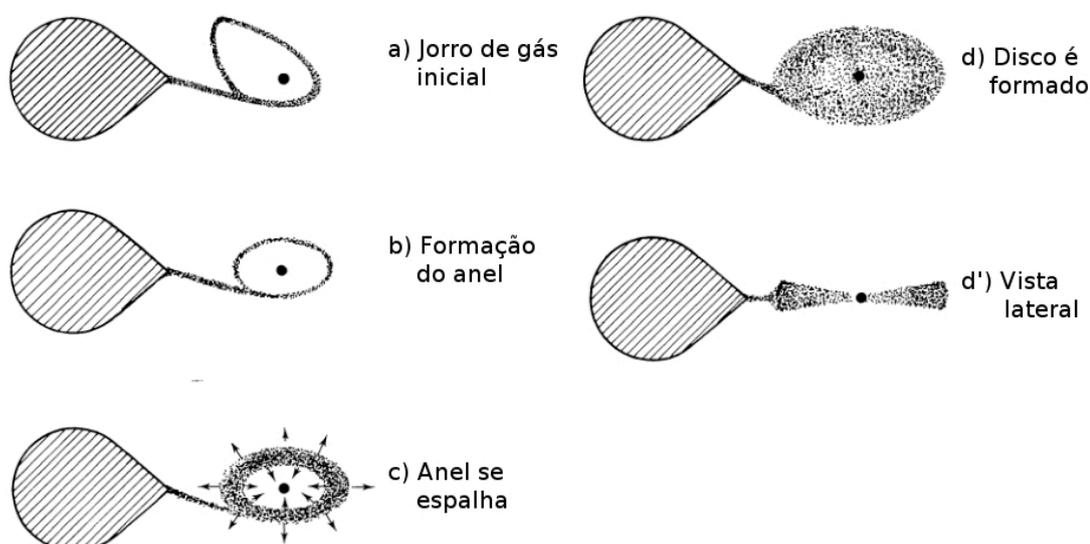


Figura 1 – Diagrama esquemático da formação de um disco de acreção, adaptado de Verbunt (1982).

Com o disco totalmente estabelecido, o jato de gás proveniente do ponto L_1 choca-se com a borda externa do disco em velocidades supersônicas, criando assim, uma área aquecida por choques que pode irradiar tanto ou mais energia no óptico quanto todas as outras componentes (primária, secundária e disco) combinadas. A localização desta mancha brilhante (*bright spot*) é determinada pela interseção da trajetória balística do jorro de acreção com a borda externa do disco. Uma concepção de uma binária cataclísmica vista perpendicularmente ao plano orbital é mostrada na Figura 2.

A primeira VC foi descoberta em 1855. Hind (1856) ficou surpreso quando encontrou uma variável bastante azul de magnitude 9, que logo apagou-se para magnitude 13 – 14. Seguindo a convenção para designação de estrelas variáveis, esse objeto foi nomeado U Geminorum. Desde então várias centenas de objetos foram identificados como pertencente a esta classe de binárias.

Segundo Warner (1995), podemos classificar as VCs baseada na morfologia das curvas de luz, características espectroscópicas e na intensidade do campo magnético da anã branca.

1.1.1 Novas Clássicas

Novas clássicas são sistemas que apresentaram apenas uma erupção observada, de amplitude entre 6 e 19 magnitudes. As erupções de maiores amplitudes, de menor duração, se encontram em novas rápidas; as de amplitudes mais baixas, que apresentam erupções que podem durar anos, se encontram nas novas lentas. Suas

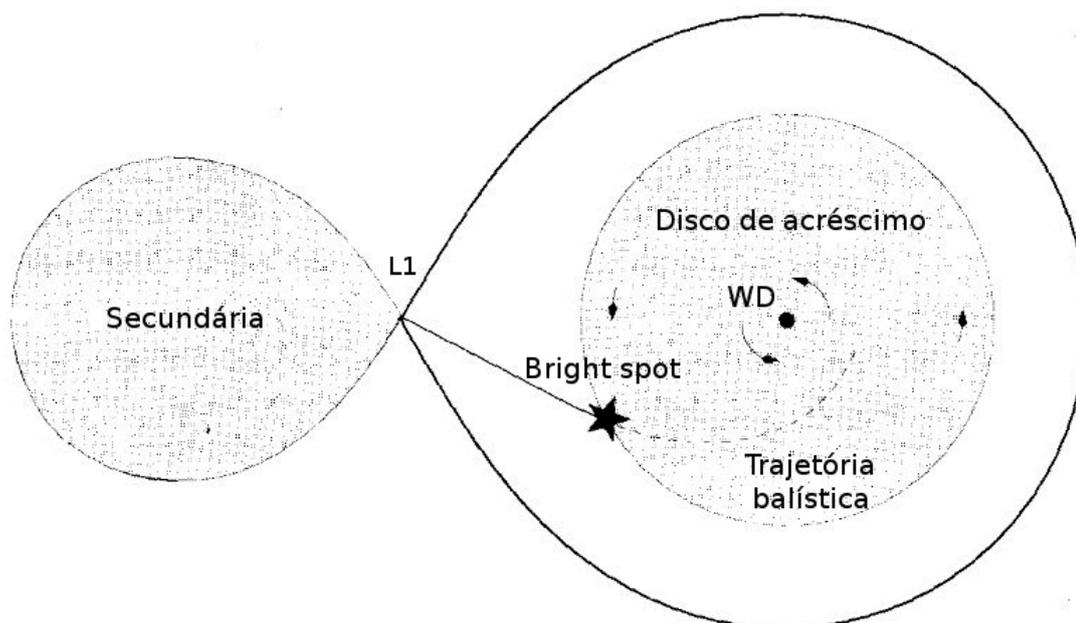


Figura 2 – Representação artística de uma variável cataclísmica, com suas principais componentes: Disco de acréscimo, trajetória balística, secundária, anã branca no centro do disco e o *bright spot*. Adaptado de Coel Hellier (2001).

erupções podem ser explicadas como eventos de queima termonuclear de hidrogênio na superfície da anã branca. Alguns exemplos dessa classe são Q Cygni (CAMPBELL, 1895), XX Tauri (SCHWASSMANN; WACHMANN, 1928) e V445 Puppis (KATO *et al.*, 2000).

1.1.2 Novas Recorrentes

Novas recorrentes são, por definição, novas clássicas que foram encontradas repetindo suas erupções. A distinção entre novas recorrentes e novas-anãs é feita espectroscopicamente: nas novas recorrentes (como em novas clássicas) uma casca substancial é ejetada em altas velocidades; já em novas-anãs, nenhuma casca é perdida (mas pode haver um vento estelar aumentado durante a erupção). Alguns exemplos dessa classe são RS Ophiuchi (PICKERING, 1905), U Scorpii (BARLOW *et al.*, 1981) e V745 Scorpii (DUERBECK, 1989).

1.1.3 Novas-Anãs

Novas-anãs são VCs que sofrem erupções recorrentes em escalas de tempo de dias-meses, nas quais o disco de acréscimo aumenta de brilho por fatores 20–100. As erupções são explicadas em termos ou de uma instabilidade termo-viscosa no disco (Seção 4.1) ou de uma instabilidade na taxa de transferência de matéria da estrela doadora (Seção 4.2). Existem três subtipos de novas-anãs:

1.1.3.1 Z Cam

Z Cam são sistemas que apresentam *standstills* (estados de luminosidade intermediária entre erupção e quiescência que podem durar alguns dias) após as erupções. Alguns objetos dessa classe apresentam ainda erupções durante os estados de *standstills* (HAMEURY; LASOTA, 2014). Um exemplo dessa classe é a própria Z Camelopardalis (MEYER; MEYER-HOFMEISTER, 1983), que tem a sua curva de luz histórica mostrada na Fig. 3.

1.1.3.2 SU UMa

SU UMa são sistemas que apresentam supererupções, que são mais brilhantes e duram aproximadamente 5 vezes mais que as erupções comuns. Durante as supererupções são observados *superhumps*, que são uma modulação de brilho com período levemente diferente do orbital. Um exemplo dessa classe é VW Hydri (HAEFNER *et al.*, 1979), que tem a sua curva de luz histórica mostrada na Fig. 4.

1.1.3.3 U Gem

U Gem são todas as novas-anãs que não fazem parte nem dos subtipos Z Cam ou SU UMa. Um exemplo dessa classe é a própria U Geminorum (MARSH *et al.*, 1990), que tem a sua curva de luz histórica mostrada na Fig. 5.

1.1.4 Nova-likes

Nova-likes são VCs que aparentam sempre estar num estado de brilho associado a erupções, sugerindo que seus discos de acrecimento tenham alta viscosidade. Esse grupo deve incluir sistemas pré-novas, pós-novas e talvez estrelas Z Cam que estão permanentemente em *standstill*, cuja distinção é difícil de realizar a partir da relativamente curta base de dados observacionais disponível (tipicamente da ordem de 1 século). Alguns exemplos dessa classe são UU Aquarii (BAPTISTA *et al.*, 1994), UX Ursae Majoris (RUTTEN *et al.*, 1994) e V348 Puppis (SAITO; BAPTISTA, 2016).

1.1.5 VCs Magnéticas

VCs Magnéticas são sistemas nos quais a anã branca possui um campo magnético suficientemente intenso ($B \geq 10^5$ G) para alterar a dinâmica do acrecimento. Subdividem-se em duas classes:

- *Polares*: São sistemas que cujas anãs brancas possuem campo magnético suficientemente intenso para assegurar sincronismo entre a rotação da anã branca e o período da binária, e para controlar o fluxo de matéria desde o ponto lagrangiano interno ($B \geq 10^7$ G), impedindo assim, a formação de um disco de acrecimento e

Z Camelopardalis

1950-2014 (médias de 1 dia)

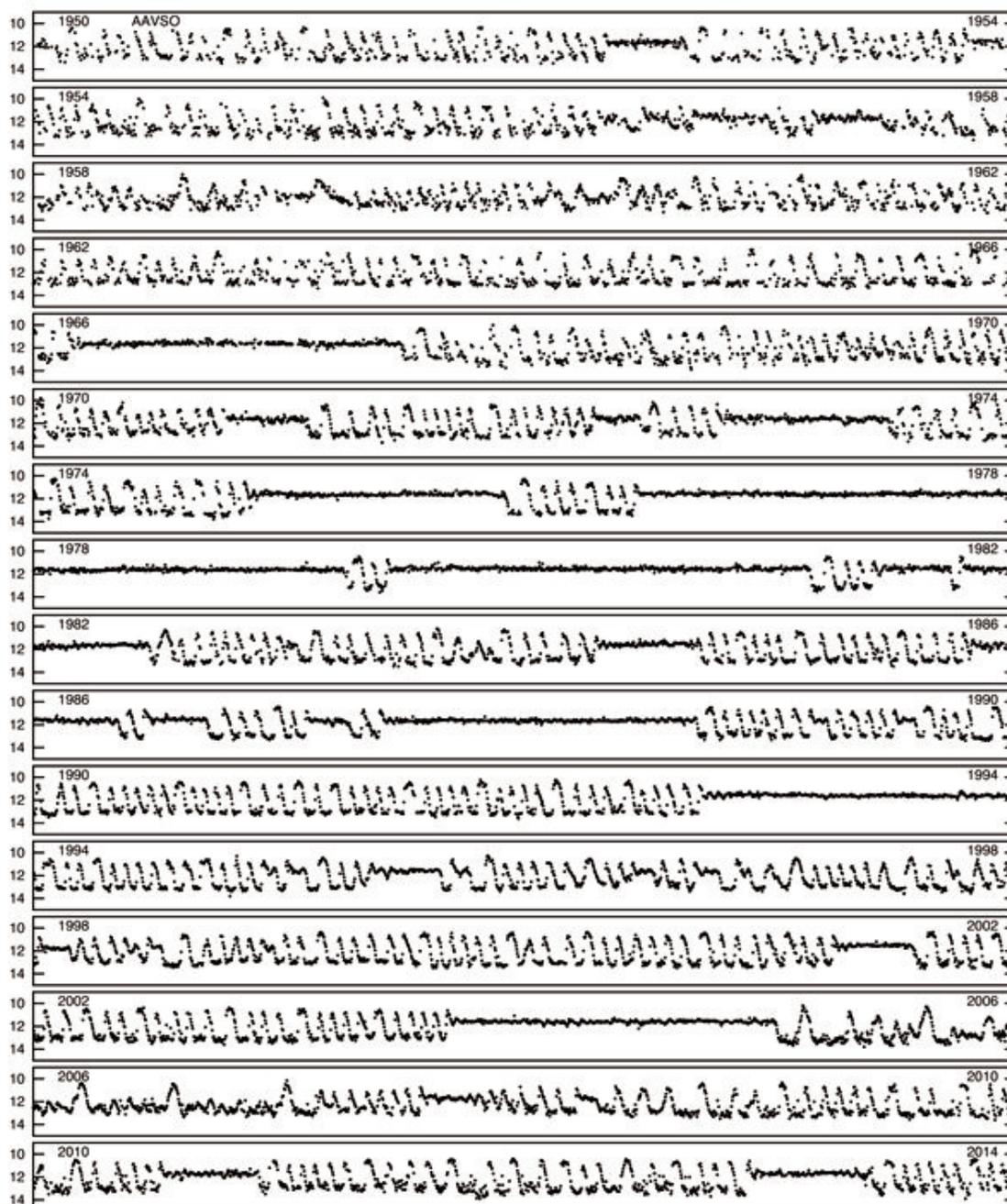


Figura 3 – Curva de luz histórica de Z Cam onde podemos ver as erupções e os *standstills* desse objeto. Compilado pela *American Association of Variable Star Observers* (AAVSO).

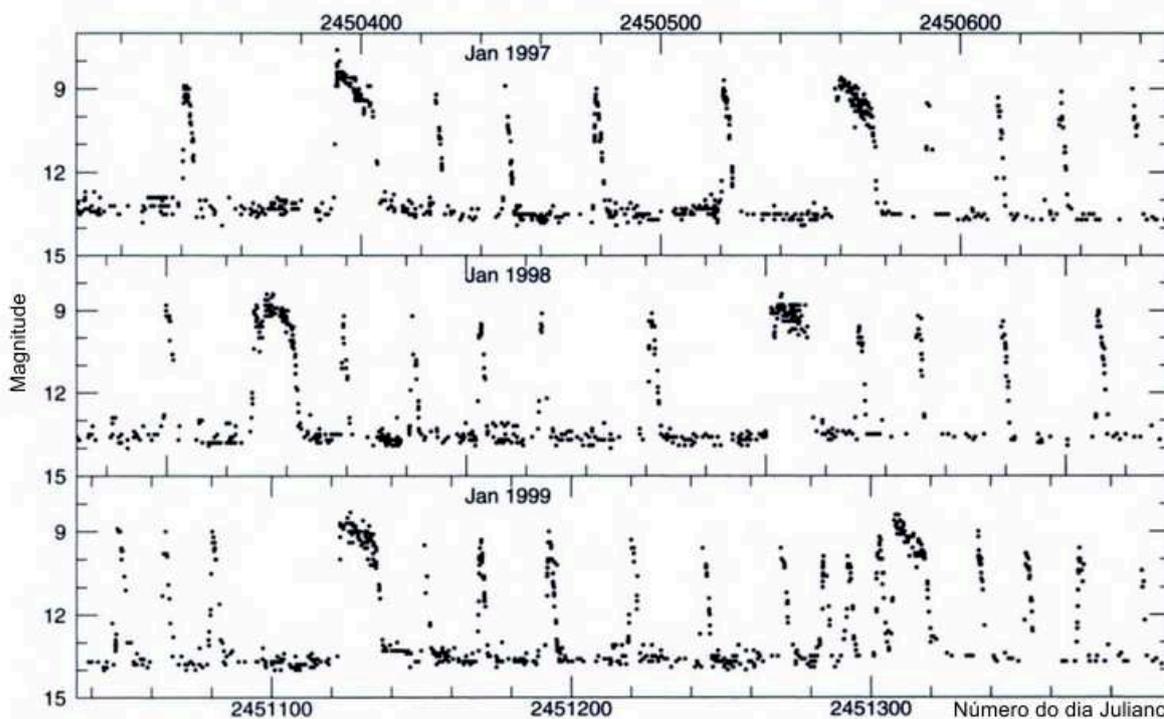


Figura 4 – Curva de luz histórica de VW Hya. Podemos notar a presença das erupções e supererupções em seus dados. Compilado pela *Royal Astronomical Society of New Zealand*.

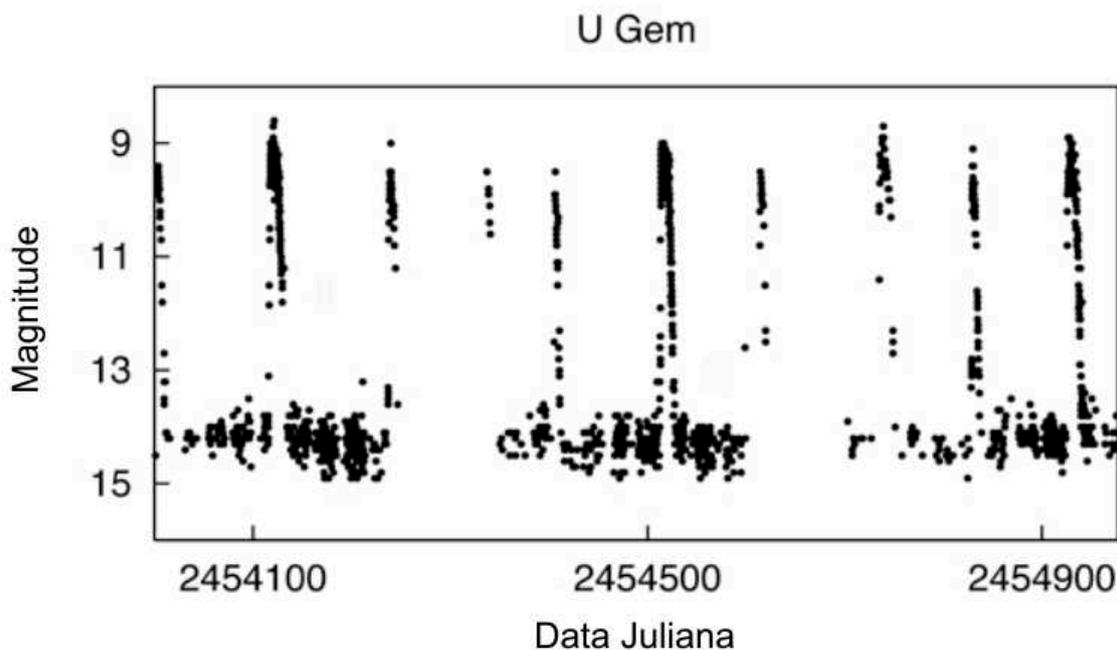


Figura 5 – Curva de luz histórica de U Gem onde podemos observar que esse sistema não apresenta supererupções ou *standstills*. Compilado pela *American Association of Variable Star Observers (AAVSO)*.

gerando assinaturas de acréscimo magnético (grande polarização linear e circular no óptico e forte emissão em raios-X). Um exemplo dessa classe é AM Herculis (TAPIA, 1977).

- *Polares intermediários*: São sistemas com campos magnéticos mais fracos do que as polares ($B \leq 10^7$ G). Em consequência, não existe sincronismo entre rotação da anã branca e período orbital, e pode haver a formação de um disco de acréscimo. Logo, são VCs que podem combinar as características de um sistema não-magnético (em suas regiões externas) com as das polares (mais próximo da WD) e produzir novos fenômenos que interagem. Um exemplo dessa classe é FO Aquarii (HELLIER, C. *et al.*, 1990).

1.2 GEOMETRIA DE ROCHE

Por definição, binárias próximas (*close binaries*) são sistemas binários nos quais ocorre alguma interação significativa além da simples atração gravitacional. A interação pode ser radiativa, como no aquecimento da face de uma das componentes pela sua companheira quente, ou pode ser por maré, distorcendo ambas as componentes através da combinação de efeitos gravitacionais e centrífugos. Nas VCs, a secundária é sempre muito distorcida pela influência gravitacional da primária, mas devido ao pequeno raio dessa última, os efeitos de maré da secundária são desprezíveis na maioria das circunstâncias.

Para compreender melhor a física das VCs é necessário ter uma descrição geométrica do campo gravitacional que governa a dinâmica do sistema. Isso já é conhecido desde 1873, quando Édouard Roche estudou o problema de três corpos, obtendo uma descrição matemática para as superfícies equipotenciais gravitacionais de dois corpos. Seu estudo foi aplicado em binárias próximas, e a descrição matemática das equipotenciais ficou conhecida como “modelo de Roche” (ROCHE, 1873).

O modelo de Roche toma um conjunto de coordenadas cartesianas em co-rotação com a binária como referencial, localizando a origem do sistema no centro da primária, o eixo x na direção que liga as duas estrelas e o eixo z perpendicular ao plano orbital. Desta forma o eixo y indica a direção contrária ao movimento da primária em um referencial inercial. Podemos considerar cada estrela como uma massa puntiforme (já que as secundárias em VCs têm envelopes rarefeitos), de maneira que o potencial gravitacional total é a soma dos potenciais gravitacionais de cada estrela com o potencial efetivo da força centrífuga (KOPAL, 1959). Assim, esse potencial pode ser escrito como (FRANK *et al.*, 2002),

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega_{\text{orb}}^2 \left[(x - \mu a)^2 + y^2 \right], \quad (1)$$

onde M_1 é a massa da primária, M_2 a massa da secundária, $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ é a frequência angular, a é a separação orbital e o parâmetro μ é função das massas, $\mu = M_2/[M_1 + M_2]$. Podemos obter a projeção bidimensional (corte em $z = 0$) do potencial da Eq. 1 no plano (x, y) . O resultado é mostrado na Fig. 6. Existem cinco pontos de equilíbrio gravitacional, conhecidos como *pontos lagrangeanos* ($L_{1...5}$ na Fig. 6).

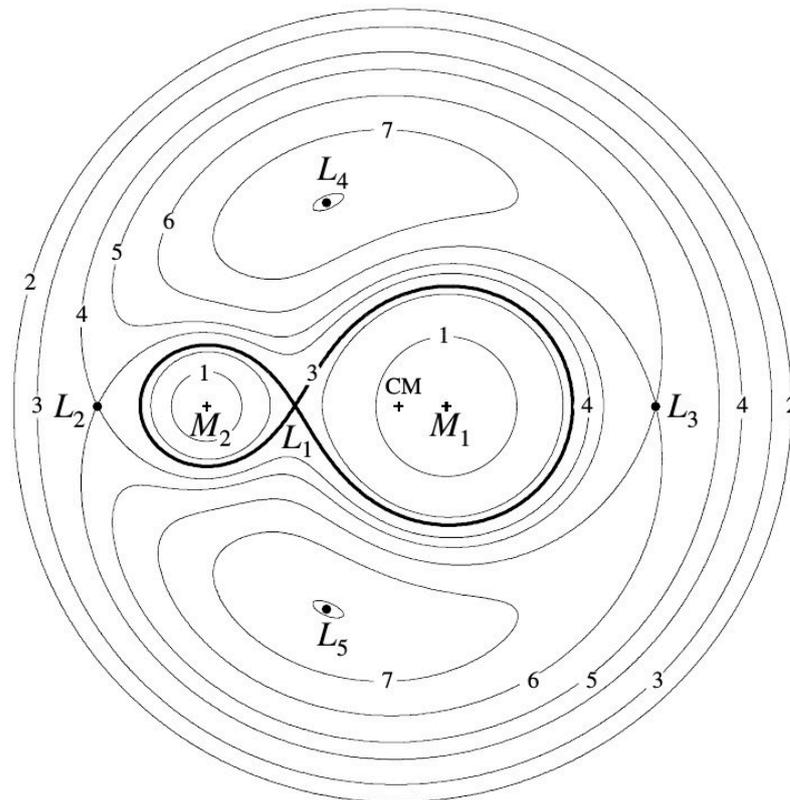


Figura 6 – Projeção bidimensional no plano (x, y) dos contornos das superfícies equipotenciais de Roche. Adaptado de Frank *et al.* (2002).

Uma consequência das superfícies equipotenciais para binárias próximas é o tamanho limite que as estrelas podem ter sem que haja transferência de matéria entre elas ou uma superfície comum às duas estrelas. A equipotencial limite gera duas superfícies fechadas denominadas de *lobos de Roche* que são mostrados como linha mais espessa na Fig. 6. No caso específico de VCs, a equipotencial de Roche fornece a forma da secundária. De fato, o lobo de Roche da secundária é ligeiramente menor que o tamanho da estrela, de maneira que material da secundária flui através de L_1 em direção à primária causando transferência de matéria entre as estrelas. Esse processo é denominado de *transbordamento do lobo de Roche*.

2 DISCOS DE ACRÉSCIMO

Discos de acréscimos são importantes em uma grande gama de objetos astrofísicos, indo desde a formação estelar e de sistemas planetários até núcleos ativos de galáxias (AGNs), passando por binárias com transferência de matéria. Alguns dos melhores laboratórios para estudos sobre discos de acréscimo são as VCs, pois elas não são ocultadas por densas nuvens de poeira (como discos na formação planetária ou estelar), sua evolução é rápida para os padrões astrofísicos (em AGNs a evolução é muito lenta), e, em geral, emitem bastante no óptico e infravermelho.

Nesse capítulo, descreveremos a estrutura de um disco de acréscimo em detalhes. Em muitos casos, o fluxo no disco é confinado de forma tão próxima do plano orbital que podemos considerar o disco como aproximadamente um fluxo de gás bidimensional. Essa aproximação é denominada como *disco fino*, e no decorrer do texto mostraremos que ela é adequada e nos permite construir uma teoria bastante elaborada sobre os discos de acréscimo. Adicionalmente, assumimos que o disco é estacionário, ou seja, que as mudanças internas do disco ocorrem numa taxa muito mais rápida do que as variações externas. Por fim, assumiremos que o disco é opticamente espesso, ou seja, a emissão local de cada parte do disco será dada por um corpo negro. Usaremos a estrutura de um disco fino estacionário como ponto de partida para nossas simulações.

2.1 ESTRUTURA RADIAL DO DISCO

Para descrever os princípios básicos da física de discos de acréscimo, vamos tomar um sistema de coordenadas cilíndricas (R, ϕ, z) centrado na primária (FRANK *et al.*, 2002). Consideramos que o disco está suficientemente próximo da primária para que a influência gravitacional da secundária seja desprezível, e que a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G) de forma a não exercer influência sobre o gás. Assim, o material no disco de acréscimo descreve órbitas keplerianas em torno da anã branca com velocidade angular (Ω),

$$\Omega = \Omega_K(R) = \left[\frac{GM_1}{R^3} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

onde Ω_K é a velocidade angular kepleriana e G é a constante gravitacional universal. A velocidade circular v_ϕ é dada por,

$$v_\phi = R\Omega_K(R). \quad (3)$$

Existe uma outra velocidade (v_R), que é a velocidade radial de deriva da matéria no disco. Ela é negativa e normalmente depende de R e t .

A massa total de um anel de raio R até $R + \Delta R$ é $2\pi R \Delta R \Sigma$, onde $\Sigma = \Sigma(R, t)$ é a densidade superficial de matéria, que é a massa por unidade de área superficial do disco. A taxa de variação da massa total é dada pelo fluxo líquido a partir dos anéis vizinhos. Logo,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(2\pi R \Delta R \Sigma) &= v_R(R, t)2\pi R \Sigma(R, t) - v_R(R + \Delta R, t)2\pi(R + \Delta R)\Sigma(R + \Delta R, t) \\ \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) &= \lim_{\Delta R \rightarrow 0} \frac{(R + \Delta R)\Sigma(R + \Delta R, t)v_R(R + \Delta R, t) - R \Sigma(R, t)v_R(R, t)}{\Delta R} \\ \frac{\partial}{\partial t}(2\pi R \Delta R \Sigma) &\cong -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R). \end{aligned}$$

No limite quando $\Delta R \rightarrow 0$,

$$\underbrace{2\pi R \Delta R}_{\text{Podemos retirar da derivada temporal}} \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R),$$

obtemos a equação de conservação da massa,

$$\boxed{R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) = 0.} \quad (4)$$

Os passos para obtermos a equação de conservação do momento angular são similares, exceto pelo termo extra devido ao torque viscoso $G(R, t)$,

$$G(R, t) = 2\pi R \nu \Sigma R^2 \Omega', \quad (5)$$

onde ν é o coeficiente de viscosidade cinética. Assim, como o momento angular total de um anel é $2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega$,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega) &= v_R(R, t)2\pi R \Sigma(R, t)R^2 \Omega(R) \\ &- v_R(R + \Delta R, t)2\pi(R + \Delta R)\Sigma(R + \Delta R, t)(R + \Delta R)^2 \Omega(R + \Delta R) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R \\ &\cong -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R}(\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R \end{aligned}$$

No limite quando $\Delta R \rightarrow 0$,

$$\underbrace{2\pi R \Delta R}_{\text{Podemos retirar da derivada temporal}} \frac{\partial}{\partial t}(\Sigma R^2 \Omega) = -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R}(\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R,$$

obtemos a equação de conservação do momento angular,

$$\boxed{R \frac{\partial}{\partial t}(\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R}(\Sigma R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R}.} \quad (6)$$

Podemos usar a Eq. 4 para simplificar a Eq. 6, assumindo que $\partial\Omega/\partial t = 0$,

$$\begin{aligned}
 R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) &= R \Sigma \frac{\partial}{\partial t} (R^2 \Omega) + R^3 \Omega \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = R^3 \Omega \frac{\partial \Sigma}{\partial t} \\
 \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) &= R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) + R^2 \Omega \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \\
 &= R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) + R^2 \Omega \overbrace{\left[R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \right]}{= 0 \text{ (Eq. 4)}} \\
 \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) &= R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) + R^2 \Omega \left[R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \right] \\
 &= R \Sigma v_R (R^2 \Omega)' \\
 R \Sigma v_R (R^2 \Omega)' &= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R}. \tag{7}
 \end{aligned}$$

Com isso, as órbitas irão ficar num potencial gravitacional fixo. Podemos encontrar v_R a partir das Eqs. 5 e 7,

$$v_R = \frac{1}{2\pi R \Sigma (R^2 \Omega)'} \frac{\partial G}{\partial R} = -\frac{3}{\Sigma R^{1/2}} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}). \tag{8}$$

Também podemos eliminar a dependência com v_R combinando as Eqs. 4 e 7,

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} \stackrel{(4)}{=} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \stackrel{(7)}{=} -\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{2\pi (R^2 \Omega)'} \frac{\partial G}{\partial R} \right]. \tag{9}$$

Agora, assumindo órbitas keplerianas (Eq. 2) e usando a Eq. 5,

$$\begin{aligned}
 (R^2 \Omega)' &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{GM_1}{R}}, \quad \frac{\partial G}{\partial R} = -3\pi \sqrt{GM_1} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \\
 \frac{\partial \Sigma}{\partial t} &= \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \right]. \tag{10}
 \end{aligned}$$

Essa é a equação básica que governa a evolução temporal da densidade superficial em um disco kepleriano. Em geral, ela é uma equação de difusão não-linear para Σ , porque ν pode ser uma função das variáveis locais do disco (por exemplo, Σ , R e t).

A Eq. 10 é uma versão simplificada do cenário que pode ocorrer em discos de acréscimo. Uma versão das equações de conservação da massa,

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) + \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \dot{M}_2}{\partial R}, \tag{11}$$

de conservação do momento angular,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma h) = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma h v_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^3 \Sigma \nu \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) + \frac{h_c}{2\pi R} \frac{\partial \dot{M}_2}{\partial R} - \frac{1}{2\pi R} D, \tag{12}$$

e de difusão para Σ ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = & \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^{1/2}) \right] + \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \dot{M}_2}{\partial R} \\ & + \frac{1}{\pi R} \frac{\partial}{\partial R} \left[(R^{1/2} - R_c^{1/2}) \frac{\partial \dot{M}_2}{\partial R} \right] + \frac{1}{\pi R} \frac{\partial}{\partial R} (DR/h), \end{aligned} \quad (13)$$

foram obtida por Smak (1984b) considerando efeitos de entrada de um jorro de acréscimo (\dot{M}_2) e torque de maré (D) sobre o disco, onde $h = (GM_1 R)^{1/2}$ é o momento angular específico da matéria em um disco kepleriano, $h_c = (GM_1 R_c)^{1/2}$ é o momento angular específico do jorro, sendo que R_c é o raio de circularização (que é o raio da órbita kepleriana no qual a matéria se depositaria se não existisse um disco).

Para podermos avançar, precisamos de uma prescrição para ν (ver Cap. 1). Um caso simples é aquele no qual assumimos ν constante em raio (PRINGLE, 1981). Neste caso a Eq. 10 pode ser resolvida por separação de variáveis e podemos encontrar a solução para $\Sigma(R, t)$ para o caso de uma distribuição inicial de matéria num anel de massa m em $R = R_0$,

$$\Sigma(R, t = 0) = \frac{m}{2\pi R_0} \delta(R - R_0),$$

onde $\delta(R - R_0)$ é a função delta de Dirac. Segundo Frank *et al.* (2002) e Pringle (1981), a solução para $\Sigma(R, t)$ é dada, por definição, pela função de Green,

$$\Sigma(x, \tau) = \frac{m}{\pi R_0^2} \tau^{-1} x^{-1/4} \exp\left(-\frac{1+x^2}{\tau}\right) I_{1/4}(2x/\tau), \quad (14)$$

onde $I_{1/4}$ é uma função de Bessel modificada e $x = R/R_0$, $\tau = 12\nu t R_0^{-2}$. A Fig. 7 mostra $\Sigma(x, \tau)$ como função de x para vários valores de τ .

Podemos ver na Fig. 7 a ação do torque viscoso na difusão do pulso inicial numa escala de tempo típica

$$t_{\text{visc}} \sim R^2/\nu, \quad (15)$$

obtida a partir da configuração $(1+x^2)\tau^{-1} \sim x^2\tau^{-1} \sim 1$ no argumento da exponencial da Eq. 14. Sabemos que $v_R \sim \nu/R$ (Eq. 8), assim podemos reescrever a Eq. 15 como

$$t_{\text{visc}} \sim R/v_R; \quad (16)$$

t_{visc} é conhecido como escala de tempo viscosa, e as expressões anteriores fornecem a escala de tempo para a matéria num anel do disco se mover uma distância radial R .

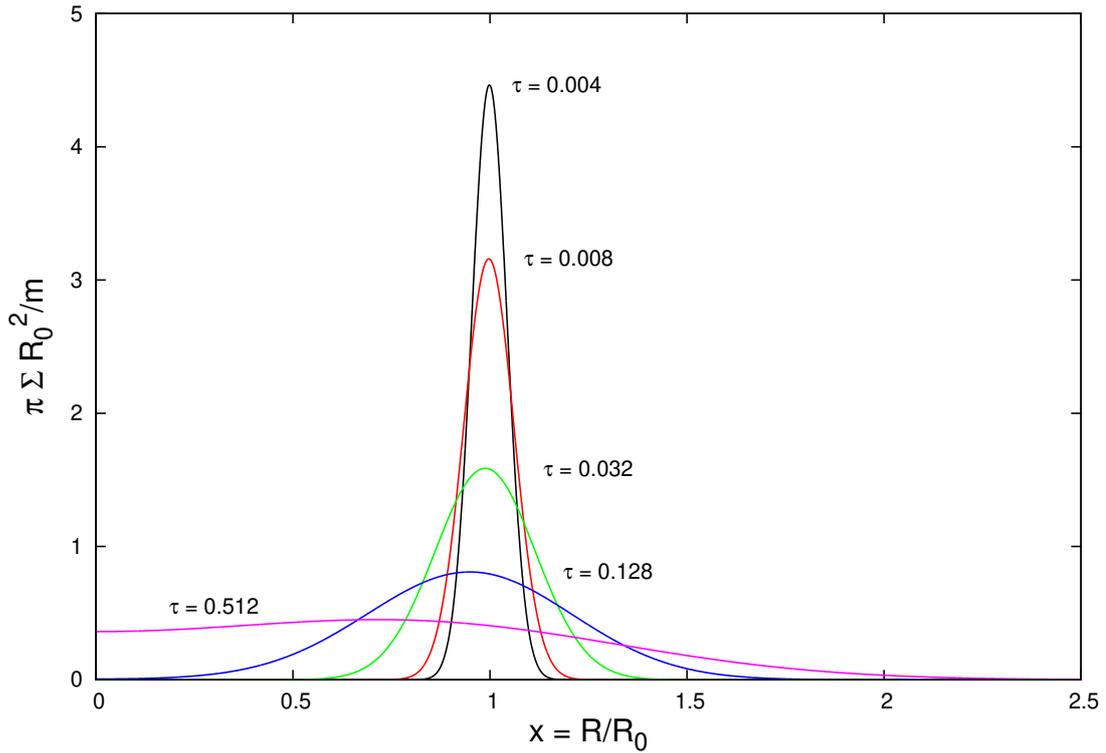


Figura 7 – Um anel de matéria de massa m colocado em uma órbita kepleriana em $R = R_0$ se espalha sob a ação de torques viscosos. A densidade superficial Σ , dada pela Eq. 14, é mostrada como uma função de $x = R/R_0$ e a variável de tempo adimensional $\tau = 12\nu t R_0^{-2}$, com $\nu = \text{const}$.

2.2 DISCOS FINOS ESTACIONÁRIOS

Vimos na seção anterior que as mudanças na estrutura radial de um disco fino ocorrem numa escala de tempo $t_{\text{visc}} \sim R^2/\nu$. Em muitos sistemas as condições externas (por exemplo, a taxa de transferência de matéria \dot{M}_2) mudam numa escala de tempo muito maior que t_{visc} . Nesse caso, um disco se acomodará em uma estrutura de estados estacionários, o qual podemos examinar definindo $\partial/\partial t = 0$ nas equações de conservações da massa e do momento angular.

Para a Eq. 4,

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) = 0 \rightarrow \frac{\partial}{\partial R}(R \Sigma v_R) = 0$$

$$R \Sigma(R) v_R = \text{const.}$$

Claramente, como uma integral da equação de conservação de massa, isso representa a entrada constante de massa através de cada ponto do disco. Desde que $v_R < 0$,

podemos inferir a taxa de acréscimo sobre a primária (\dot{M}_1) como,

$$\dot{M}_1 = 2\pi R(-v_R)\Sigma(R). \quad (17)$$

Para a Eq. 6,

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R} \rightarrow \frac{\partial}{\partial R} \left(R \Sigma v_R R^2 \Omega - \frac{G}{2\pi} \right) = 0$$

$$R \Sigma v_R R^2 \Omega = \frac{G}{2\pi} + \frac{C}{2\pi},$$

com C uma constante. Usando a Eq. 5,

$$-v \Sigma \Omega' = \Sigma(-v_R) \Omega + \frac{C}{2\pi R^3}. \quad (18)$$

A constante C é relacionada com a taxa no qual o momento angular flui para a estrela compacta. Para um caso em que o nosso disco se estende até a superfície do objeto central $R = R_*$, a velocidade angular do objeto é $\Omega_* < \Omega_K(R_*)$, mas numa camada limite de extensão radial b , vamos ter $\Omega' = 0$ em um raio $R = R_* + b$, e o valor de Ω será próximo ao valor kepleriano,

$$\Omega(R_* + b) = \left(\frac{GM_1}{R_*^3} \right)^{1/2} [1 + O(b/R_*)], \quad (19)$$

se $b \ll R_*$. Porém, se b for comparável com R_* , a aproximação de disco fino torna-se inválida em $R = R_* + b$. Então, em $R = R_* + b$, a Eq. 18 torna-se

$$\begin{aligned} -v \Sigma \Omega' &= \Sigma(-v_R) \Omega(R_* + b) + \frac{C}{2\pi R^3} \\ C &= 2\pi R_*^3 \Sigma v_R \Omega(R_* + b) \Big|_{R_*+b} \end{aligned} \quad (20)$$

que, usando as Eqs. 19 e 17, implica

$$C = - \underbrace{[2\pi R_* \Sigma(-v_R)]}_{\dot{M}_1(17)} R_*^2 \sqrt{\frac{GM_1}{R_*^3}} = -\dot{M}_1 (GM_1 R_*)^{1/2} \quad (21)$$

para termos de ordem b/R_* . Substituindo esse resultado na Eq. 18 e adotando $\Omega = \Omega_K$, encontramos

$$-v \Sigma \left[\left(\frac{GM_1}{R^3} \right)^{1/2} \right]' = \Sigma(-v_R) \left(\frac{GM_1}{R^3} \right)^{1/2} - \frac{\dot{M}_1 \sqrt{GM_1 R_*}}{2\pi R^3}$$

$$\boxed{\nu\Sigma = \frac{\dot{M}_1}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]} \quad (22)$$

Embora esse seja um resultado comum, existem casos onde ele não é válido, por exemplo, quando a estrela central tem um campo magnético forte o suficiente para controlar o jorro de matéria do disco.

A Eq. 22 para um disco estacionário com uma lenta rotação da estrela central tem um importante e elegante resultado. Se assumimos $\Omega = \Omega_K$ na expressão para a dissipação viscosa por unidade de área da face do disco $D(R)$,

$$D(R) = \frac{G\Omega'}{4\pi R} = \frac{1}{2} \nu\Sigma (R\Omega')^2 = \frac{1}{2} \overbrace{\frac{\dot{M}_1}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]}^{(22)} \left(\frac{3R\sqrt{GM_1}}{2R^{5/2}} \right)^2$$

$$\boxed{D(R) = \frac{3GM_1\dot{M}_1}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]} \quad (23)$$

Essa expressão mostra que $D(R)$ é independente da viscosidade. Esse resultado é importante pois $D(R)$ é uma quantidade de primordial significado observacional, e a Eq. 23 indica que sua dependência com as grandezas \dot{M}_1 , R , etc, é bem conhecida, enquanto existe ainda enorme ignorância com relação à natureza física da viscosidade ν .

Podemos usar a Eq. 23 para encontrar a luminosidade produzida pelo disco entre os raios R_1 e R_2 ,

$$L(R_1, R_2) = 2 \int_{R_1}^{R_2} D(R) 2\pi R \, dR,$$

o fator 2 vem do fato do disco ter duas faces emissoras.

$$L(R_1, R_2) = 2 \int_{R_1}^{R_2} \overbrace{\frac{3GM_1\dot{M}_1}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]}^{(23)} 2\pi R \, dR$$

$$= \frac{3GM_1\dot{M}_1}{2} \int_{R_1}^{R_2} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \frac{dR}{R^2}$$

que pode ser estimado tomando $y = R_*/R$,

$$L(R_1, R_2) = -\frac{3GM_1\dot{M}_1}{2R_*} \int_{R_*/R_1}^{R_*/R_2} (1 - \sqrt{y}) \, dy = \frac{3GM_1\dot{M}_1}{2R_*} \left(y - \frac{2}{3}y^{3/2} \right) \Big|_{R_*/R_2}^{R_*/R_1}$$

$$= \frac{3GM_1\dot{M}_1}{2} \left\{ \frac{1}{R_1} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{R_*}{R_1} \right)^{1/2} \right] - \frac{1}{R_2} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{R_*}{R_2} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (24)$$

Assumindo $R_1 = R_*$ e $R_2 \rightarrow \infty$, obtemos a luminosidade total do disco,

$$L_{\text{disc}} = \frac{3GM_1\dot{M}_1}{2} \left\{ \frac{1}{R_*} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{R_*}{R_*} \right)^{1/2} \right] - \frac{1}{\infty} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{R_*}{\infty} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (25)$$

$$= \frac{3GM_1\dot{M}_1}{2} \frac{1}{3R_*} = \frac{GM_1\dot{M}_1}{2R_*}.$$

Para objetos com acréscimo vinculado pelo limite de Eddington, há um limite sobre o valor da taxa de acréscimo estacionária. Se toda a energia cinética do material em queda é convertida em radiação na superfície estelar, R_* , a luminosidade de acréscimo (L_{acc}) é

$$L_{\text{acc}} = GM_1\dot{M}_1/R_*. \quad (26)$$

Isso implica que a $L_{\text{disc}} = 1/2L_{\text{acc}}$. O fato da matéria em R_* ainda reter como energia cinética metade da energia potencial que perdeu espiralando, significa que metade da luminosidade de acréscimo é ainda disponível para ser radiada na *boundary layer*, que é, portanto, tão importante quanto o disco para a emissão total.

Iremos agora verificar se as suposições que a velocidade azimutal v_ϕ obedece o valor kepleriano, e que o disco é fino são auto-consistentes. Primeiramente, considerando a estrutura do disco na direção z , que está em equilíbrio hidrostático ($v = 0$), a componente z da equação de Euler desprezando todos os termos de velocidade torna-se,

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla P + \vec{f}$$

$$\hat{z} \longrightarrow \nabla P = \frac{\partial P}{\partial z} = f_z = -\rho g_z = \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{GM_1}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{GM_1}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right),$$

onde ρ é a densidade volumétrica do disco e P é a pressão. Para um disco fino ($z \ll R$),

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{GM_1 2z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \stackrel{z \ll R}{\approx} -\frac{GM_1 z}{R^3}. \quad (27)$$

Se a escala de altura típica do disco na direção z é H , podemos definir $\partial P/\partial z \sim P/H$ e $z \sim H$; a suposição de disco fino equivale a exigir $H \ll R$. Como $P \sim \rho c_s^2$, onde c_s é a velocidade do som, encontramos

$$\frac{1}{\rho} \frac{P}{H} \sim \frac{1}{\rho} \frac{\rho c_s^2}{H} \sim \frac{GM_1 H}{R^3}$$

$$H \cong c_s \left(\frac{R}{GM_1} \right)^{1/2} R \quad (28)$$

de modo que,

$$H \ll R \longrightarrow c_s \ll \left(\frac{GM_1}{R} \right)^{1/2}, \quad (29)$$

ou seja, para um disco fino necessitamos que a velocidade kepleriana local seja altamente supersônica.

Agora, podemos verificar se a velocidade circular da matéria terá um valor muito próximo do valor kepleriano. A componente radial da equação de Euler é,

$$\begin{aligned} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} &= v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} \hat{R} + v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} \hat{\phi} + \frac{v_\phi}{R} v_R \hat{\phi} - \frac{v_\phi}{R} v_\phi \hat{R} \\ \hat{R} \longrightarrow &\rho \frac{\partial v_R}{\partial t} + \rho v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \rho \frac{v_\phi^2}{R} = -\frac{\partial P}{\partial R} - \rho g_{\hat{R}} \\ v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \frac{v_\phi^2}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{GM_1}{R^2} &= 0. \end{aligned} \quad (30)$$

Por causa da Eq. 29, podemos desprezar o termo de pressão $(1/\rho)\partial P/\partial R \sim c_s^2/R$ em comparação com o termo gravitacional. Para avaliarmos o termo $v_R \partial v_R/\partial R$ usamos as Eqs. 17 e 22,

$$\begin{aligned} v_R &\stackrel{(17)}{=} -\frac{\dot{M}_1}{2\pi R \Sigma} \stackrel{(22)}{=} -\frac{\dot{M}_1}{2\pi R} v \frac{3\pi}{\dot{M}_1} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]^{-1} \\ v_R &= -\frac{3v}{2R} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (31)$$

Notemos que $v_R \sim v/R$. Para qualquer valor razoável para a viscosidade, v_R é altamente subsônico, desde que adotemos a prescrição para a viscosidade de Shakura e Sunyaev (1973) (que será melhor analisada a posteriori),

$$v_R \sim \frac{v}{R} \sim \alpha c_s \frac{H}{R} \ll c_s. \quad (32)$$

Aqui o termo $v_R \partial v_R/\partial R$ é ainda menor que o termo do gradiente de pressão. Definindo o número de Mach $\mathcal{M} = v_\phi/c_s$, a Eq. 30 implica que

$$\underbrace{v_R \frac{\partial v_R}{\partial R}}_{\ll c_s} - \frac{v_\phi^2}{R} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R}}_{\propto c_s^2 \ll GM_1/R} + \frac{GM_1}{R^2} = 0$$

$$v_{\phi}^2 = \frac{GM_1}{R} [1 - O(c_s^4)] \rightarrow v_{\phi} = \left(\frac{GM_1}{R} \right)^{1/2} [1 - O(\mathcal{M}^{-2})], \quad (33)$$

assim, podemos reescrever as Eqs. 28 e 32 como,

$$H \cong c_s \left(\frac{R}{GM_1} \right)^{1/2} R \sim \frac{c_s}{v_{\phi}} R = \mathcal{M}^{-1} R \quad (34)$$

$$v_R \sim \alpha c_s \frac{H}{R} \sim \alpha c_s \frac{\mathcal{M}^{-1} R}{R} = \alpha c_s \mathcal{M}^{-1}. \quad (35)$$

Portanto, em um disco fino a velocidade circular v_{ϕ} é kepleriana e altamente supersônica; já a velocidade radial de deriva v_R e a escala de altura vertical H são auto-consistentemente pequenas.

2.3 A ESTRUTURA LOCAL DOS DISCOS FINOS

Se a aproximação de disco fino for válida, os cálculos dos detalhes da estrutura do disco são enormemente simplificados. Ambos os gradientes de pressão e temperatura são essencialmente verticais, de modo que as estruturas verticais e radiais são em grande parte desacopladas. Assim, podemos tratar a estrutura vertical do disco para um dado raio como se fosse uma versão unidimensional da estrutura estelar.

Em geral, podemos definir uma densidade central no disco aproximadamente por

$$\begin{aligned} \rho &= \Sigma/H, \\ H &= R c_s / v_{\phi}. \end{aligned} \quad (36)$$

A velocidade do som c_s é dada por

$$c_s^2 = P/\rho \quad (37)$$

onde, em geral, a pressão P é a soma das pressões do gás (P_g) e da radiação (P_r) num campo de radiação uniforme:

$$P_g = \frac{n\mathcal{R}T}{V} = \frac{\rho n N_A k_b T}{m} = \frac{\rho \mathcal{N} k_b T}{\mathcal{N} \mu m_p} = \frac{\rho k_b T}{\mu m_p}$$

$$P_r = \frac{u}{3} = \frac{4\sigma}{3c} T^4$$

$$P = \frac{\rho k_b T_c}{\mu m_p} + \frac{4\sigma}{3c} T_c^4, \quad (38)$$

onde k_b é a constante de Boltzmann, T_c é a temperatura central do disco (em $z = 0$), m_p é a massa do próton, σ é a constante de Stefan-Boltzmann e c é a velocidade da luz no vácuo.

A profundidade óptica do disco (τ) é dada por,

$$\tau = \rho H \kappa_R(\rho, T_c) = \Sigma \kappa_R, \quad (39)$$

onde κ_R é a opacidade média de Rosseland. Assumiremos que o disco é óticamente espesso ($\tau \gg 1$). Neste caso, o campo de radiação é localmente muito próximo do valor de corpo negro. Já se τ torna-se $\lesssim 1$, a radiação pode escapar diretamente e a aproximação de corpo negro não é mais válida.

Como em estrelas, o mecanismo de transporte de energia vertical pode ser radiativo ou convectivo. Aqui, assumiremos que o transporte é radiativo – isso é de fato verdade em muitos casos importantes. Logo, para esse caso, a taxa de dissipação por unidade de área da face $D(R)$ é

$$D(R) = \frac{4\sigma}{3\tau} T_c^4, \quad (40)$$

que é a nossa equação de energia necessária.

Para completamos o conjunto de equações que descreve um disco fino estacionário necessitamos de uma relação $\kappa_R = \kappa_R(\rho, T_c)$ para a opacidade, e alguma relação para a viscosidade ν (por exemplo, a prescrição α de SHAKURA; SUNYAEV, 1973). Portanto, coletamos o seguinte conjunto de equações:

$$\left. \begin{aligned} 1. \rho &= \frac{\Sigma}{H}; \\ 2. H &= c_s \frac{R^{3/2}}{(GM_1)^{1/2}}; \\ 3. c_s^2 &= \frac{P}{\rho}; \\ 4. P &= \frac{\rho k_b T_c}{\mu m_p} + \frac{4\sigma}{3c} T_c^4; \\ 5. \frac{4\sigma T_c^4}{3\tau} = D(R) &= \frac{3GM_1 \dot{M}_1}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]; \\ 6. \tau &= \Sigma \kappa_R(\rho, T_c) = \tau(\Sigma, \rho, T_c); \\ 7. \nu \Sigma &= \frac{\dot{M}_1}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]; \\ 8. \nu &= \nu(\rho, T_c, \Sigma, \alpha, \dots). \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Essas oito equações podem ser resolvidas para as oito incógnitas ρ , Σ , H , c_s , P , T_c , τ e ν como funções de \dot{M}_1 , M_1 , R e qualquer parâmetro aparecendo na prescrição

viscosa 8 (por exemplo, α de SHAKURA; SUNYAEV, 1973). Uma vez resolvidas essas equações, a velocidade radial de deriva v_R pode ser obtida da Eq. 31.

2.4 O MODELO PADRÃO PARA DISCOS ESTACIONÁRIOS

Resolveremos agora as equações do disco estacionário para um caso simples. A estrutura do disco que consideraremos foi primeiramente investigada por Shakura e Sunyaev (1973), e a solução é conhecida como modelo padrão para discos estacionários (ou *steady α -disc model*). Então, para resolvermos o sistema de Eqs. 41 precisamos de uma prescrição viscosa e uma relação para a opacidade. Tomaremos a prescrição α para a viscosidade (ver nota de rodapé na Capítulo 1):

$$\nu = \alpha c_s H. \quad (42)$$

Também assumiremos que ρ e T_c são tal que a opacidade média de Rosseland é bem descrita pela lei de Kramers:

$$\kappa_R = 5 \times 10^{24} \rho T_c^{-7/2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}. \quad (43)$$

Por esse modelo, iremos desconsiderar o termo de pressão de radiação $(4\sigma/3c) T_c^4$ da equação de estado (expressão 4 da Eq. 41).

Com essa escolha para ν e κ_R o sistema da Eq. 41 é algébrico. Para facilitar a notação, iremos definir $f^4 = 1 - (R_*/R)^{1/2}$. Assim, usando as expressões 1, 2, 3, 4, 5, 6 da Eq. 41 e κ_R , obtemos

$$\begin{aligned} \tau &\stackrel{(6)}{=} \Sigma \kappa_R \stackrel{(43)}{=} 5 \times 10^{24} \Sigma \rho T_c^{-7/2} \stackrel{(1)}{=} 5 \times 10^{24} \frac{\Sigma^2}{H} T_c^{-7/2} \stackrel{(2)}{=} 5 \times 10^{24} \Sigma^2 \frac{(GM_1)^{1/2}}{c_s R^{3/2}} T_c^{-7/2} \\ c_s &\stackrel{(3)}{=} \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \stackrel{(4)}{=} \left(\frac{k_b T_c}{\mu m_p} \right)^{1/2} \\ \tau &= 5 \times 10^{24} \left(\frac{\mu m_p GM_1}{k_b R^3} \right)^{1/2} \Sigma^2 T_c^{-4} \\ D &\stackrel{(5)}{=} \frac{4\sigma T_c^4}{3\tau} = \frac{4\sigma}{3} \left[5 \times 10^{24} \left(\frac{\mu m_p GM_1}{k_b R^3} \right)^{1/2} \Sigma^2 \right] T_c^8 \\ T_c &= \underbrace{\left[\frac{15}{4} \times 10^{24} \frac{1}{\sigma} \left(\frac{Gm_p}{k_b} \right)^{1/2} \right]^{1/8}}_{A_1 \simeq 4.56 \times 10^2} \mu^{1/16} \Sigma^{1/4} D^{1/8} M_1^{1/16} R^{-3/16}. \end{aligned} \quad (44)$$

Combinando isso com as expressões 7 e 8,

$$\begin{aligned}
 v &\stackrel{(42)}{=} \alpha c_s H \stackrel{(2)}{=} \frac{\alpha c_s^2 R^{3/2}}{(GM_1)^{1/2}} \stackrel{(3)}{=} \frac{\alpha P R^{3/2}}{\rho (GM_1)^{1/2}} \stackrel{(4)}{=} \frac{\alpha k_b R^{3/2}}{\mu m_p (GM_1)^{1/2}} T_c \\
 &\stackrel{(44)}{=} \frac{A_1 k_b}{m_p G^{1/2}} \alpha \mu^{-15/16} \Sigma^{1/4} D^{1/8} M_1^{-7/16} R^{21/16} \\
 &\stackrel{(5)}{=} \frac{A_1 k_b}{m_p G^{1/2}} \left(\frac{3G}{8\pi} \right)^{1/8} \alpha \mu^{-15/16} \Sigma^{1/4} \dot{M}_1^{1/8} M_1^{-5/16} R^{15/16} f^{1/2} \\
 v \Sigma &= \frac{A_1 k_b}{m_p G^{1/2}} \left(\frac{3G}{8\pi} \right)^{1/8} \alpha \mu^{-15/16} \Sigma^{5/4} \dot{M}_1^{1/8} M_1^{-5/16} R^{15/16} f^{1/2} \stackrel{(7)}{=} \frac{\dot{M}_1}{3\pi} f^4 \\
 \Sigma &= \underbrace{\left[\frac{m_p G^{1/2}}{3\pi k_b A_1} \left(\frac{8\pi}{3G} \right)^{1/8} \right]^{4/5}}_{A_2 \simeq 5.0 \times 10^{-12}} \alpha^{-4/5} \mu^{3/4} \dot{M}_1^{7/10} M_1^{1/4} R^{-3/4} f^{14/5}.
 \end{aligned} \tag{45}$$

Essa é uma das nossas soluções para a estrutura do disco fino estacionário. De modo análogo, podemos calcular as outras quantidades:

$$\begin{aligned}
 H &\stackrel{(2)}{=} \frac{c_s R^{3/2}}{(GM_1)^{1/2}} \stackrel{(3),(4)}{=} \left(\frac{k_b}{m_p G} \right)^{1/2} \mu^{-1/2} M_1^{-1/2} R^{3/2} T_c^{1/2} \\
 &\stackrel{(44),(5)}{=} \left(\frac{A_1 k_b}{m_p G} \right)^{1/2} \left(\frac{3G}{8\pi} \right)^{1/16} \mu^{-15/32} \Sigma^{1/8} \dot{M}_1^{1/16} M_1^{-13/32} R^{39/32} f^{1/4} \\
 &\stackrel{(45)}{=} \underbrace{\left(\frac{A_1 k_b}{m_p G} \right)^{1/2} \left(\frac{3GA_2^2}{8\pi} \right)^{1/16}}_{A_3 \simeq 9.06 \times 10^6} \alpha^{-1/10} \mu^{-3/8} \dot{M}_1^{3/20} M_1^{-3/8} R^{9/8} f^{3/5}
 \end{aligned} \tag{46}$$

$$\rho \stackrel{(1)}{=} \frac{\Sigma}{H} = \frac{A_2}{A_3} \alpha^{-7/10} \mu^{9/8} \dot{M}_1^{11/20} M_1^{5/8} R^{-15/8} f^{11/5} \tag{47}$$

$$T_c = A_1 \mu^{1/16} \Sigma^{1/4} D^{1/8} M_1^{1/16} R^{-3/16} \stackrel{(5),(45)}{=} A_1 \left(\frac{3GA_2^2}{8\pi} \right)^{1/8} \alpha^{-1/5} \mu^{1/4} \dot{M}_1^{3/10} M_1^{1/4} R^{-3/4} f^{6/5} \tag{48}$$

$$\tau \stackrel{(6),(43)}{=} 5 \times 10^{24} \Sigma \rho T_c^{-7/2} = \frac{5 \times 10^{24} A_2^2}{A_3 A_1^{7/2}} \left(\frac{8\pi}{3GA_2^2} \right)^{7/16} \alpha^{-4/5} \mu \dot{M}_1^{1/5} f^{4/5} \tag{49}$$

$$v \stackrel{(42),(2),(3),(4)}{=} \frac{\alpha k_b R^{3/2}}{\mu m_p (GM_1)^{1/2}} T_c = \frac{A_1 k_b}{m_p G^{1/2}} \left(\frac{3GA_2^2}{8\pi} \right)^{1/8} \alpha^{4/5} \mu^{-3/4} \dot{M}_1^{3/10} M_1^{-1/4} R^{3/4} f^{6/5} \tag{50}$$

$$v_R^{(31)} = -\frac{3\nu}{2R}f^{-4} = -\frac{3A_1k_b}{2m_pG^{1/2}}\left(\frac{3GA_2^2}{8\pi}\right)^{1/8}\alpha^{4/5}\mu^{-3/4}\dot{M}_1^{3/10}M_1^{-1/4}R^{-1/4}f^{-14/5}. \quad (51)$$

Para temos uma ideia dos valores típicos das quantidades do disco, expressaremos as soluções em termos de $R_{10} = R/(10^{10} \text{ cm})$, $m_1 = M_1/M_\odot$, e $\dot{M}_{16} = \dot{M}_1/(10^{16} \text{ g s}^{-1})$. Logo, a solução do disco de Shakura-Sunyaev é:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma &= 5.30\alpha^{-4/5}\mu^{3/4}\dot{M}_{16}^{7/10}m_1^{1/4}R_{10}^{-3/4}f^{14/5} \text{ g cm}^{-2}, \\ H &= 1.32 \times 10^8\alpha^{-1/10}\mu^{-3/8}\dot{M}_{16}^{3/20}m_1^{-3/8}R_{10}^{9/8}f^{3/5} \text{ cm}, \\ \rho &= 4.02 \times 10^{-8}\alpha^{-7/10}\mu^{9/8}\dot{M}_{16}^{11/20}m_1^{5/8}R_{10}^{-15/8}f^{11/5} \text{ g cm}^{-3}, \\ T_c &= 2.80 \times 10^4\alpha^{-1/5}\mu^{1/4}\dot{M}_{16}^{3/10}m_1^{1/4}R_{10}^{-3/4}f^{6/5} \text{ K}, \\ \tau &= 291\alpha^{-4/5}\mu\dot{M}_{16}^{1/5}f^{4/5}, \\ \nu &= 2.00 \times 10^{14}\alpha^{4/5}\mu^{-3/4}\dot{M}_{16}^{3/10}m_1^{-1/4}R_{10}^{3/4}f^{6/5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \\ v_R &= -3.00 \times 10^4\alpha^{4/5}\mu^{-3/4}\dot{M}_{16}^{3/10}m_1^{-1/4}R_{10}^{-1/4}f^{-14/5} \text{ cm s}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

$$\text{com } f = \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]^{1/4}.$$

Notamos diferenças entre essa solução e a encontrada por Frank *et al.* (2002). Um dos motivos dessas diferenças é a mudança na Eq. 43 ocorrida entre a segunda e a terceira edição. Na terceira edição foi considerada uma nova expressão para κ_R que, segundo os autores, só modificava o resultado de τ . Porém nossa revisão mostrou que as demais expressões também são modificadas com a introdução da nova relação para κ_R . Podem também existir outros equívocos que foram propagados entre as diferentes edições, mas mostraremos que as nossas soluções são consistente com o teste de Pringle (1981) na Seção 5.1.1.

Agora podemos plotar todas as quantidades em relação a R . Para isso, assumiremos valores de $\mu = 0.615$ (apropriado para uma abundância solar de gases totalmente ionizados), $\dot{M}_{16} = 1$, $m_1 = 1$, $R_* = 2.0 \times 10^8 \text{ cm}$, e para α , tomaremos três valores, 0.01, 0.1 e 1.0.

Podemos notar que as quantidades Σ , H , ρ , T_c e τ têm valores maiores para α menores, enquanto as quantidades ν e v_R têm valores maiores para α maiores (Figs. 8 e 9). Isso é esperado, pois com um α maior, o disco será mais viscoso e a matéria irá fluir mais rapidamente, fazendo com que o disco seja menos denso e mais fino, implicando em profundidade óptica e temperatura central menores.

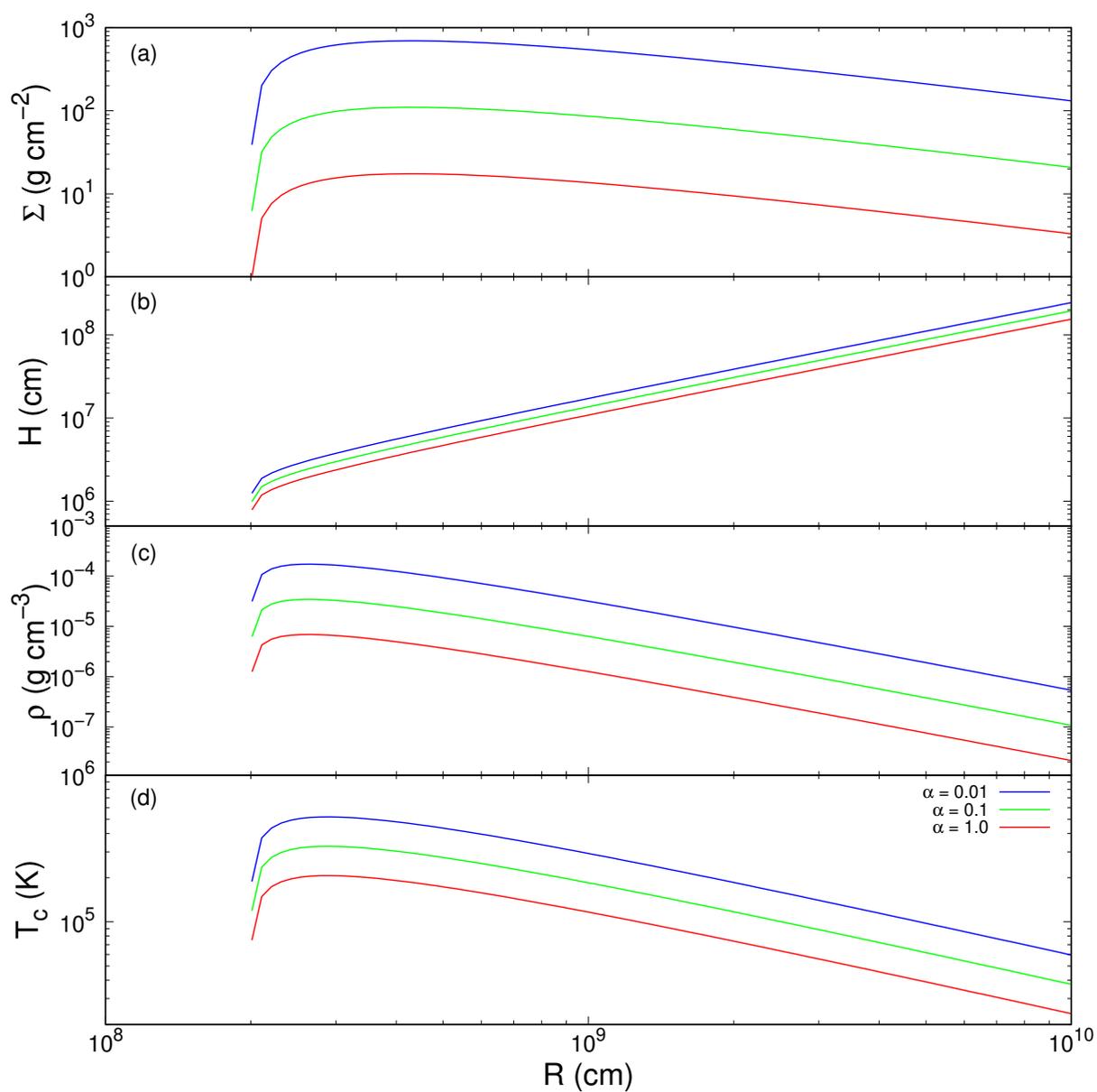


Figura 8 – Soluções para a densidade superficial de matéria (a), a escala de altura (b), a densidade (c) e a temperatura central (d) num disco de Shakura-Sunyaev em função do raio, onde assumimos alguns valores típicos para VCs.

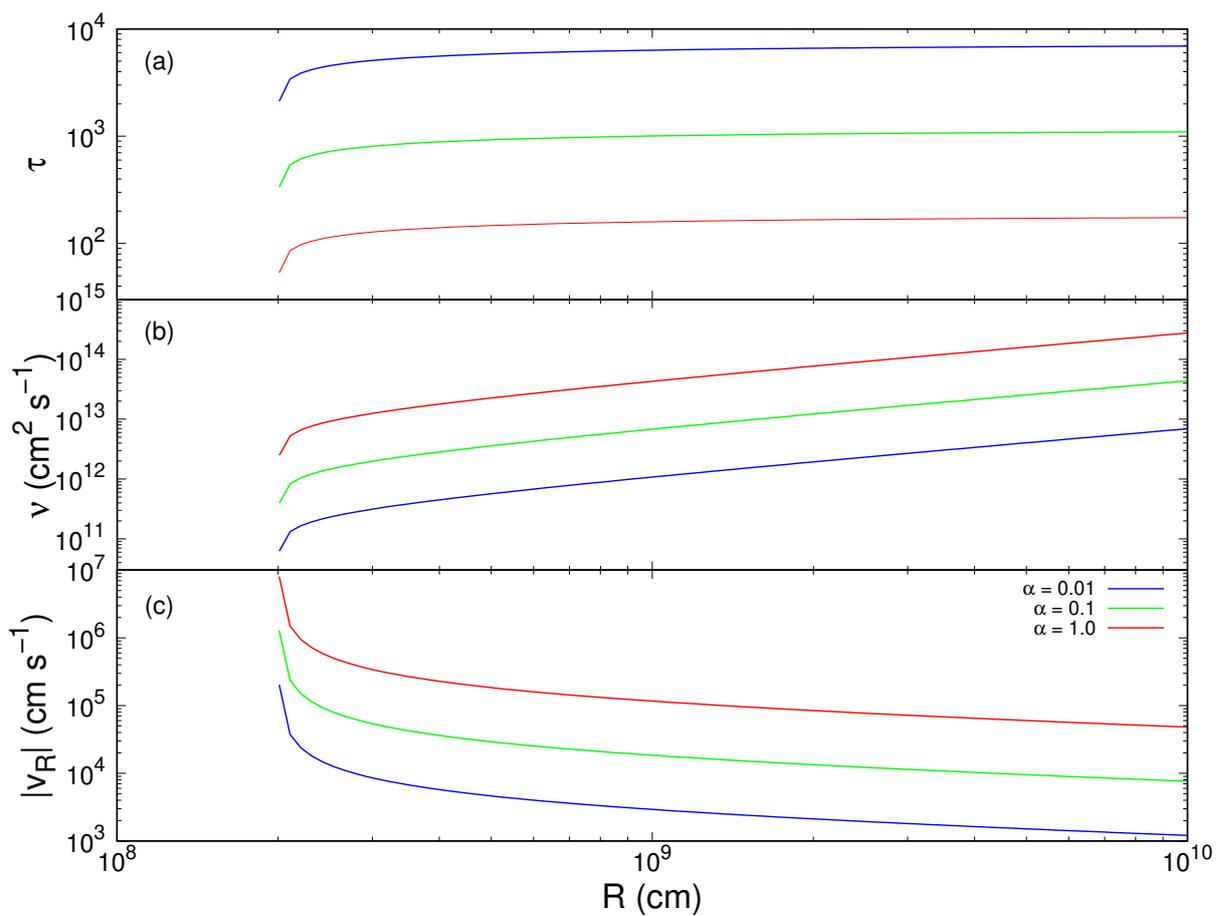


Figura 9 – Soluções para a profundidade óptica (a), o coeficiente de viscosidade cinética (b) e a velocidade radial de deriva (c) num disco de Shakura-Sunyaev em função do raio.

3 ESPECTROS EM DISCOS DE ACRÉSCIMO

A investigação da radiação espectral em discos de acréscimo é de suma importância para a compreensão das VCs. A maioria dos modelos de espectros em disco assumem que o disco é opticamente espesso na direção z , mas a presença de significativa emissão no contínuo de Balmer e intensas linhas de emissão (HI, CaII, HeI, HeII, entre outras) no espectro de novas-anãs em quiescência indica que esta suposição não necessariamente é correta. Neste capítulo descreveremos o tratamento da emissividade espectral em discos de acréscimo, junto com resultados observacionais.

3.1 O ESPECTRO EMITIDO POR UM DISCO

Uma consequência extremamente importante da suposição que o disco é opticamente espesso na direção z é que cada elemento da face do disco irradia aproximadamente como um corpo negro com uma temperatura $T(R)$ dada pela expressão,

$$\sigma T^4(R) = D(R)$$

Se usarmos a Eq. 23, obtemos

$$T(R) = \left\{ \frac{3GM_1\dot{M}_1}{8\pi R^3\sigma} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/4}. \quad (53)$$

Para $R \gg R_*$,

$$T = \left(\frac{3GM_1\dot{M}_1}{8\pi R^3\sigma} \right)^{1/4} = \underbrace{\left(\frac{3GM_1\dot{M}_1}{8\pi R_*^3\sigma} \right)^{1/4}}_{T_*} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3/4} = T_* \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3/4}, \quad (54)$$

onde a dependência de $T(R) \propto R^{-3/4}$ é uma característica das regiões externas em discos estacionários, confirmada por observações de novas-anãs no máximo da erupção (por exemplo, HORNE; COOK, 1985; BAPTISTA *et al.*, 2007).

A temperatura $T(R)$ desempenha um papel análogo à temperatura efetiva de uma estrela: muito grosseiramente, podemos aproximar o espectro emitido por cada elemento de área do disco como

$$I_\nu = B_\nu[T(R)] = \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/k_b T(R)} - 1)} (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}).$$

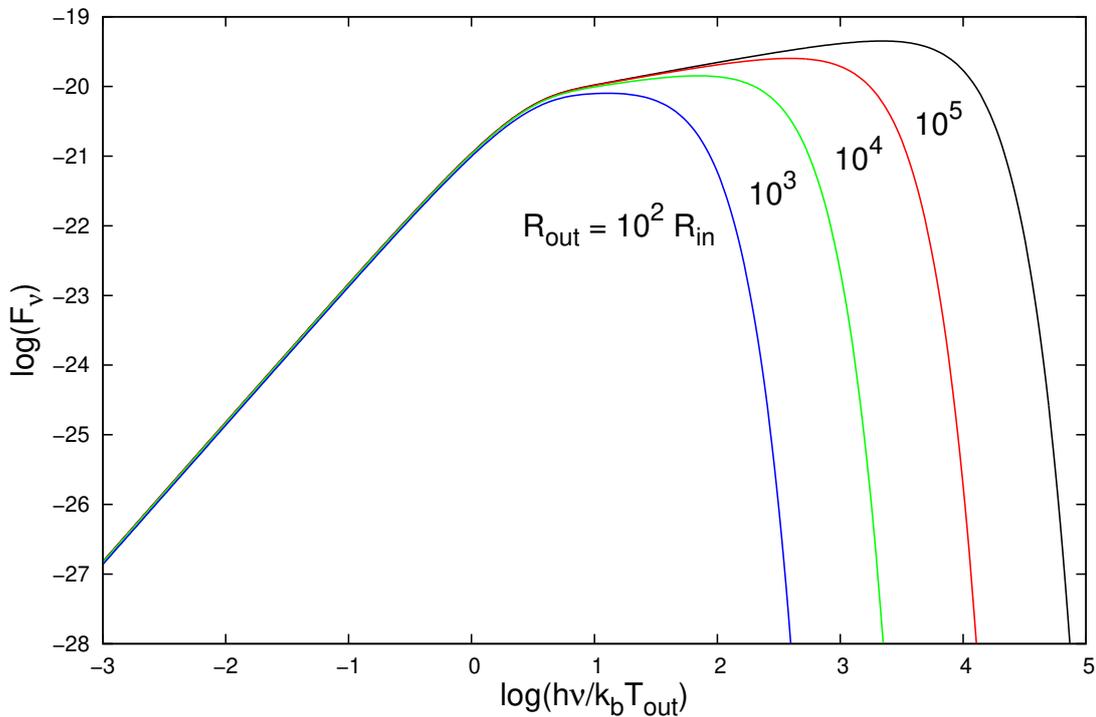
Essa aproximação despreza os efeitos da atmosfera do disco. Assim, essa prescrição pode não representar o espectro detalhado do disco no domínio de frequências específicas. Para um observador à uma distância D cuja linha de visada faz um ângulo i com a normal ao plano do disco, o fluxo com frequência ν a partir do disco é,

$$F_{\nu} = \frac{2\pi \cos i}{D^2} \int_{R_*}^{R_{\text{out}}} I_{\nu} R dR$$

onde R_{out} é o raio externo do disco. Com a suposição de corpo negro, obtemos

$$F_{\nu} = \frac{4\pi h \cos i \nu^3}{c^2 D^2} \int_{R_*}^{R_{\text{out}}} \frac{R dR}{e^{h\nu/k_b T(R)} - 1}. \quad (55)$$

Uma importante característica deste resultado é que F_{ν} é independente da viscosidade do disco. Isso é uma consequência das suposições de disco em regime estacionário e emissão de corpo negro. O espectro dado pela Eq. 55 é mostrado na Fig. 10.



Valores assumidos: $M = 1 M_{\odot}$, $M_{\text{dot}} = 10^{16} \text{ g s}^{-1}$, $i = 0.0^{\circ}$, $R_{\text{out}} = 10^{11} \text{ cm}$, $d = 1 \text{ pc}$

Figura 10 – Os espectros contínuos F_{ν} de um disco de acréscimo estacionário opticamente espesso emitindo localmente como um corpo negro, para discos com diferentes razões $R_{\text{out}}/R_{\text{in}}$. Para anãs brancas e estrelas de nêutrons não-magnéticas $R_{\text{in}} = R_*$, enquanto para objetos magnéticos $R_{\text{in}} =$ raio da magnetosfera. A frequência é normalizada em $k_b T_{\text{out}}/h$ onde $T_{\text{out}} = T(R_{\text{out}})$.

Uma vez que nossas duas suposições são prováveis e aproximadamente válidas para alguns sistemas, devemos esperar que o espectro específico dado pela Eq. 55 nos dê pelo menos uma representação simplificada do espectro observado nestes casos, e qualquer discrepância séria não pode ser devida à nossa ignorância da viscosidade. Por outro lado, também podemos desenvolver um modelo que vá além da suposição de emissão de corpo negro, conforme veremos na próxima seção.

3.2 DISCOS DE ACRÉSCIMO OPTICAMENTE FINOS

Apresentaremos agora um tratamento para discos de acréscimo que leva em conta a possibilidade de regiões opticamente finas. O modelo, proposto por Tylenda (1981), mostra que discos de acréscimo estacionários em VCs com baixos valores de \dot{M}_2 ($\lesssim 10^{16}$ g/s) contêm regiões externas opticamente finas no contínuo, tanto mais extensas quanto menor for \dot{M}_2 .

Tylenda (1981) fez em seus cálculos as seguintes suposições:

- (a) O disco está na condição quase-estacionária, ou seja, \dot{M} é constante ao longo do disco;
- (b) A estrutura radial é descrita pelo modelo padrão para discos estacionários (SHAKURA; SUNYAEV, 1973);
- (c) Localmente o disco é tratado como uma fatia de gás plano-paralela, uniforme na direção z ;
- (d) O estado físico da matéria no disco é determinado pelo equilíbrio termodinâmico local (LTE);
- (e) Espalhamento de radiação é ignorado;

Do modelo de disco padrão temos que o fluxo de energia gerada por unidade de superfície do disco é dado pela Eq. 23, e das suposições (d) e (e) a função fonte é simplesmente a função de Planck,

$$S_\nu = B_\nu(T). \quad (56)$$

A solução formal da transferência radiativa com a suposição (c) dá a intensidade da radiação emitida em uma direção μ (sendo $\mu = \cos i$),

$$I_\nu = B_\nu(T) \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\mu}\right) \right]. \quad (57)$$

Conseqüentemente, podemos calcular o fluxo radiativo tomando a integral sobre o ângulo sólido,

$$\begin{aligned} F_\nu &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos \theta \sin \theta \, d\theta d\phi \\ &= B_\nu(T) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_\nu}{\cos \theta}\right) \right] \cos \theta \sin \theta \, d\theta = 2\pi B_\nu(T) \int_1^\infty \frac{1 - e^{-\tau_\nu y}}{y^3} dy \\ &= \pi B_\nu(T) \left[1 - 2 \int_1^\infty \frac{e^{-\tau_\nu y}}{y^3} dy \right] = \pi B_\nu(T) [1 - 2 E_3(\tau_\nu)], \end{aligned} \quad (58)$$

onde E_3 é a função exponencial integral de terceira ordem.

A solução da função $E_3(\tau)$ é um dada por,

$$E_3(\tau) = \frac{1}{2} \left\{ (1 - \tau) e^{-\tau} + \tau^2 [\text{Shi}(\tau) - \text{Chi}(\tau)] \right\}, \text{ para } \text{Re}(\tau) > 0, \quad (59)$$

onde $\text{Shi}(\tau)$ e $\text{Chi}(\tau)$ são as funções seno e cosseno hiperbólico integral. Essa solução é muito complexa para ser utilizada, mas podemos representar essa solução como uma função analítica mais simples. Para isso, obtemos um conjunto de soluções numéricas de $E_3(\tau)$ para diversos valores de τ usando o Wolfram Mathematica[®], ao qual ajustamos uma função do tipo $f(\tau) = a e^{-b\tau} - c \tau e^{-d\tau}$ (primeira parte da solução), onde a , b , c e d são parâmetros livres do ajuste. Esse ajuste é feito através da rotina FIT do GNUPLOT e o resultado é mostrado na Fig. 11. Os resíduos obtidos são $\lesssim 0.001$ e apresentam um comportamento senoidal possivelmente devido à não inclusão dos termos $\text{Shi}(\tau)$ e $\text{Chi}(\tau)$.

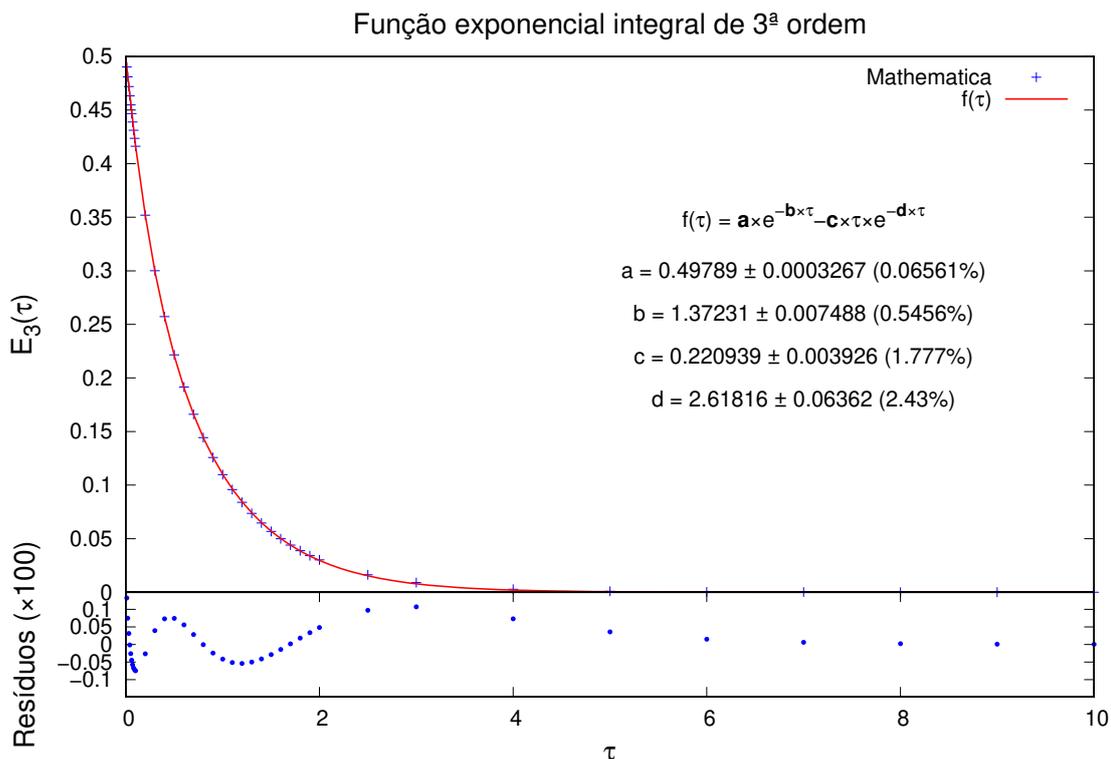


Figura 11 – Ajuste de $E_3(\tau)$. A função e os valores dos parâmetros livres ajustados são mostrados no corpo da figura. *Painel superior*: Soluções numéricas de $E_3(\tau)$ obtidas através do Mathematica (cruzes azuis) e a curva de melhor ajuste à essas soluções (curva vermelha). *Painel inferior*: Resíduos das soluções numéricas em relação ao melhor ajuste multiplicados por 100.

A conservação de energia dá a equação,

$$D(R) = \int_0^\infty F_v(R) dv. \quad (60)$$

No limite para $\tau \gg 1$, ou seja, disco de acréscimo opticamente espesso, recaímos no caso $D(R) = \sigma T^4(R)$ pois $E_3(\tau) \cong 0$.

3.2.1 Fontes de Opacidades

Tylenda (1981) incluiu no cálculo do coeficiente de absorção (K_ν) os processos de transições livre-livre (f-f) e ligado-livre (b-f) do H^0 , H^- , He^0 e He^+ , bem como as transições ligado-ligado (b-b) em H^0 (linhas de Balmer) e Ca^+ (linhas H e K). Também foi incluída a ionização de metais representativos (Ca e Fe) para a estimativa da pressão eletrônica em baixas temperaturas. Descreveremos a seguir o tratamento referente às diferentes fontes de opacidades.

3.2.1.1 H^0 (b-f)

O hidrogênio neutro é a principal fonte de absorção para temperaturas excedendo 8000 K. Ambas absorções b-f e f-f são importantes. As transições b-f, ou seja, ionizações, podem ocorrer de qualquer nível para o contínuo. Podemos expressar o potencial de excitação (χ) como,

$$\chi_n = \chi_{ion} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right), \quad (61)$$

sendo a energia de ionização de $\chi_{ion} = 13.6$ eV para o hidrogênio. A Fig.12 esquematiza o diagrama de níveis de energia para o átomo de hidrogênio.

O coeficiente de absorção correspondente às transições b-f mostradas na Fig. 12 foi originalmente derivado por Kramers (1923) e modificado por Gaunt (1930). Seus resultados podem ser escritos como,

$$\alpha_{bf}(H) = \frac{32}{3^{3/2}} \frac{\pi^2 e^6}{h^3} \frac{R}{n^5 \nu^3} g_{bf} = \frac{32}{3^{3/2}} \frac{\pi^2 e^6}{h^3 c^3} R \frac{\lambda^3}{n^5} g_{bf} = \alpha_0 g_{bf} \frac{\lambda^3}{n^5} \text{ cm}^2 \text{ por átomo } H^0, \quad (62)$$

onde e é a carga do elétron, R é a constante de Rydberg e g_{bf} é o fator de Gaunt, que coloca a equação original de Kramers de acordo com os resultados da mecânica quântica. Esse fator é da ordem da unidade.

Existe dois fatores de Gaunt, um para as absorções b-f e outro para as absorções f-f. Geralmente, podemos expressar esses fatores usando,

$$g_{bf} = 1 - \frac{0.3456}{(\lambda R)^{1/3}} \left(\frac{\lambda R}{n^2} - \frac{1}{2} \right), \quad (63)$$

e

$$g_{ff} = 1 + \frac{0.3456}{(\lambda R)^{1/3}} \left(\frac{\lambda k_b T}{hc} + \frac{1}{2} \right). \quad (64)$$

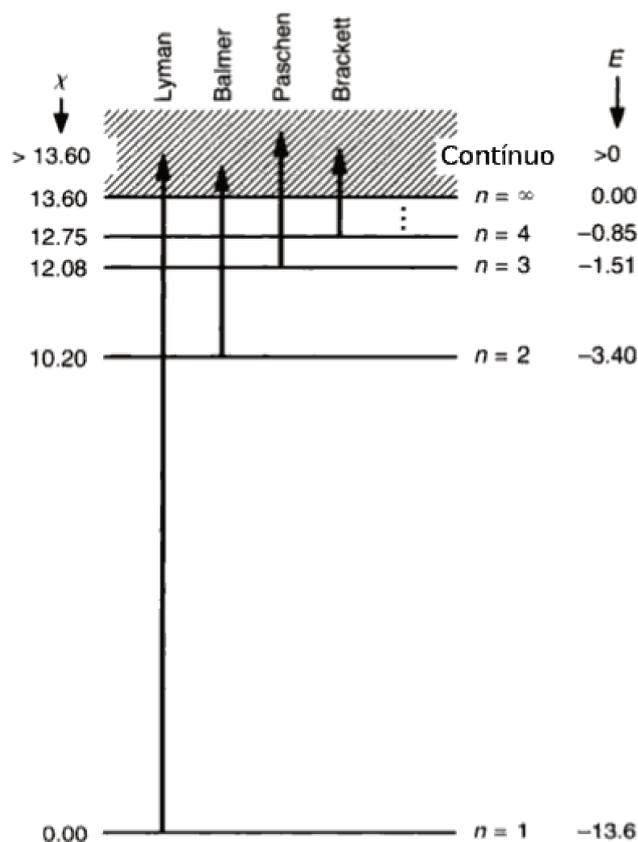


Figura 12 – Diagrama simplificado dos níveis de energia para o hidrogênio mostrando o número quântico (n), energia de ligação (E) e o potencial de excitação (χ) em eV para os primeiros quatro níveis e contínuo. Transições do nível ligado para o contínuo compreendem as absorções ligado-livre. Adaptado de Gray (2005).

Esse resultado foi obtido por Menzel e Pekeris (1935) e é adequado para a maioria dos propósitos.

Cada estado n contribui até uma dada frequência, ou seja, as transições só irão ocorrer se o fóton tiver a frequência mínima necessária para elevar um elétron para o contínuo. Assim é necessário que,

$$h\nu > \chi_{\text{ion}} - \chi_n \text{ ou } \lambda < \frac{hc}{\chi_{\text{ion}} - \chi_n}. \quad (65)$$

Além disso, temos que levar em consideração o número de átomos de hidrogênio em diferentes estados quântico. Boltzmann mostra que a probabilidade de encontrar um átomo ou elétron em um estado excitado com energia χ_n decai exponencialmente com o aumento de χ_n mas aumenta com o aumento da temperatura. Assim,

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n}{u_0(T)} e^{-\chi_n/k_b T} = \frac{g_n}{u_0(T)} 10^{-\Theta_{\chi_n}(\text{eV})}, \text{ com } u_0(T) = g_1 + g_2 e^{-\chi_2/k_b T} + \dots \quad (66)$$

onde N_n/N é o número de átomos de hidrogênio excitado no nível n por átomo de

hidrogênio neutro, $g_n = 2n^2$ é o peso estatístico, $u_0(T) \cong 2$ é a função de partição, e $\Theta = 5040/T$. Logo, o coeficiente de absorção em cm^2 por H^0 é,

$$\frac{\kappa(\text{H}_{bf})}{N(\text{H}^0)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_{bf}(\text{H})N_n}{N} = \alpha_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{u_0(T)} g_{bf} \frac{\lambda^3}{n^3} 10^{-\Theta X_n}. \quad (67)$$

Existe um problema para a determinação do valor da função de partição, pois ela é uma somatória que não converge. Sendo assim, é necessário limitar a somatória da Eq. 67 a um número quântico finito, n_{max} . Fisicamente, isso é resolvido reconhecendo que, em um gás real, os átomos não estão a distâncias infinitas, de modo que o modelo idealizado de um átomo se estendendo até o infinito não é válido. Os altos valores do número quântico principal n que causam a divergência correspondem àqueles estados afetados pela presença dos átomos vizinhos. Esses elétrons de alto n podem ser facilmente arrancados por perturbações dos vizinhos, de modo que um átomo alcance seu potencial de ionização efetivo em algum valor grande, mas finito, do número quântico principal, n_{max} . Essa redução do potencial de ionização pode ser levada em conta aproximadamente cortando a soma dos níveis no valor $n = n_{\text{max}}$. Um limite em n_{max} pode ser deduzido da condição de que a órbita de Bohr correspondente a $n = n_{\text{max}}$ seja da ordem das distâncias interatômicas,

$$n_{\text{max}}^2 2a_0 \sim N^{-1/3} \rightarrow n_{\text{max}} \sim \frac{1}{N^{1/6} \sqrt{2a_0}}, \quad (68)$$

onde $a_0 = 0.53 \text{ \AA}$ é o raio de Bohr. Por exemplo, para $N = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ devemos ter $n_{\text{max}} \sim 10^2$.

Por fim, é necessário realizar duas correções na Eq. 67. O primeiro fator de correção é devido à emissão estimulada. Essa emissão é o processo pelo qual um átomo, quando perturbado por um fóton que incide sobre ele, emite um outro fóton. Portanto, a absorção que será produzida é menor por um fator $1 - e^{-h\nu/k_b T}$. Um jeito mais conveniente de escrever esse fator é $1 - e^{-\chi_\lambda \Theta}$, onde $\chi_\lambda = 1.2398 \times 10^4/\lambda$ para λ em \AA .

O outro fator deve-se à correção do número de átomos de hidrogênio neutro $N(\text{H}^0)$ para o número de átomos de hidrogênio $N(\text{H})$. Supondo que temos apenas átomos de hidrogênio neutro e ionizado (H^+),

$$\frac{N(\text{H}^0)}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{H}^0)}{N(\text{H}^0) + N(\text{H}^+)} = \frac{1}{1 + N(\text{H}^+)/N(\text{H}^0)}. \quad (69)$$

Dada a equação de Saha,

$$\frac{N_1}{N_0} P_e = \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (k_b T)^{5/2}}{h^3} \frac{2u_1(T)}{u_0(T)} e^{-\chi_{\text{ion}}/k_b T} = \Phi(T), \quad (70)$$

onde N_1/N_0 é a proporção de íons para neutros, u_1/u_0 é a razão entre as funções de partição ionizada e neutra, e m_e é a massa do elétron, temos que,

$$\frac{N(\text{H}^0)}{N(\text{H})} = \frac{1}{1 + \Phi(\text{H})/P_e}. \quad (71)$$

3.2.1.2 H^0 (f-f)

A absorção livre-livre do hidrogênio neutro é muito pequena. Quando um elétron livre colide com um próton sua órbita é alterada. Um fóton pode ser absorvido durante essa colisão; a energia orbital do elétron será incrementada pela energia do fóton. A força da absorção depende da velocidade do elétron (v), pois um encontro lento aumenta a probabilidade de um fóton passar durante a colisão. De acordo com Kramers (1923), o coeficiente atômico é,

$$d\alpha_{ff}(\text{H}) = \frac{2}{3^{3/2}} \frac{h^2 e^2 R}{\pi m_e^3} \frac{1}{v^3} dv, \quad (72)$$

que é a seção de choque em cm^2 por átomo de H para uma fração de elétrons no intervalo de velocidades v e $v + dv$. A absorção completa f-f por elétron é dada integrando a Eq. 72 sobre as velocidades. Nesse caso, é razoável utilizar a distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann,

$$\frac{dN(v)}{N_{\text{total}}} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{k_b T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_b T}\right) dv, \quad (73)$$

que dá,

$$\begin{aligned} \alpha_{ff}(\text{H}) &= \frac{2}{3^{3/2}} \frac{h^2 e^2 R}{\pi m_e^3} \frac{1}{v^3} \int_0^\infty \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{k_b T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(\frac{-m_e v^2}{2k_b T}\right) dv \\ &= \frac{2}{3^{3/2}} \frac{h^2 e^2 R}{\pi m_e^3} \frac{1}{v^3} \left(\frac{2m_e}{\pi k_b T}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (74)$$

A derivação feita por Gaunt (1930) a partir da mecânica quântica recai novamente nessa mesma expressão, mas com o fator de correção g_{ff} que é dado pela Eq. 64.

O coeficiente de absorção em cm^2 por átomo de H^0 é proporcional à densidade numérica de elétrons (N_e) e prótons (N_i), resultando em,

$$\frac{\kappa(\text{H}_{ff})}{N(\text{H}^0)} = \frac{\alpha_{ff}(\text{H}) f_{ff} N_i N_e}{N(\text{H}^0)}. \quad (75)$$

Usando a Eq. 70,

$$\begin{aligned} \frac{N_1}{N_0} P_e &= \frac{N_i}{N(\text{H}^0)} N_e k_b T \rightarrow \frac{N_i N_e}{N(\text{H}^0)} = \frac{\Phi(T)}{k_b T} \\ \frac{\kappa(\text{H}_{ff})}{N(\text{H}^0)} &= \frac{2}{3^{3/2}} \frac{h^2 e^2 R}{\pi m_e^3} \frac{1}{\nu^3} \left(\frac{2m_e}{\pi k_b T} \right)^{1/2} g_{ff} \frac{(2\pi m_e k_b T)^{3/2}}{h^3} \frac{2u_1(T)}{u_0(T)} e^{-\chi_{\text{ion}}/k_b T} \\ &= \frac{16}{3^{3/2}} \frac{e^2 R}{hc^3 m_e} k_b T \lambda^3 g_{ff} e^{-\chi_{\text{ion}}/k_b T} \end{aligned} \quad (76)$$

Sendo $\chi_{\text{ion}} = hcR$ e $k_b T = \log e / \Theta$, onde e é o número de Euler,

$$\frac{\kappa(\text{H}_{ff})}{N(\text{H}^0)} = \underbrace{\frac{16}{3^{3/2}} \frac{e^2 R^2}{c^2 m_e}}_{\alpha_0} \lambda^3 g_{ff} \frac{\log e}{\Theta \chi_{\text{ion}}} \frac{u_1(T)}{u_0(T)} 10^{-\Theta \chi_{\text{ion}}}. \quad (77)$$

Novamente, devemos aplicar os fatores de correções devido à emissão estimulada e da mudança de $\text{H}^0 \rightarrow \text{H}$.

3.2.1.3 H^- (b-f)

O átomo de hidrogênio é capaz de segurar um segundo elétron em um estado ligado pois uma combinação simples elétron-próton é altamente polarizada. O elétron extra é ligado com 0.775 eV (χ_-). Assim todos os fótons com $\lambda < 16421 \text{ \AA}$ têm energia suficiente para ionizar o íon H^- de volta para o átomo de hidrogênio neutro mais um elétron livre. Os elétrons extras necessários para formar H^- veem da ionização dos metais. A eficiência da absorção de H^- depende da abundância desses elétrons livres. Além disso, as absorções b-f e f-f podem ocorrer quando há uma colisão entre um hidrogênio neutro e um elétron.

Vários autores trabalharam para a obtenção dos coeficientes de absorção atômica b-f. Adotamos os resultados de Wishart (1979). A dependência com o comprimento de onda é mostrada na Fig. 13. O máximo ocorre próximo a 8500 \AA . Foi realizado um ajuste polinomial aos dados de Wishart (1979) do tipo,

$$\alpha_{bf}(\text{H}^-) = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2 + a_3 \lambda^3 + a_4 \lambda^4 + a_5 \lambda^5 + a_6 \lambda^6, \quad (78)$$

onde $\alpha_{bf}(\text{H}^-)$ é em unidades de $10^{-18} \text{ cm}^2/\text{N}(\text{H}^-)$, λ é em \AA , e as constantes têm

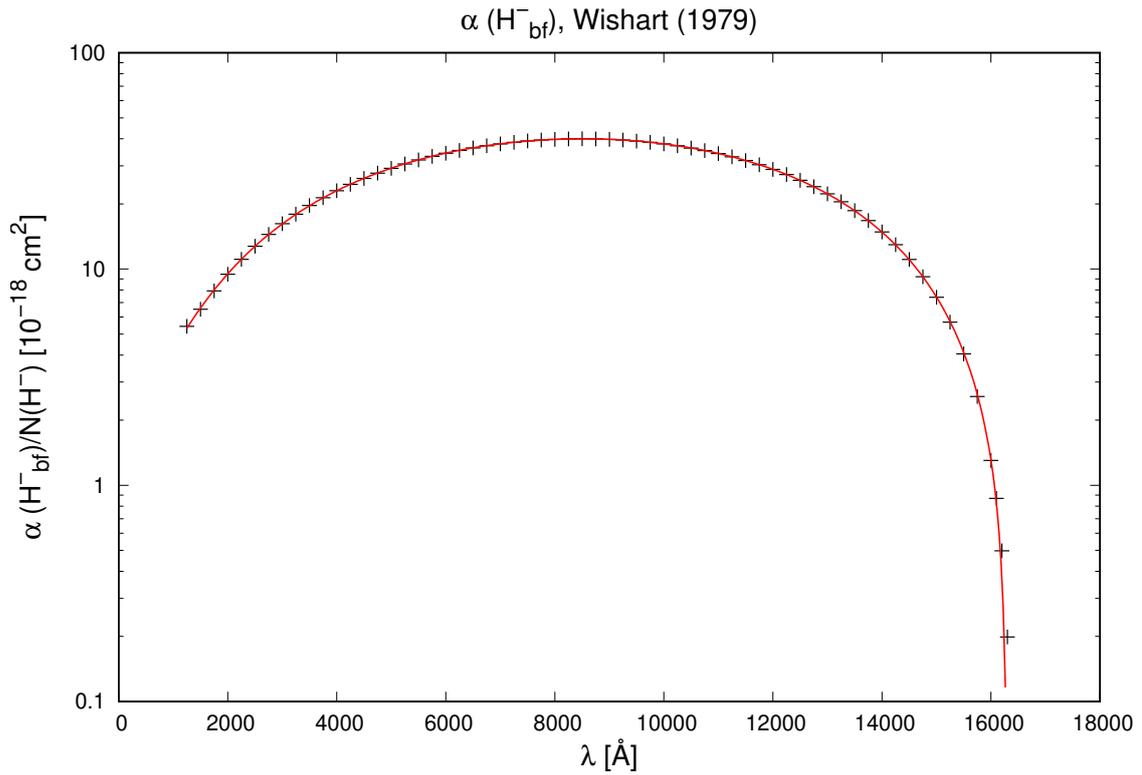


Figura 13 – Coeficiente de absorção do íon H^- . Os dados calculados por Wishart (1979) são plotados como cruces pretas enquanto a curva vermelha representa o ajuste polinomial da Eq. 78.

valores de,

$$\begin{aligned}
 a_0 &= +1.99654 \\
 a_1 &= -1.18267 \times 10^{-5} \\
 a_2 &= +2.64243 \times 10^{-6} \\
 a_3 &= -4.40524 \times 10^{-10} \\
 a_4 &= +3.23992 \times 10^{-14} \\
 a_5 &= -1.39568 \times 10^{-18} \\
 a_6 &= +2.78701 \times 10^{-23}.
 \end{aligned}$$

Esse ajuste tem uma precisão melhor do que 0.2% entre 2250 e 15000 Å, que é cinco vezes melhor do que as precisões obtidas nos dados de Wishart (1979).

Podemos usar a Eq. 70 (Saha) para estimar a população de H^- ,

$$\begin{aligned}
 \frac{N_0}{N_-} P_e &= \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (k_b T)^{5/2}}{h^3} \frac{2u_0(T)}{u_-(T)} e^{-\chi/k_b T} \\
 \frac{N(H^0)}{N(H^-)} &= \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (k_b T)^{5/2}}{h^3} \frac{2u_0(T)}{u_-(T)} \frac{1}{P_e} 10^{-\Theta_{X^-}},
 \end{aligned} \tag{79}$$

onde $u_-(T) = 1$ é a função de partição para H^- . Com isso, o coeficiente de absorção

em cm^2 por átomo de H^0 é,

$$\frac{\kappa(\text{H}_{bf}^-)}{N(\text{H}^0)} = \frac{h^3}{(2\pi m_e)^{3/2} (k_b T)^{5/2}} \frac{u_-(T)}{2u_o(T)} \alpha_{bf}(\text{H}^-) P_e 10^{\Theta\chi_-}. \quad (80)$$

Novamente, devemos aplicar os fatores de correções devido à emissão estimulada e da mudança de $\text{H}^0 \rightarrow \text{H}$.

3.2.1.4 H^- (f-f)

A componente f-f da absorção de H^- é dominante no infravermelho. Vários autores trabalharam para a obtenção dos coeficientes de absorção atômico f-f. Adotamos os resultados de Bell e Berrington (1987). O comportamento do coeficiente de absorção com o comprimento de onda e com a temperatura é mostrado na Fig. 14. O ajuste polinomial segue os dados de Bell e Berrington (1987) com precisão de $\pm 1\%$ nos intervalos de $T = 2500 - 10000$ K e $\lambda = 2600 - 113900$ Å. Assim, o coeficiente de absorção em cm^2 por átomo de H^0 é,

$$\frac{\kappa(\text{H}_{ff}^-)}{N(\text{H}^0)} = \alpha_{ff}(\text{H}^-) P_e = 10^{-26} P_e 10^{f_0 + f_1 \log \Theta + f_2 \log^2 \Theta}, \quad (81)$$

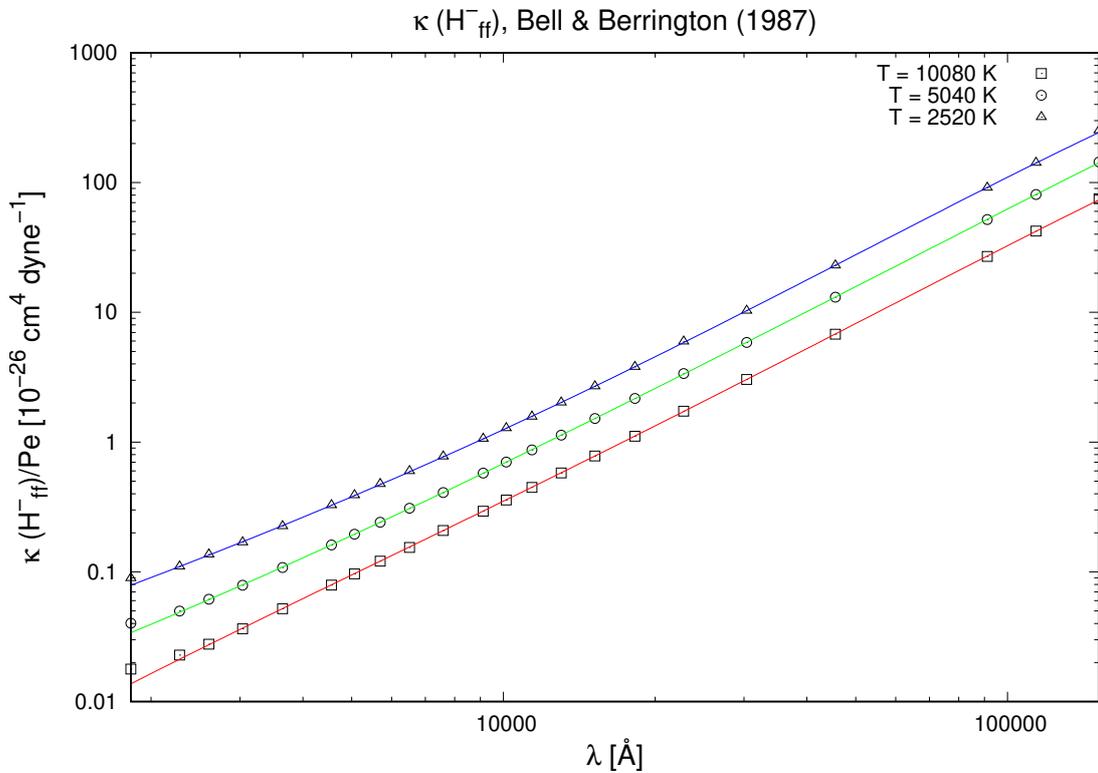


Figura 14 – Coeficiente de absorção f-f do íon H^- . Os dados calculados por Bell e Berrington (1987) são plotados como símbolos para diferentes temperaturas enquanto as curvas sólidas representam o ajuste polinomial da Eq. 81.

onde,

$$\begin{aligned} f_0 &= -2.2763 - 1.6850 \log \lambda + 0.76661 \log^2 \lambda - 0.053346 \log^3 \lambda \\ f_1 &= +15.2827 - 9.2846 \log \lambda + 1.99381 \log^2 \lambda - 0.142631 \log^3 \lambda \\ f_2 &= -197.789 + 190.266 \log \lambda - 67.9775 \log^2 \lambda + 10.6913 \log^3 \lambda - 0.625151 \log^4 \lambda, \end{aligned}$$

com λ em Å.

Nesse caso, o fator de correção devido à emissão estimulada já está incluso no polinômio ajustada, restando apenas a necessidade de fazer a correção devido à mudança de $H^0 \rightarrow H$.

3.2.1.5 H_2^+

As moléculas de hidrogênio aparecem em grande número em estrelas frias – que é o caso da secundária em novas-anãs. As moléculas de H_2 são mais numerosas do que o hidrogênio atômico para estrelas mais frias que do tipo M. A absorção por H_2^+ foi estudada por vários autores, mas aqui mostraremos os resultados de Bates (1952). O comportamento do coeficiente de absorção com o comprimento de onda e com a temperatura é mostrado na Fig. 15. Essa absorção é significativa no ultravioleta, mas geralmente corresponde apenas a uma fração da absorção por H^- para $\lambda > 3800$ Å. Seu valor em cm^2 por átomo de H^0 pode ser calculado pela expressão,

$$\frac{\kappa(H_2^+)}{N(H^0)} = \frac{16\pi^4 a_0^5 e^2}{3hc} \sigma(\lambda, T) N(H^+), \quad (82)$$

onde $\sigma(\lambda, T)$ é a seção de choque atômica, e $N(H^+)$ é a número de prótons por cm^3 . Usando a formulação dada por Bates (1952), podemos separar σ nas componentes λ e T , assim reescrevendo a equação anterior,

$$\frac{\kappa(H_2^+)}{N(H^0)} = \frac{16\pi^4 a_0^5 e^2}{3hc} \sigma_1(\lambda) 10^{U_1 \ominus} N(H^+), \quad (83)$$

onde as aproximações polinomiais de σ_1 e U_1 são,

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= -1040.54 + 1345.71 \log \lambda - 547.628 \log^2 \lambda + 71.9684 \log^3 \lambda \\ U_1 &= 54.0532 - 32.713 \log \lambda + 6.6699 \log^2 \lambda - 0.4574 \log^3 \lambda. \end{aligned}$$

Essas aproximações apresentam flutuações de $\pm 0.3\%$ com os dados de Bates (1952) na faixa de comprimentos de onda de 3800 – 25000 Å.

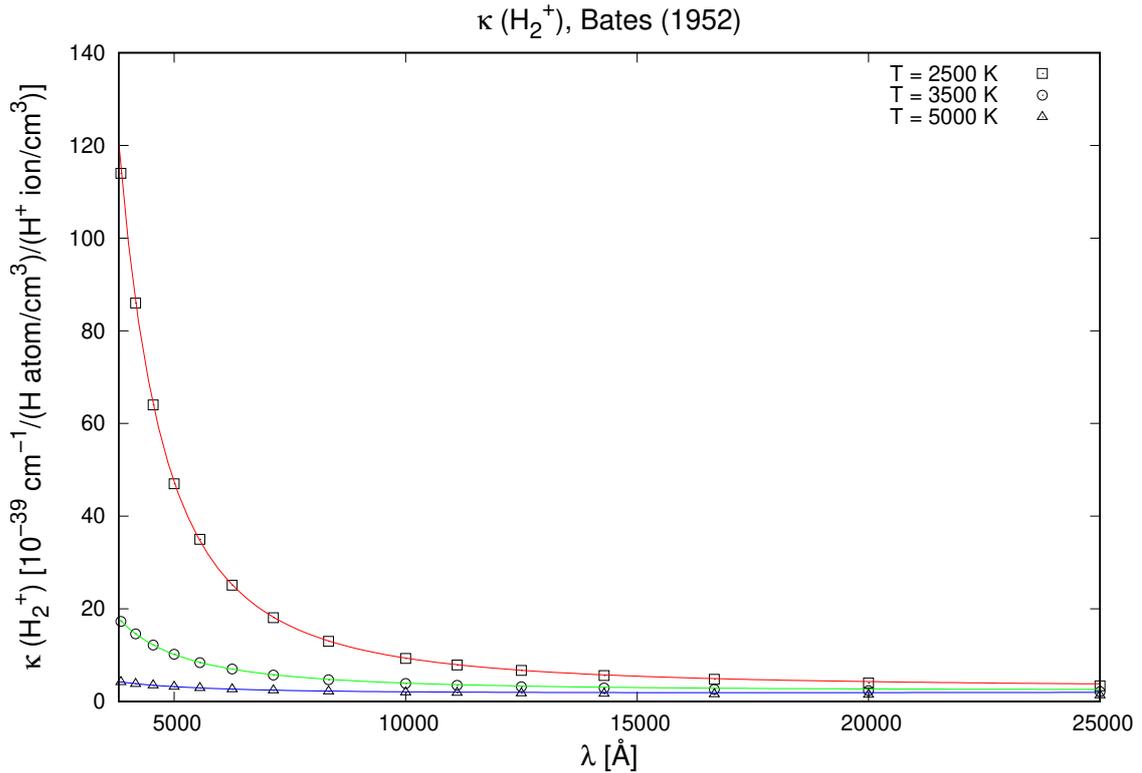


Figura 15 – Coeficiente de absorção da molécula de H_2^+ . Os dados calculados por Bates (1952) são plotados como símbolos para diferentes temperaturas enquanto as curvas sólidas representam o ajuste polinomial da Eq. 83.

Para estimarmos $N(H^+)$ iremos usar a Eq. 70 (Saha),

$$\frac{\Phi(H)}{P_e} = \frac{N(H^+)}{N(H^0)} = \frac{N(H^+)}{N(H^0) + N(H^+) - N(H^+)} = \frac{N(H^+)}{N(H) - N(H^+)}. \quad (84)$$

$$N(H^+) = \frac{N(H)}{P_e} \frac{\Phi(H)}{1 + \Phi(H)/P_e}$$

Por indução temos que, para um elemento j com abundância relativa ao hidrogênio A_j e assumindo que o número de elétrons é igual ao número de íons,

$$N(H) = \frac{P_e}{k_b T} \frac{1}{\sum A_j \Phi_j / (1 + \Phi_j / P_e)}$$

$$N(H^+) = \frac{P_e}{k_b T} \frac{\Phi(H) / P_e}{\sum A_j \Phi_j / (1 + \Phi_j / P_e)}. \quad (85)$$

Novamente, devemos aplicar os fatores de correções devido à emissão estimulada e da mudança de $H^0 \rightarrow H$.

3.2.1.6 He^0

Na maioria das estrelas o hélio é o segundo elemento mais abundante atrás apenas do hidrogênio, mas seus elétrons são fortemente ligados ($\chi_{ion}^1 = 24.59$ eV e $\chi_{ion}^2 = 54.42$ eV). Com isso, podemos fazer um tratamento aproximado, pois raramente

a opacidade devido ao hélio irá ultrapassar 10% da opacidade devida ao hidrogênio. Para $n \gtrsim 3$, Ueno (1954) sugere uma relação aproximada com a absorção do hidrogênio,

$$\alpha(\text{He}^0) = 4e^{-10.92(eV)/k_b T} \alpha(\text{H}), \quad (86)$$

no qual, ambas contribuições b-f e f-f estão inclusas em $\alpha(\text{H})$.

Para obter $\kappa(\text{He}^0)$ é necessário fazer as mesmas considerações feitas com os H_{bf}^0 e H_{ff}^0 .

3.2.1.7 He^+

Devido ao fato que a energia para elevar um elétron no nível fundamental para o primeiro nível (19.72 eV) é próxima à energia necessária para ionizar o hélio pela primeira vez, é comum que a população de hélio já comece ionizada. O hélio ionizado contém apenas um simples elétron, tornando ele um átomo do tipo hidrogenoide mas com suas energias escalonadas para cima, enquanto o comprimento de onda se escalona para baixo, por um fator 4. Novamente, para obter $\kappa(\text{He}^+)$ é necessário fazer as mesmas considerações feitas com os H_{bf}^0 e H_{ff}^0 .

3.2.1.8 He_{ff}^-

Para baixas temperaturas, a contribuição f-f do íon de hélio negativo incrementa significativamente – a absorção b-f é geralmente desprezada para o He^- devido ao fato de haver apenas um nível ligado com 19 eV cuja população, em condições normais, é muito pequena para ser considerada. A absorção f-f pode ser calculada a partir dos dados de John (1994) (Fig. 16) usando uma aproximação do tipo,

$$\log \alpha(\text{He}_{ff}^-) = c_0 + c_1 \log \lambda + c_2 \log^2 \lambda + c_3 \log^3 \lambda, \quad (87)$$

sendo que os coeficientes são,

$$\begin{aligned} c_0 &= +9.66736 - 71.76242 \Theta + 105.29576 \Theta^2 - 56.49259 \Theta^3 + 10.69206 \Theta^4 \\ c_1 &= -10.50614 + 48.28802 \Theta - 70.43363 \Theta^2 + 37.80099 \Theta^3 - 7.15445 \Theta^4 \\ c_2 &= +2.74020 - 10.62144 \Theta + 15.50518 \Theta^2 - 8.33845 \Theta^3 + 1.57960 \Theta^4 \\ c_3 &= -0.19923 + 0.77485 \Theta - 1.13200 \Theta^2 + 0.60994 \Theta^3 - 0.11564 \Theta^4. \end{aligned}$$

$\alpha(\text{He}_{ff}^-)$ tem uma precisão melhor que 1% entre 5000 – 150000 Å e 2520 – 10080 K. O fator de emissão estimulada já está incluso nesse polinômio.

O coeficiente de absorção em cm^2 por átomo de hidrogênio é dado por,

$$\frac{\kappa(\text{He}_{ff}^-)}{N(\text{H})} = \frac{\alpha(\text{He}_{ff}^-)A(\text{He})P_e}{1 + \Phi(\text{He})/P_e}, \quad (88)$$

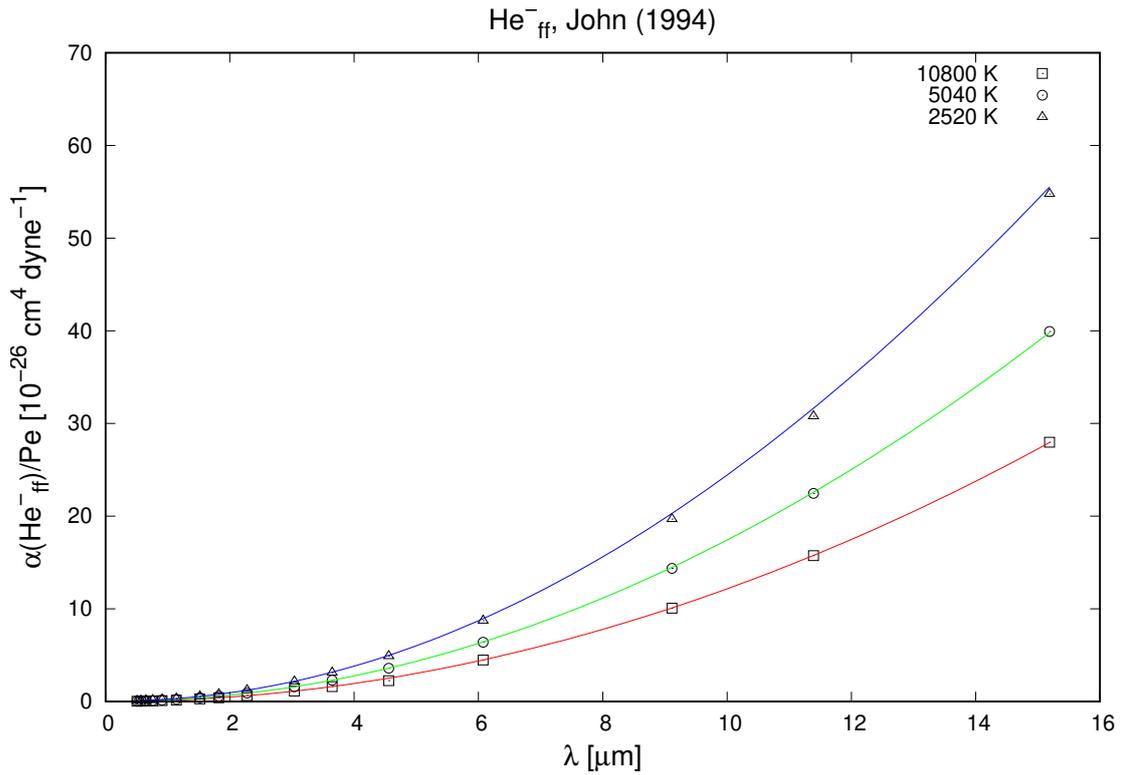


Figura 16 – Coeficiente de absorção f-f do íon He⁻. Os dados calculados por John (1994) são plotados como símbolos para diferentes temperaturas enquanto as curvas sólidas representam o ajuste polinomial da Eq. 87.

onde $A(\text{He})$ é abundância relativa do hélio em relação ao hidrogênio em termo do número de partículas.

3.2.1.9 Elétrons

O espalhamento por elétrons livres tem a mesma eficiência em todos os comprimentos de onda. O coeficiente de absorção é,

$$\alpha(e) = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2. \quad (89)$$

Podemos escrever a absorção em cm² por átomo de hidrogênio como,

$$\frac{\kappa(e)}{N(\text{H})} = \alpha(e) \frac{N_e}{N_{\text{H}}} = \alpha(e) \frac{P_e}{P_{\text{H}}}, \quad (90)$$

onde N_{H} é a densidade numérica de hidrogênio e P_{H} é a pressão parcial do hidrogênio. Se N representa o número total de partículas por cm³,

$$N = N_e + \sum N_j = N_e + N_{\text{H}} \sum \frac{N_j}{N_{\text{H}}} = N_e + N_{\text{H}} \sum A_j. \quad (91)$$

Assim, N_H e P_H podem ser escritos como,

$$N_H = \frac{N - N_e}{\sum A_j} \text{ e } P_H = \frac{P_g - P_e}{\sum A_j}. \quad (92)$$

Reescrevendo a Eq. 90,

$$\frac{\kappa(e)}{N(H)} = \alpha(e) \frac{P_e}{P_g - P_e} \sum A_j. \quad (93)$$

Aqui o fator de correção por emissão estimulada não deve ser aplicado.

3.2.1.10 Metais e Outras Fontes

Elementos tais como carbono, silício, alumínio, magnésio, e ferro produzem opacidades b-f que são importantes e muitas vezes dominantes no ultravioleta, especialmente para $\lambda < 2500 \text{ \AA}$. O comportamento do coeficiente de absorção dos metais é mostrado na Fig. 17 que foi extraída do trabalho de Travis e Matsushima (1968). Claramente existe uma dependência das componentes individuais de cada elemento com a mistura assumida. No caso da Fig. 17 foi usada a abundância de Goldberg *et al.* (1960).

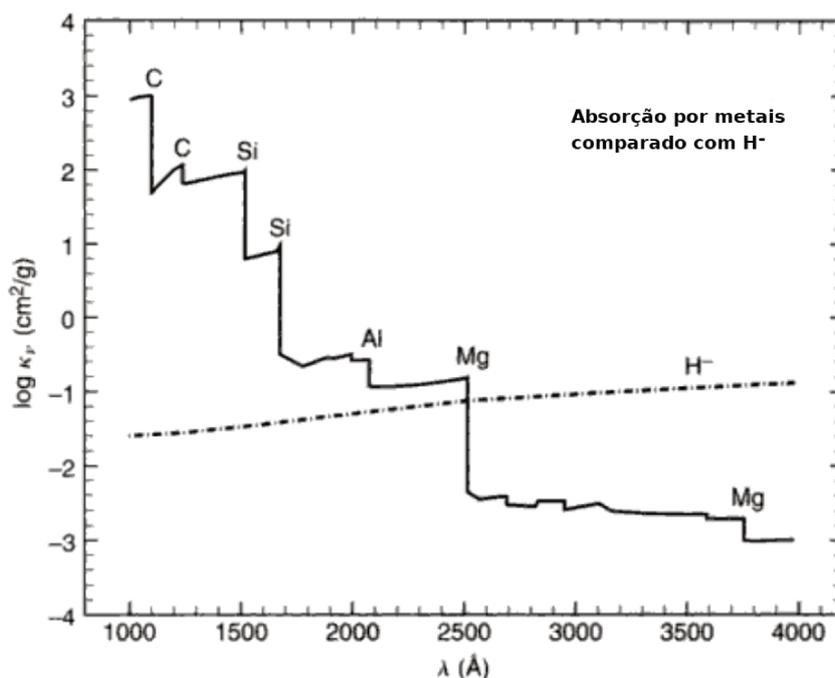


Figura 17 – Exemplo de absorção por metais no ultravioleta baseado no trabalho de Travis e Matsushima (1968). Nota-se que a absorção por metais só se torna dominante em relação à contribuição pelo íon de H^- para $\lambda < 2500 \text{ \AA}$. Adaptado de Gray (2005).

Outra fonte de opacidade são as moléculas. Diversos íons moleculares tais como CN^- , C_2^- e H_2O^- são importantes absorventes no contínuo em estrelas de tipo

tardio. Para temperaturas frias de estrelas do tipo M ou inferior, a contribuição de moléculas tais como TiO, TiO₂, CrH, FeH e VO são relevantes para a opacidade.

No nosso caso, não levaremos em conta essas contribuições – tanto os metais como as moléculas. Isso pode ser justificado pelo fato de estarmos interessados na faixa de comprimentos de onda do visível, e pela maior complexidade em tratar essas fontes.

3.2.2 Pressão Eletrônica

A pressão eletrônica depende da temperatura e da composição química assumida. Se o número de íons por unidade de volume do elemento j for N_{1j} e o número de neutros por unidade de volume for N_{0j} , a Eq. 70 fornece,

$$\frac{N_{1j}}{N_{0j}} = \frac{\Phi_j(T)}{P_e}. \quad (94)$$

Se desprezarmos a dupla ionização, podemos escrever $N_{1j} = N_{ej}$ que é o número de elétrons por unidade de volume contribuído pelo elemento j . Assim,

$$\frac{\Phi_j(T)}{P_e} = \frac{N_{1j}}{N_{0j}} = \frac{N_{1j}}{N_{0j} + N_{1j} - N_{1j}} = \frac{N_{ej}}{N_j - N_{ej}}. \quad (95)$$

O número total de partículas do elemento j é $N_j = N_{0j} + N_{1j}$. Se isolarmos o termo N_{ej} ,

$$\begin{aligned} N_{ej} &= (N_j - N_{ej}) \frac{\Phi_j(T)}{P_e} \rightarrow N_{ej} \left(1 + \frac{\Phi_j(T)}{P_e} \right) = N_j \frac{\Phi_j(T)}{P_e} \\ N_{ej} &= N_j \frac{\Phi_j(T)/P_e}{1 + \Phi_j(T)/P_e}. \end{aligned} \quad (96)$$

As pressões são,

$$\begin{aligned} P_e &= \sum_j N_{ej} k_b T \\ P_g &= \sum_j N_{\text{total},j} k_b T = \sum_j (N_j + N_{ej}) k_b T \end{aligned} \quad (97)$$

onde a razão entre as pressões é,

$$\frac{P_e}{P_g} = \frac{\sum N_{ej} k_b T}{\sum (N_j + N_{ej}) k_b T} = \frac{\sum N_{ej}}{\sum N_j (1 + N_{ej}/N_j)} = \frac{\sum N_j \left[\frac{\Phi_j(T)/P_e}{1 + \Phi_j(T)/P_e} \right]}{\sum N_j \left[1 + \frac{\Phi_j(T)/P_e}{1 + \Phi_j(T)/P_e} \right]}. \quad (98)$$

Se definimos a abundância numérica de cada elemento, $A_j = N_j/N_H$, onde N_H é o número de partículas de hidrogênio por unidade de volume, podemos reescrever a

relação anterior como,

$$P_e = P_g \frac{\sum A_j \left[\frac{\Phi_j(T)/P_e}{1 + \Phi_j(T)/P_e} \right]}{\sum A_j \left[1 + \frac{\Phi_j(T)/P_e}{1 + \Phi_j(T)/P_e} \right]}. \quad (99)$$

Essa equação é transcendental em P_e e é resolvida iterativamente.

Para prosseguir é necessário especificar a composição química do gás. Adotamos a composição solar. Valores correspondentes são mostrados na Tabela 1, que lista a massa de cada elemento ($1 \text{ amu} = 1.660540 \times 10^{-24} \text{ g}$), a abundância numérica e o primeiro potencial de ionização em eV para os elementos naturais até o ferro. Além disso, é necessário uma estimativa para as funções de partição (Eq. 70) dos elementos químicos assumidos, tanto para o seu estado neutro quanto para o ionizado. Para isso, podemos interpolar entre os valores listados na Tabela 2, onde as funções de partição são mostradas na forma logarítmica e $\Theta = 5040/T$.

Tabela 1 – Composição química solar.

Elemento	Peso	A	χ_{ion}^1	
1	H	1.008	1.00×10^0	13.598
2	He	4.003	8.51×10^{-2}	24.587
3	Li	6.941	1.26×10^{-11}	5.392
4	Be	9.012	2.51×10^{-11}	9.323
5	B	10.811	3.55×10^{-10}	8.298
6	C	12.011	3.31×10^{-4}	11.260
7	N	14.007	8.32×10^{-5}	14.543
8	O	15.994	6.76×10^{-4}	13.618
9	F	18.998	4.00×10^{-8}	17.423
10	Ne	20.179	1.20×10^{-4}	21.565
11	Na	22.990	2.14×10^{-6}	5.139
12	Mg	24.305	3.80×10^{-5}	7.646
13	Al	26.982	2.95×10^{-6}	5.986
14	Si	28.086	3.55×10^{-5}	8.152
15	P	30.974	2.81×10^{-7}	10.487
16	S	32.06	2.14×10^{-5}	10.360
17	Cl	35.45	3.20×10^{-7}	12.968
18	Ar	39.95	2.51×10^{-6}	15.760
19	K	39.10	1.32×10^{-7}	4.341
20	Ca	40.08	2.29×10^{-6}	6.113
21	Sc	44.96	1.48×10^{-9}	6.561
22	Ti	47.90	1.05×10^{-7}	6.828
23	V	50.941	1.00×10^{-8}	6.746
24	Cr	51.996	4.68×10^{-7}	6.767
25	Mn	54.938	2.45×10^{-7}	7.434
26	Fe	55.847	2.75×10^{-5}	7.902

Fonte – Aller (1987), Biemont *et al.* (1989), D. J. Bord *et al.* (1998), Grevesse e Sauval (1998), Asplund *et al.* (2000, 2004), Lawler *et al.* (2001a, 2001b, 2001c) e Donald J. Bord e Cowley (2002).

Tabela 2 – Funções de partição, $\log u(\Theta)$.

Elemento	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0
H	0.368	0.303	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301
H ⁺	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
He	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
He ⁺	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301
Li	0.987	0.987	0.488	0.359	0.320	0.308	0.304	0.302	0.302	0.302
Li ⁺	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Be	0.328	0.328	0.087	0.025	0.007	0.002	0.001	0.000	0.000	0.000
Be ⁺	0.541	0.334	0.307	0.302	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301
B	1.191	0.831	0.786	0.778	0.777	0.777	0.777	0.777	0.777	0.776
B ⁺	0.435	0.051	0.006	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
C	1.163	1.037	0.994	0.975	0.964	0.958	0.954	0.951	0.950	0.948
C ⁺	0.853	0.782	0.775	0.774	0.773	0.772	0.771	0.770	0.769	0.767
N	1.060	0.729	0.645	0.616	0.606	0.603	0.602	0.602	0.602	0.602
N ⁺	1.073	0.993	0.965	0.953	0.946	0.942	0.939	0.937	0.934	0.932
O	1.095	0.991	0.964	0.953	0.947	0.944	0.941	0.939	0.937	0.935
O ⁺	0.895	0.655	0.614	0.604	0.602	0.602	0.602	0.602	0.602	0.602
F	0.788	0.772	0.768	0.765	0.762	0.759	0.756	0.753	0.750	0.747
F ⁺	1.034	0.968	0.949	0.940	0.935	0.930	0.926	0.923	0.919	0.915
Ne	0.002	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Ne ⁺	0.771	0.766	0.760	0.754	0.748	0.743	0.737	0.732	0.727	0.723
Na	4.316	1.043	0.493	0.357	0.320	0.309	0.307	0.306	0.306	0.306
Na ⁺	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Mg	2.839	0.478	0.110	0.027	0.007	0.002	0.001	0.001	0.001	0.000
Mg ⁺	0.537	0.326	0.304	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301	0.301
Al	2.208	0.973	0.806	0.774	0.768	0.767	0.766	0.764	0.762	0.760
Al ⁺	0.488	0.053	0.006	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Si	1.521	1.111	1.030	0.996	0.976	0.961	0.949	0.940	0.932	0.925
Si ⁺	0.900	0.778	0.764	0.759	0.775	0.750	0.746	0.741	0.736	0.731
P	1.010	0.886	0.755	0.684	0.645	0.624	0.613	0.607	0.604	0.603
P ⁺	1.091	1.027	0.984	0.956	0.936	0.921	0.909	0.898	0.889	0.881
S	1.153	1.036	0.990	0.965	0.949	0.937	0.929	0.921	0.915	0.910
S ⁺	0.967	0.792	0.688	0.640	0.618	0.608	0.604	0.603	0.602	0.602
Cl	0.845	0.769	0.757	0.751	0.745	0.739	0.733	0.727	0.722	0.716
Cl ⁺	1.053	1.001	0.963	0.940	0.924	0.912	0.903	0.894	0.887	0.880
Ar	0.048	0.002	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Ar ⁺	0.767	0.756	0.746	0.736	0.727	0.718	0.710	0.702	0.695	0.689
K	4.647	1.329	0.642	0.429	0.351	0.320	0.308	0.303	0.302	0.302
K ⁺	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Ca	5.238	1.332	0.465	0.181	0.073	0.028	0.010	0.003	0.001	0.000
Ca ⁺	0.825	0.658	0.483	0.391	0.344	0.320	0.309	0.304	0.302	0.301
Sc	4.674	2.078	1.422	1.181	1.077	1.027	1.002	0.989	0.982	0.977
Sc ⁺	1.911	1.595	1.483	1.413	1.362	1.322	1.290	1.265	1.244	1.227
Ti	4.159	2.333	1.818	1.596	1.480	1.411	1.367	1.337	1.316	1.300
Ti ⁺	2.237	1.995	1.872	1.797	1.746	1.708	1.678	1.653	1.632	1.613
V	4.497	2.408	1.945	1.770	1.681	1.625	1.584	1.552	1.525	1.502
V ⁺	2.355	2.023	1.832	1.720	1.648	1.597	1.560	1.531	1.507	1.487
Cr	4.284	1.977	1.380	1.141	1.022	0.956	0.917	0.892	0.875	0.865
Cr ⁺	1.981	1.489	1.125	0.944	0.856	0.813	0.793	0.784	0.781	0.780
Mn	4.804	1.640	1.037	0.865	0.808	0.788	0.781	0.779	0.778	0.778
Mn ⁺	2.056	1.319	1.052	0.940	0.889	0.866	0.855	0.850	0.848	0.845
Fe	3.760	2.049	1.664	1.519	1.446	1.402	1.372	1.350	1.332	1.317
Fe ⁺	2.307	1.881	1.749	1.682	1.638	1.604	1.575	1.549	1.525	1.504

Fonte – Retirado de Gray (2005).

3.2.3 Coeficiente de Absorção Total

Para obtemos o coeficiente de absorção total em cm^2 por partícula de hidrogênio é necessário somarmos todas as contribuições aqui assumidas levando em conta os fatores de correção devido à emissão estimulada e da mudança de $\text{H}^0 \rightarrow \text{H}$,

$$\kappa_{\text{total}} = \left\{ \left[\kappa(\text{H}_{bf}) + \kappa(\text{H}_{ff}) + \kappa(\text{H}_{bf}^-) + \kappa(\text{H}_2^+) \right] (1 - 10^{-\chi_\lambda}) + \kappa(\text{H}_{ff}^-) \right\} \frac{1}{1 + \Phi(\text{H})/P_e} \quad (100)$$

$$+ \kappa(\text{He}) + \kappa(\text{He}^+) + \kappa(\text{He}_{ff}^-) + \kappa(e) + \dots$$

Podemos converter esse coeficiente para cm^2/g se dividimos pelo número de gramas por partícula de hidrogênio,

$$\kappa_\nu = \frac{\kappa_{\text{total}}}{\sum A_j \mu_j}, \quad (101)$$

onde a massa (μ_j) do elemento j é 1 amu vezes o peso atômico do elemento que é dado na terceira coluna da Tabela 1.

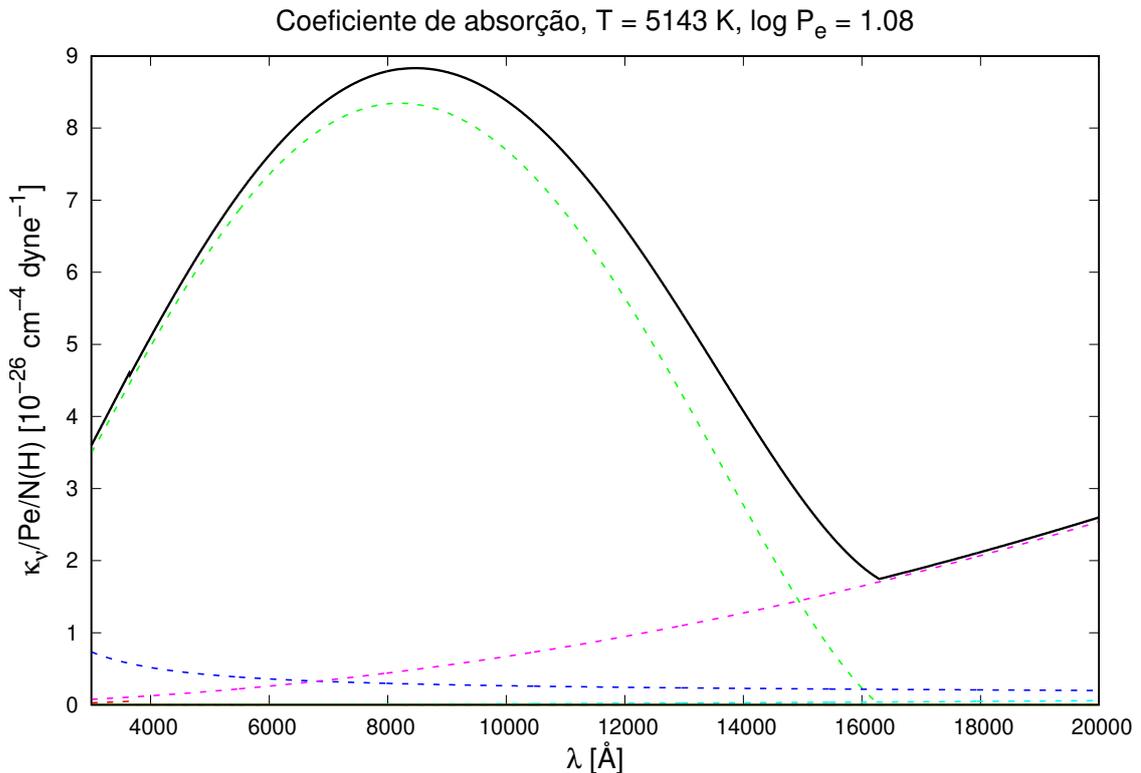


Figura 18 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 5143 K. A absorção dominante é dada pelo íon H_{bf}^- . A curva sólida preta representa o κ_ν total, e as curvas tracejadas representam as componentes do H (vermelho), H_{bf}^- (verde), H_{ff}^- (magenta), H_2^+ (azul) e He_{ff}^- (ciano). As contribuições das demais componentes são muito pequenas para aparecer no gráfico.

As Fig. 18 a 21 exemplificam o comportamento de κ_ν e suas componentes para um conjunto de valores de T e P_e .

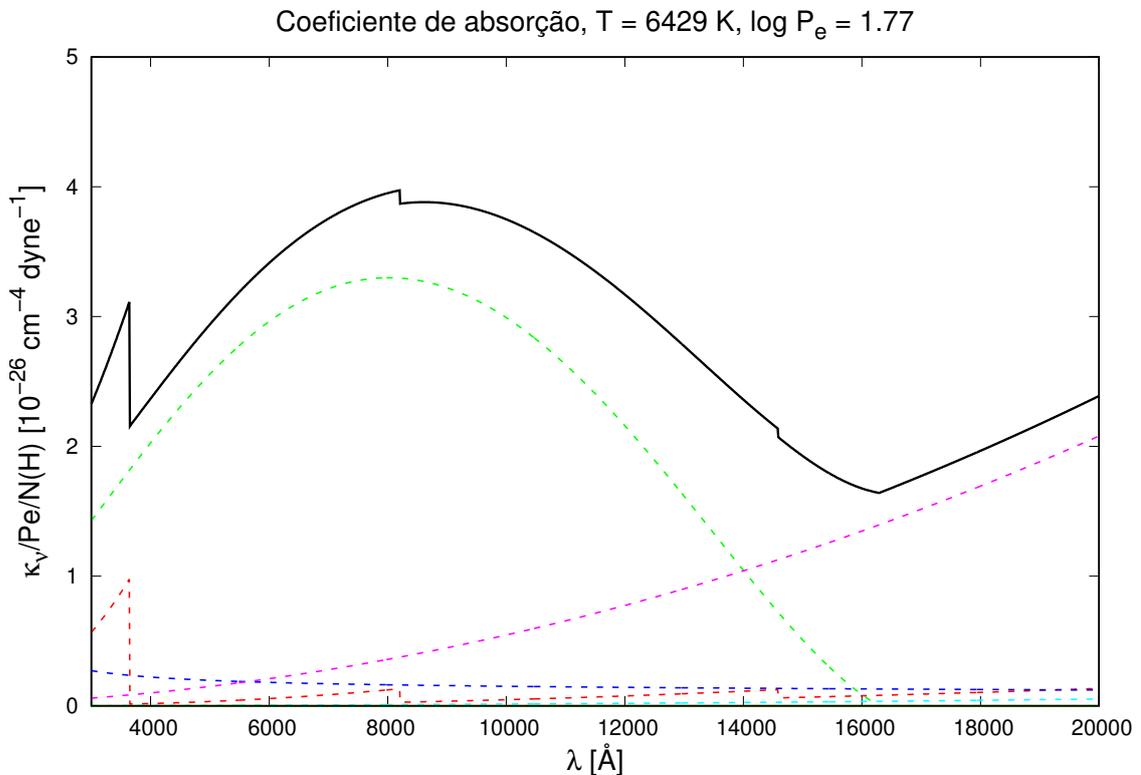


Figura 19 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 6429 K. A absorção dominante é dada pelas duas componentes do íon H^- . A notação é a mesma da Fig. 18.

3.2.4 Opacidade nas Linhas, Irradiação e *Boundary Layer*

Embora a opacidade nas linhas não seja estritamente uma parte da opacidade do contínuo, o efeito cumulativo de muitas linhas pode se comportar de maneira muito semelhante à opacidade no contínuo. Os problemas associados à opacidade das linhas decorrem do grande número de linhas que podem surgir e da necessidade de se conhecer sua identificação e parâmetros atômicos. A opacidade da linha depende da temperatura, pressão, composição química e, em menor grau, da microturbulência. Ela também pode variar acentuadamente de uma região espectral para a outra, embora geralmente haja mais linhas atômicas em comprimentos de onda mais curtos dentro da faixa do visível. Wood (1990) adicionou um termo extra na Eq. 60 associado ao efeito de resfriamento através das linhas (L_ν),

$$L_\nu = \int_0^{2\pi} B_\nu(T) e^{-\tau_c/\mu} [1 - e^{-\tau_l/\mu}] \mu d\mu d\phi, \quad (102)$$

onde $\tau_c(\nu)$ e $\tau_l(\nu)$ são as opacidades do contínuo e da linha, respectivamente. Este trabalho não inclui os efeitos de opacidade nas linhas, uma vez que nosso foco é na

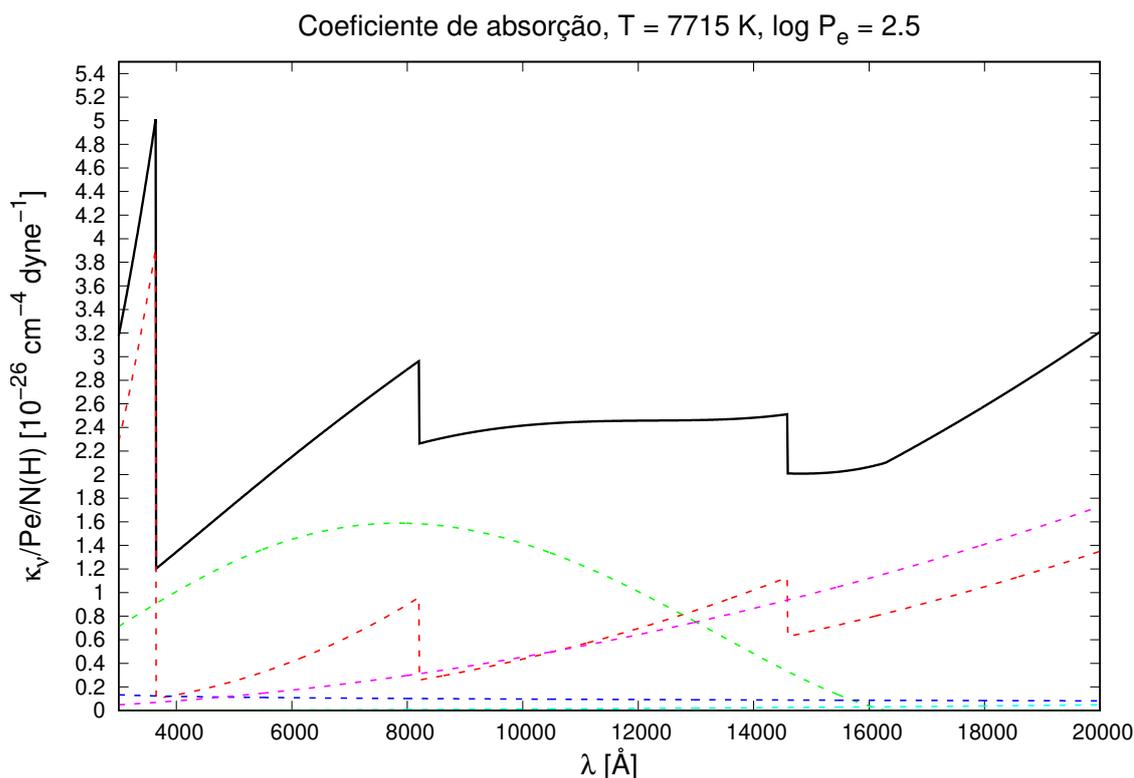


Figura 20 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 7715 K. Aqui a absorção do íon H^- está caindo em comparação com os casos mais frios, enquanto o hidrogênio neutro está crescendo com o incremento da temperatura. A notação é a mesma da Fig. 18.

emissão no contínuo em bandas fotométricas largas – para as quais a contribuição das linhas é geralmente desprezível.

Schwarzenberg-Czerny (1981) desenvolveu um modelo simples da iluminação da superfície côncava de um disco de acréscimo por uma fonte central de radiação UV que produz uma camada de emissão ionizada opticamente fina (a cromosfera do disco). A Fig. 22 mostra as magnitudes absolutas no visível dos discos de acréscimo vista com diferentes inclinações. A fotosfera contribui com a maior parte da radiação, sendo que a cromosfera contribuirá com menos do que 10%. Emissão cromosférica é relevante apenas para taxas de acréscimo bem elevadas, $\dot{M} > 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Portanto, o efeito da irradiação em VCs é desprezível.

No caso de uma estrela acretora de giro lento, há a formação de uma camada limite (*boundary layer*) entre o disco e a estrela (LYNDEN-BELL; PRINGLE, 1974). A luminosidade gerada pela *boundary layer* é comparável à dissipada pelo disco. Se a forma do disco for ligeiramente côncava é esperado que parte da energia radiada pela *boundary layer* possa ser absorvida pelo disco, causando assim um aquecimento adicional. Tylenda (1981) mostrou que esse efeito não é importante na faixa espectral do visível, mas que a contribuição da *boundary layer* deve ser dominante nas regiões do

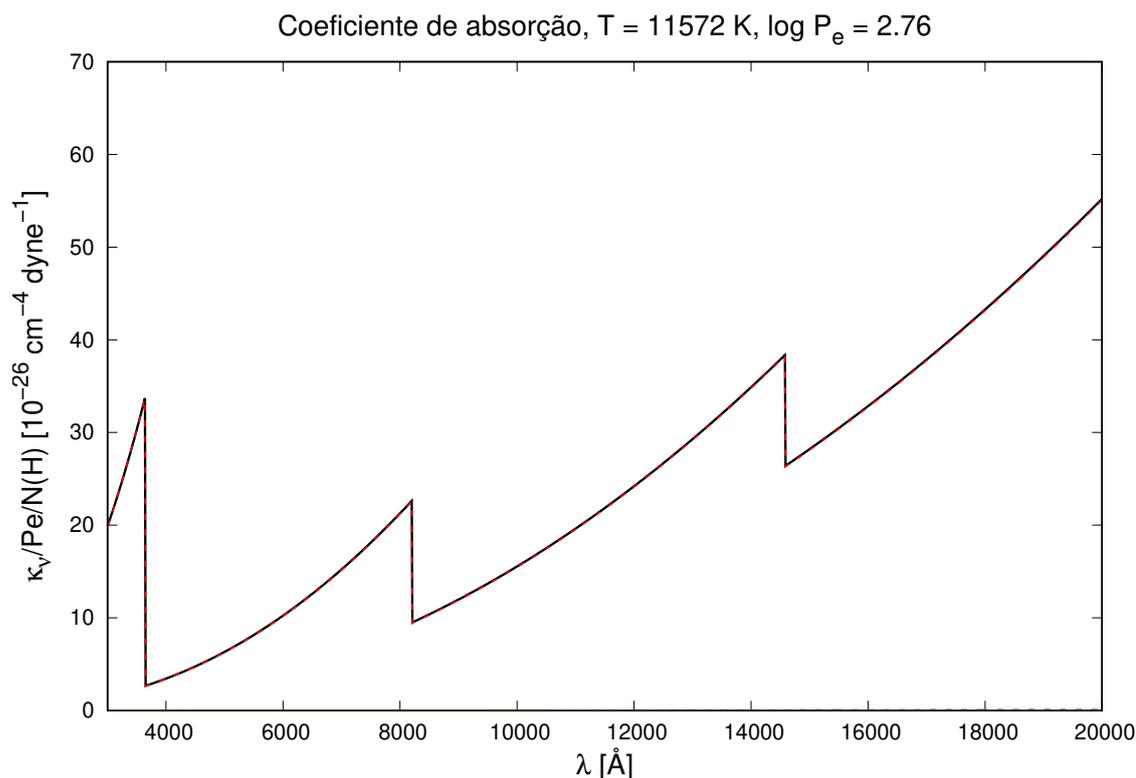


Figura 21 – Os coeficiente de absorção por unidade da pressão eletrônica são comparados para uma temperatura de 11572 K. A absorção é agora dominada pelas componentes do hidrogênio neutro. Note o grande aumento da escala absoluta em comparação com as figuras anteriores. A notação é a mesma da Fig. 18.

EUV e raios-X. Pringle (1977) modelou a emissão de raios-X moles da *boundary layer*, concluindo que a *boundary layer* só será importante nessa faixa de comprimentos de onda. Assim, não é necessário considerá-la nas simulações no visível.

3.2.5 Tabelas de Opacidades

A estrutura vertical de um disco é mais complexa do que a descrita no Cap. 2, em particular no que diz respeito à descrição da opacidade. Na prática, tabelas extensas ou, às vezes, ajustes analíticos para essas tabelas são usados para fornecer as opacidades radiativas e condutivas em amplas faixas de temperatura e densidade para várias composições químicas de interesse. Normalmente, uma opacidade específica é obtida por uma interpolação multidimensional em tabelas; por exemplo, podemos fazer uma interpolação em densidade, temperatura e X , Y e Z .

Uma boa parte dos cálculos computacionais em larga escala de opacidades é fruto dos trabalhos do grupo do Los Alamos National Laboratory (LANL), que começou em meados dos anos 1960 como um desdobramento do diagnóstico de armas nucleares. As Figs. 23 e 24 mostram dois conjuntos dessas opacidades radiativas obtidas pelo LANL (COX; TABOR, 1976) plotadas como funções de temperatura e densidade

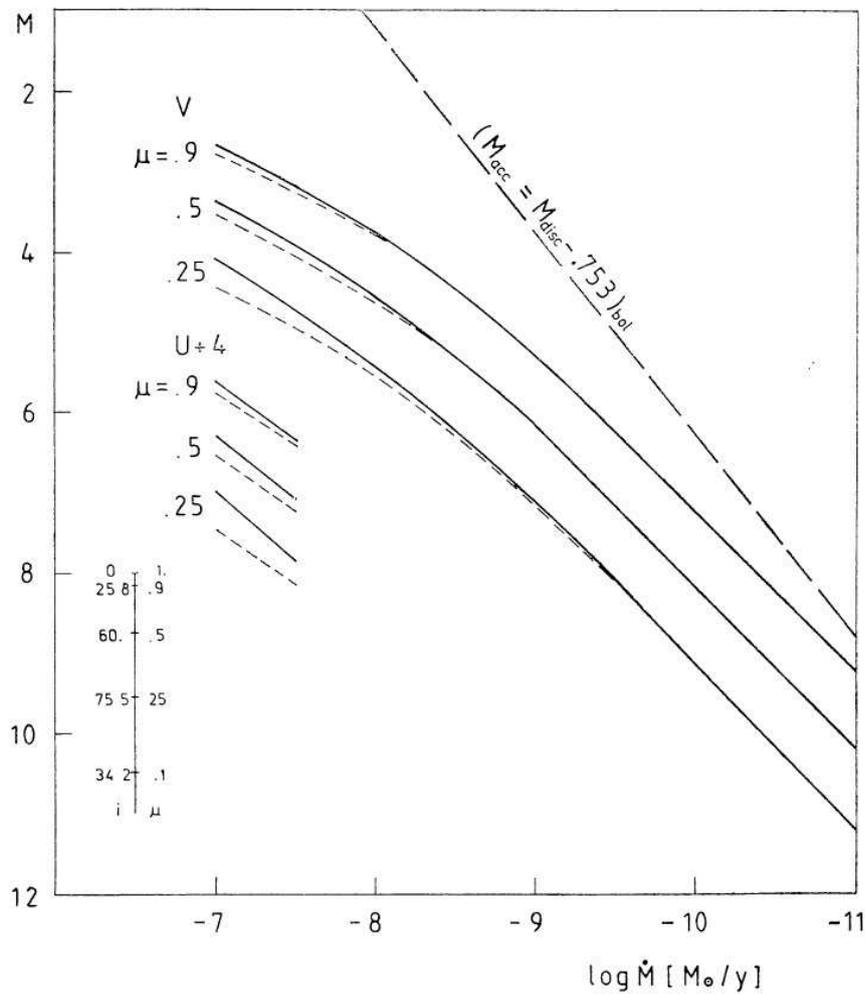


Figura 22 – Magnitude absoluta no visível do disco versus taxa de transferência de matéria, visto sobre três inclinações $\cos i = \mu$. As linhas sólidas correspondem aos discos com uma cromosfera extrema ($n = 1$), e as linhas tracejadas correspondem aos discos sem uma cromosfera ($n = 0$). Curvas para o filtro ultravioleta são plotados para comparação, elas estão deslocadas verticalmente em +4 mag. A linha tracejada superior mostra a magnitude total bolométrica do disco e da *boundary layer*. Retirado de Schwarzenberg-Czerny (1981).

para duas composições químicas diferentes.

Existem dois tipos de opacidade média (integrada sobre todas as frequências), aplicáveis a cenários distintos. A opacidade média de Rosseland (κ_R) produz o valor correto para o fluxo de energia integrado para um plasma opticamente espesso. Para calcular o seu valor, fazemos uma média harmônica,

$$\frac{1}{\kappa_R(\rho, T)} = \frac{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \frac{1}{\kappa_\nu(\rho, T)} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu}, \quad (103)$$

onde $B_\nu(T)$ é a função de Planck. Em consequência da média harmônica, κ_R é domi-

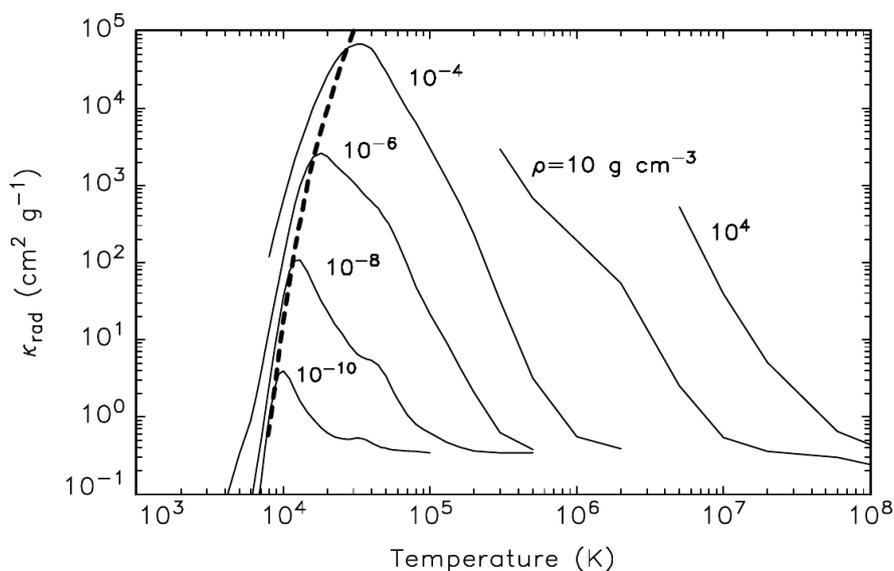


Figura 23 – Curvas de opacidades radiativas obtidas pelo LANL usando a mistura King IVa ($X = 0.7$, $Y = 0.28$ e $Z = 0.02$). A mistura de metais que compõe Z corresponde àquela vista na atmosfera solar. O material para essa figura vem das tabulações de Cox e Tabor (1976). A linha tracejada mostra a curva de semi-ionização para hidrogênio puro. Adaptado de Hansen *et al.* (2004).

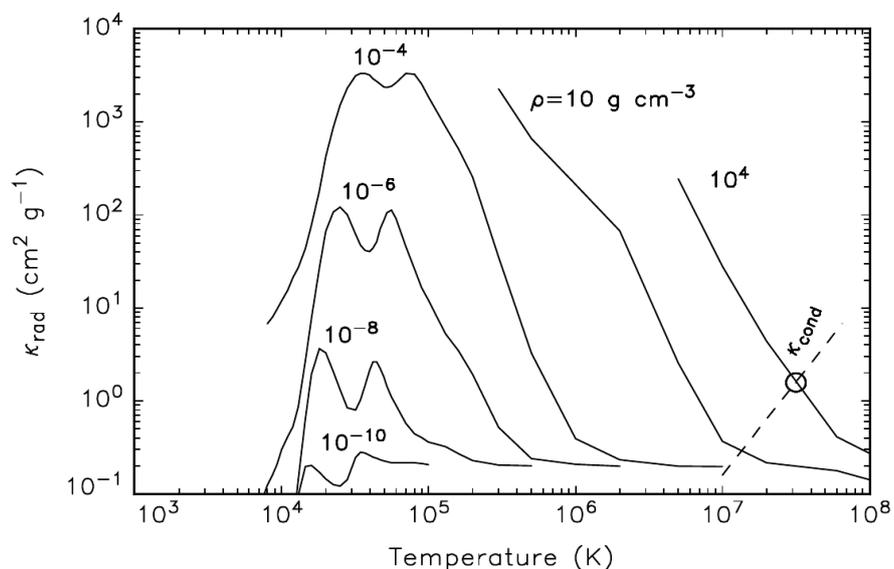


Figura 24 – Essas são as opacidades radiativas para a mistura rica em hélio de Aizenman IV ($X = 0.00$, $Y = 0.97$ e $Z = 0.03$) de Cox e Tabor (1976). Também é mostrado como uma linha tracejada a opacidade condutiva para $\rho = 10^4 \text{ g/cm}^3$. Adaptado de Hansen *et al.* (2004).

nada pelos menores valores de κ_ν .

A opacidade média de Planck (κ_P) produz o valor correto para a emissão térmica integrada para um plasma opticamente fino. Para calcular o seu valor, fazemos uma média aritmética,

$$\kappa_P(\rho, T) = \frac{\int_0^\infty B_\nu(T) \kappa_\nu(\rho, T) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu}. \quad (104)$$

Em consequência da média aritmética, κ_P é dominada pelos maiores valores de κ_ν .

O programa gerador de tabelas de opacidades do LANL (MAGEE *et al.*, 1995) pode ser acessado no site <https://aphysics2.lanl.gov/apps/>. A atualização mais recente do site (em agosto de 2015) incluiu tabelas OPLIB geradas com o código ATOMIC, que cobrem temperaturas adicionais e se estendem para densidades mais altas em comparação com a versão anterior. Opacidades médias de Planck e Rosseland, bem como o número de elétrons livres por átomo, foram obtidos neste site cobrindo uma faixa de temperaturas ($T \geq 0.5$ eV) e densidades ($\rho \geq 10^{-12}$ g/cm³), para a composição solar (Tabela 1) e outras composições químicas de interesse para este trabalho.

3.2.6 Resultados do Modelo

Testamos a implementação do modelo de Tylenda (1981) adotando $M_1 = 1 M_\odot$, $R_1 = 6 \times 10^8$ cm e $\alpha = 2/3$ (equivalente a $\alpha' = 1$ para modelos com parâmetro de viscosidade definido por $\nu = 2/3 \alpha' c_s H$, por exemplo, CANNIZZO, 1993; HAMEURY *et al.*, 1998).

A Fig. 25 mostra a temperatura do material do disco versus a distância radial para os modelos aqui considerados para diferentes taxas de transferência de matéria ($\dot{M} = 10^{13} - 10^{17}$ g/s). As distribuições de temperaturas discutidas na Seção 3.2 são representadas pelas curvas sólidas. Por outro lado, as curvas tracejadas são obtidas assumindo um disco opticamente espesso que emite localmente como um corpo negro (Seção 3.1).

Discos de acréscimo com $10^{14} \lesssim \dot{M} \lesssim 10^{17}$ g/s tem duas regiões distintas. A região mais interna é opticamente espessa no contínuo e bem descrita pela aproximação de corpo negro. Já as partes externas são opticamente finas no contínuo, embora ainda possam permanecer opticamente espessas nas linhas. Para valores da $\dot{M} \simeq 5 \times 10^{13}$ g/s ou menores, todo o disco é opticamente fino. Por outro lado, para $\dot{M} \gtrsim 10^{17}$ g/s todo o disco é opticamente espesso.

As Figs. 26 e 27 são exemplos de distribuições de fluxo monocromático emitido pelos modelos de discos de acréscimo, onde temos plotado $\log \nu F_\nu$ versus $\log \nu$. As curvas sólidas representam os espectros no contínuo calculados de acordo com a descrição da Seção 3.2, enquanto as curvas tracejadas indicam os espectros obtidos

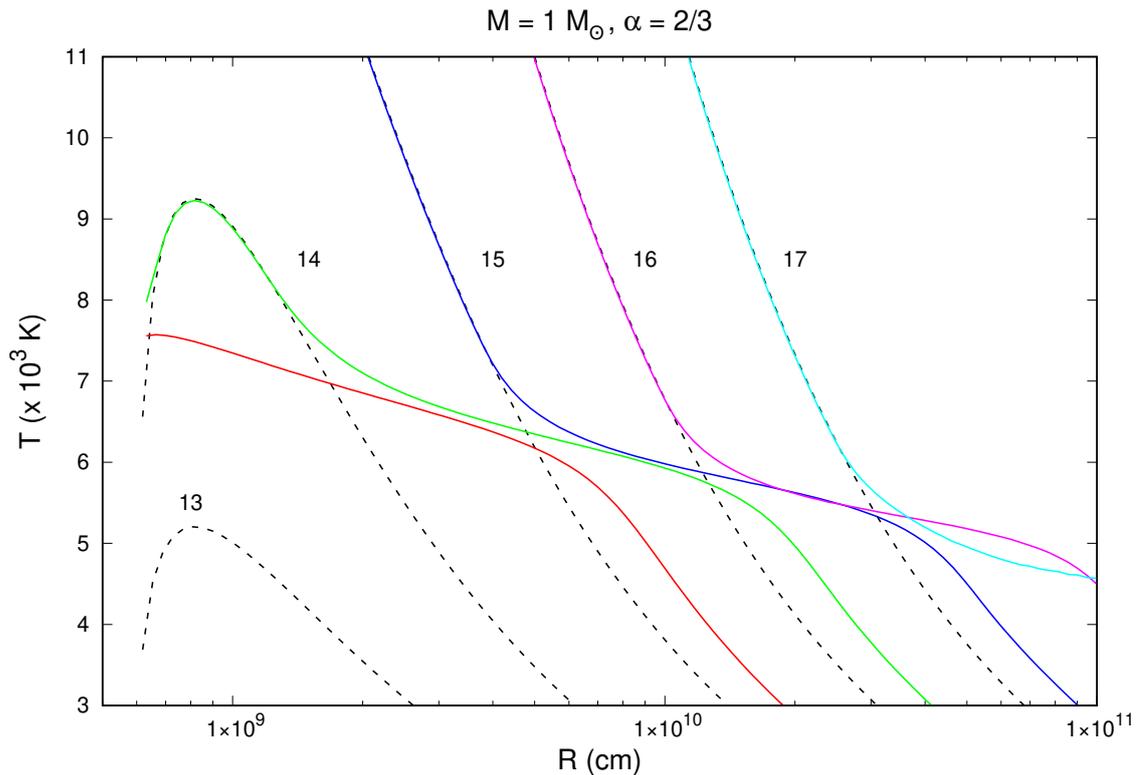


Figura 25 – Temperatura versus distância radial em discos de acréscimo para diferentes taxas de acréscimo. Os valores de $\log \dot{M}$ (g/s) são indicados na figura. As curvas sólidas indicam as temperaturas obtidas pelo método descrito nessa seção (Eq. 60), enquanto as linhas tracejadas indicam as temperaturas aproximando-se a emissão local por um corpo negro (Eq. 53).

assumindo a aproximação de corpo negro.

As distribuições de fluxo da Fig. 26 adotam os mesmos parâmetros da Fig. 25 e um disco de raio externo $R_d = 5 \times 10^{10}$ cm visto sob uma inclinação de $i = 45^\circ$. Para valores baixos da taxa de acréscimo ($\dot{M} \lesssim 10^{16}$ g/s) a aproximação de corpo negro é inadequada para descrever o espectro, especialmente nas regiões do infravermelho e do óptico. Isso é uma consequência direta da extensa região externa opticamente fina nessas taxas (ver Fig. 25). Aqui os saltos do hidrogênio aparecem em emissão e a forma geral dos espectros no infravermelho e no óptico são modificados pelo coeficiente de absorção de H^- . Já para altas taxas de transferência de matéria ($\dot{M} > 10^{16}$ g/s), as regiões opticamente espessas dominam e os espectros resultantes são bem descritos pela aproximação de corpo negro.

A Fig. 27 compara o espectro emitido por um mesmo disco observado com dois ângulos de inclinação diferentes. A espessura óptica do disco em um dado ponto (ao longo da linha de visada) varia com $(\cos i)^{-1}$. A Eq. 57 nos diz que a radiação emitida por uma região fina observada com uma alta inclinação se aproxima mais da função fonte, que é a distribuição de Planck com $T = 5000 - 6000$ K. Conseqüentemente, o brilho no infravermelho e no óptico da região opticamente fina relativo ao da optica-

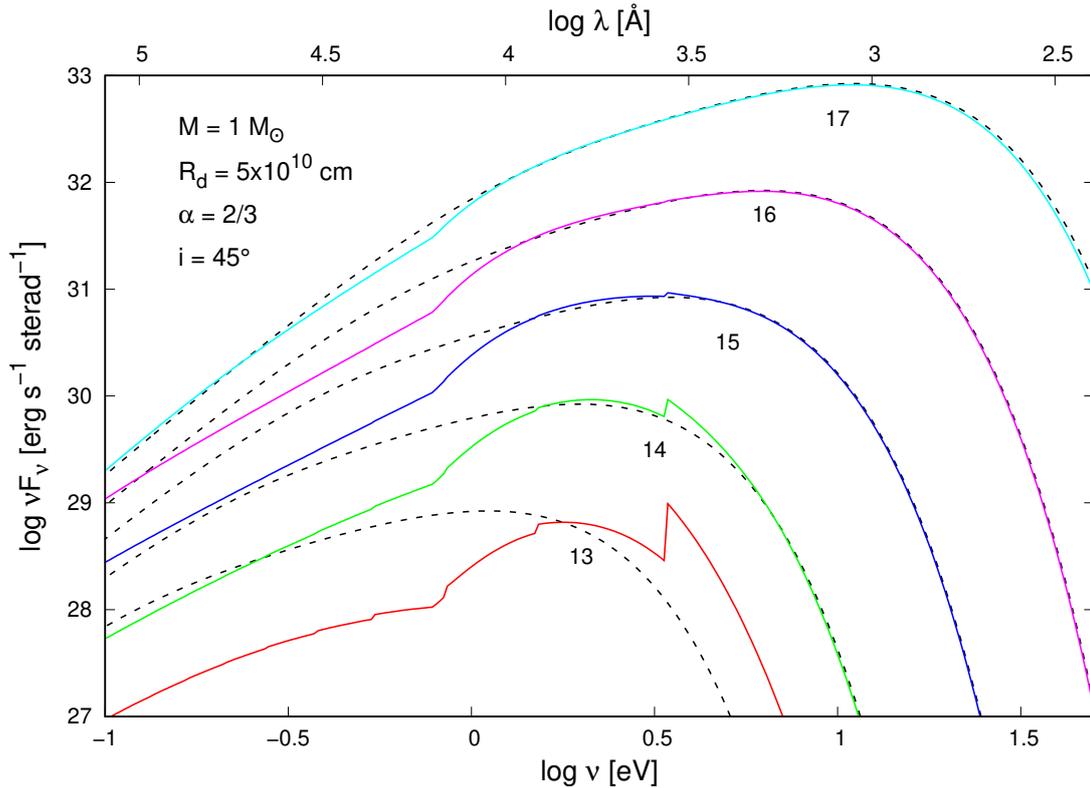


Figura 26 – Espectros do contínuo para discos com diferentes taxas de acréscimo (νF_ν em erg/s/sterad, ν em eV e λ em Å). Os valores de $\log \dot{M}$ (g/s) são indicados na figura. As curvas sólidas indicam espectros obtidos com o modelo dessa seção (Eq. 60), enquanto as linhas tracejadas indicam os correspondentes espectros assumindo emissão de corpo negro (Eq. 53).

mente espessa aumenta com o aumento da inclinação. Em outras palavras, discos de acréscimo com partes opticamente finas bem desenvolvidas mostram o efeito de "limb brightening", particularmente pronunciado em comprimentos de onda mais longos.

3.3 RESULTADOS OBSERVACIONAIS

Experimentos de mapeamento espectral em VCs (RUTTEN *et al.*, 1994; BAPTISTA, 2016) foram realizados para obter os espectros de diferentes regiões do disco de acréscimo, por exemplo, nas nova-likes UX UMa (RUTTEN *et al.*, 1994; BAPTISTA *et al.*, 1998b) e V348 Pup (SAITO; BAPTISTA, 2016), e na nova anã IP Peg (SAITO *et al.*, 2005). Na Fig. 28 é mostrado o espectro espacialmente resolvido do disco de acréscimo de UX UMa, onde podemos notar as diferenças entre a emissão das várias partes do disco. Os resultados mostram que os espectros das regiões internas do disco são 'azuis' com intensa emissão no contínuo e linhas em absorção, que transicionam para espectros mais 'vermelhos' de baixa emissão no contínuo e linhas em emissão, indicando que as regiões internas do disco são opticamente espessas e sugerindo que as regiões externas sejam opticamente finas – em boa concordância com o esperado

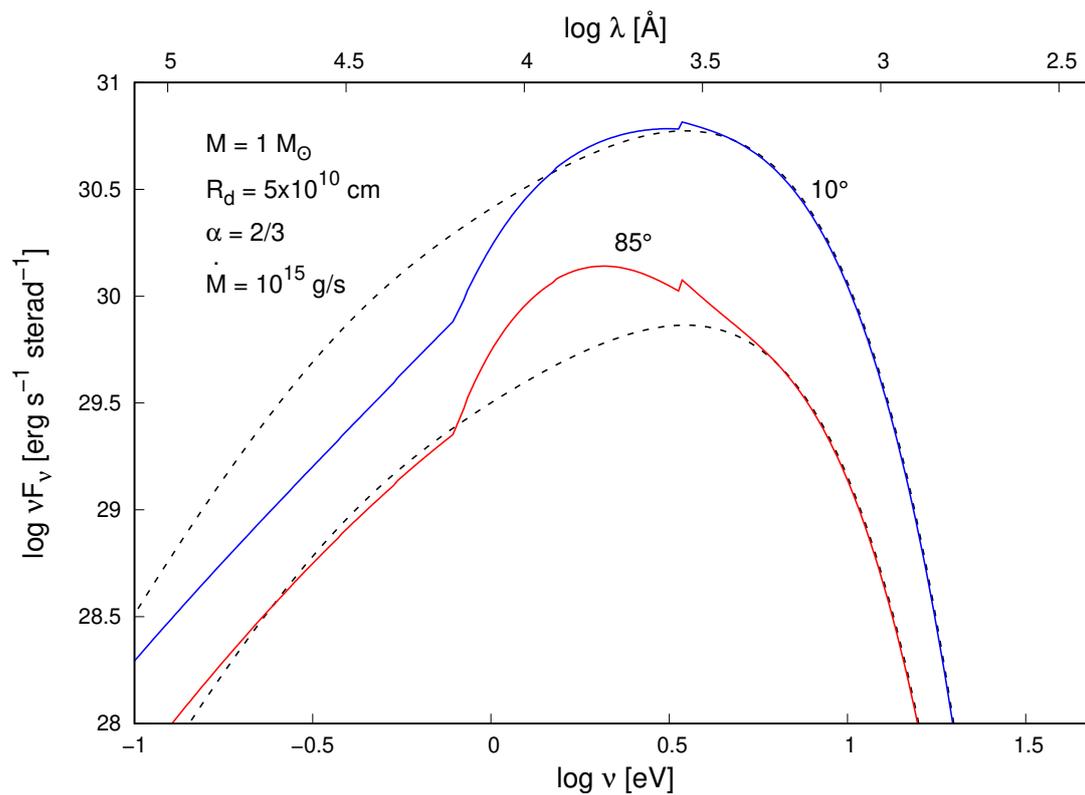


Figura 27 – Influência da inclinação do disco nos espectros do contínuo observados. Os valores dos ângulos de inclinação são indicados na figura. A notação é a mesma da Fig. 26.

pelo modelo de Tylenda (1981).

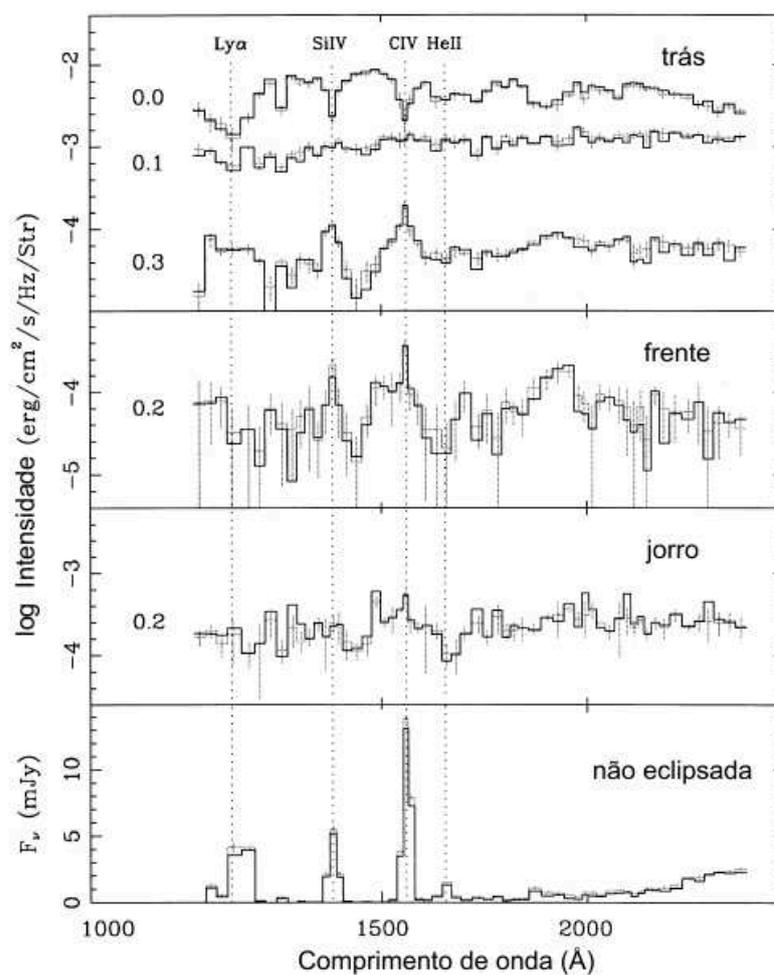


Figura 28 – Espectro espacialmente resolvido do disco de acréscimo de UX UMa. Adaptado de Baptista *et al.* (1998b).

4 ERUPÇÕES EM NOVAS-ANÃS

De todos os fenômenos apresentados por VCs, o mais característico, e que dá origem ao nome ‘cataclísmica’, é a erupção (*outburst*). Em novas-anãs, nos referimos a elas como erupções em novas-anãs (*dwarf nova outbursts*) – para distingui-las das ainda mais dramáticas e muito mais raras erupções de novas (*nova eruptions*). O brilho das novas-anãs aumenta em várias magnitudes num espaço de um dia ou mais, permanecendo no estado de brilho aumentado por cerca de uma semana antes de decair. Depois de algumas semanas ou meses em quiescência, a erupção se repete (HELLIER, Coel, 2001).

As erupções de U Gem foram acompanhadas desde sua descoberta em 1855 (HIND, 1856). Na Fig. 5, podemos notar que as suas erupções são semi-regulares, com duração e tempo de recorrência variáveis, ou seja, as erupções são cíclicas, mas não são estritamente periódicas.

A nova-anã U Gem varia de magnitude 14 para 9 durante a erupção, ou seja, ela aumenta de brilho por um fator 100 em apenas um dia, o que levou os primeiros observadores a concluir que algo cataclísmico ocorreu com a estrela. Mas, embora as erupções tenham sido observadas por mais de um século, só recentemente passamos a compreendê-las. As primeiras pistas exigiram o desenvolvimento de fotômetros de alta velocidade (criados pioneiramente na década de 1970 por Brian Warner e Ed Nather – WARNER, 1988) capazes de gravar curvas de luz de alta qualidade durante as erupções. A Fig. 29 mostra a curva de luz da nova-anã OY Car durante a subida

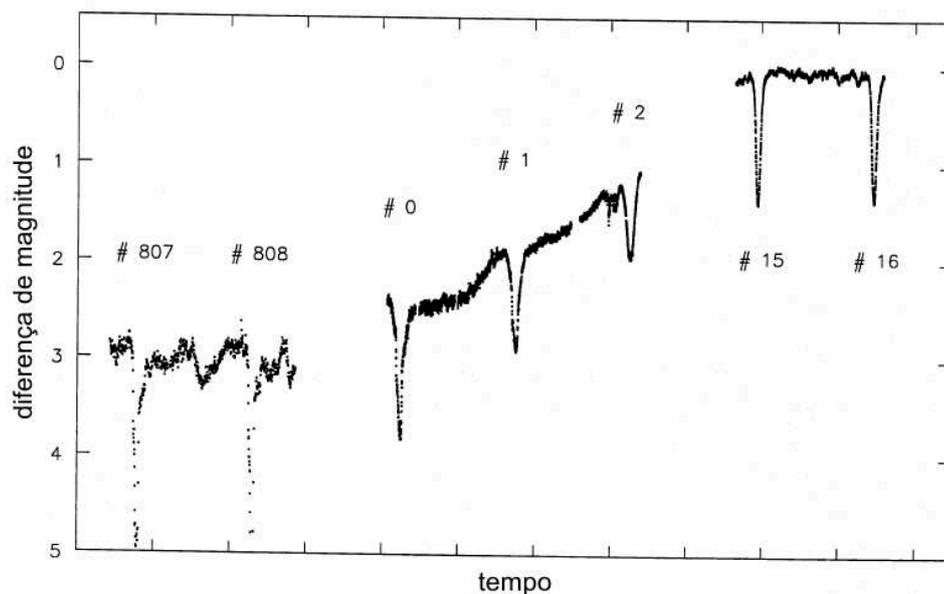


Figura 29 – Curvas de luz do sistema eclipsante OY Car em quiescência, na subida e durante o máximo da erupção. Os três conjuntos de dados foram coletados em noites diferentes. Adaptado de Rutten *et al.* (1992).

para uma erupção (RUTTEN *et al.*, 1992). À medida que a intensidade aumenta, o perfil do eclipse muda de um dominado pela WD e *bright spot* para um dominado apenas pela componente do disco (Fig. 30). Essas observações mostram que as erupções em novas-anãs são consequência do dramático aumento de brilho dos seus discos de acréscimo.

Para explicar esse fenômeno, dois modelos diferentes foram propostos na década de 1970. No modelo de instabilidade na taxa de transferência de matéria (MTIM), defendido por Bath (1973) e seu grupo, a erupção é a resposta de um disco de viscosidade constante (e alta) a um aumento significativo e transitório na taxa de transferência de matéria por conta de uma instabilidade na secundária. No modelo alternativo de instabilidade termo-viscosa no disco (DIM), proposto inicialmente por Osaki (1974), considera-se que a taxa de transferência de matéria da secundária é constante no tempo, mas a alternância entre os estados de quiescência e erupção é causada por uma instabilidade termo-viscosa no disco de acréscimo; a matéria é armazenada num disco de baixa viscosidade durante a quiescência e, quando atinge uma densidade crítica, a viscosidade aumenta e a matéria acumulada é rapidamente acrescida à WD, gerando a erupção.

4.1 DIM - MODELO DE INSTABILIDADE NO DISCO

O DIM foi proposto inicialmente por Osaki (1974) e desenvolvido por Hoshi (1979) e uma série extensa de autores daí em diante (ver LASOTA, 2001, e suas referências). Esse modelo atribui a erupção a uma transição de fase no disco, associada à ionização parcial do hidrogênio. Em quiescência, o hidrogênio é neutro, o disco é frio e de baixa viscosidade. Em erupção o hidrogênio está ionizado, o disco é quente e a viscosidade cresce, aumentando o acréscimo e a luminosidade do sistema. Smak (1984) fez uma das primeiras descrições matemáticas completas do mecanismo por trás do DIM.

A Fig. 31 representa o *ciclo limite* que descreve o comportamento das erupções de novas-anãs. O mecanismo DIM pressupõe que a taxa de ingresso de matéria no disco (que permanece constante no tempo) seja superior à taxa de acréscimo sobre a anã branca (com $\alpha_C \sim 0.01$) durante a quiescência, de maneira que a matéria se acumule no disco e a densidade superficial Σ aumente gradualmente, aumentando também a temperatura (trecho D \rightarrow C) até que alguma região do disco alcance uma temperatura crítica T_1 (e uma densidade crítica Σ_1) na qual o hidrogênio é ionizado, aumentando assim a temperatura do anel de matéria correspondente (trecho C \rightarrow A). Esse aumento de temperatura em um anel aquece os anéis vizinhos, ionizando-os também e dando origem a uma onda de aquecimento que varre o disco, deixando-o num estado eruptivo quente e brilhante (um exemplo dessa frente de aquecimento é dada na Fig. 32). Neste ponto a viscosidade do disco deve aumentar ($\alpha_H \sim 0.1$),

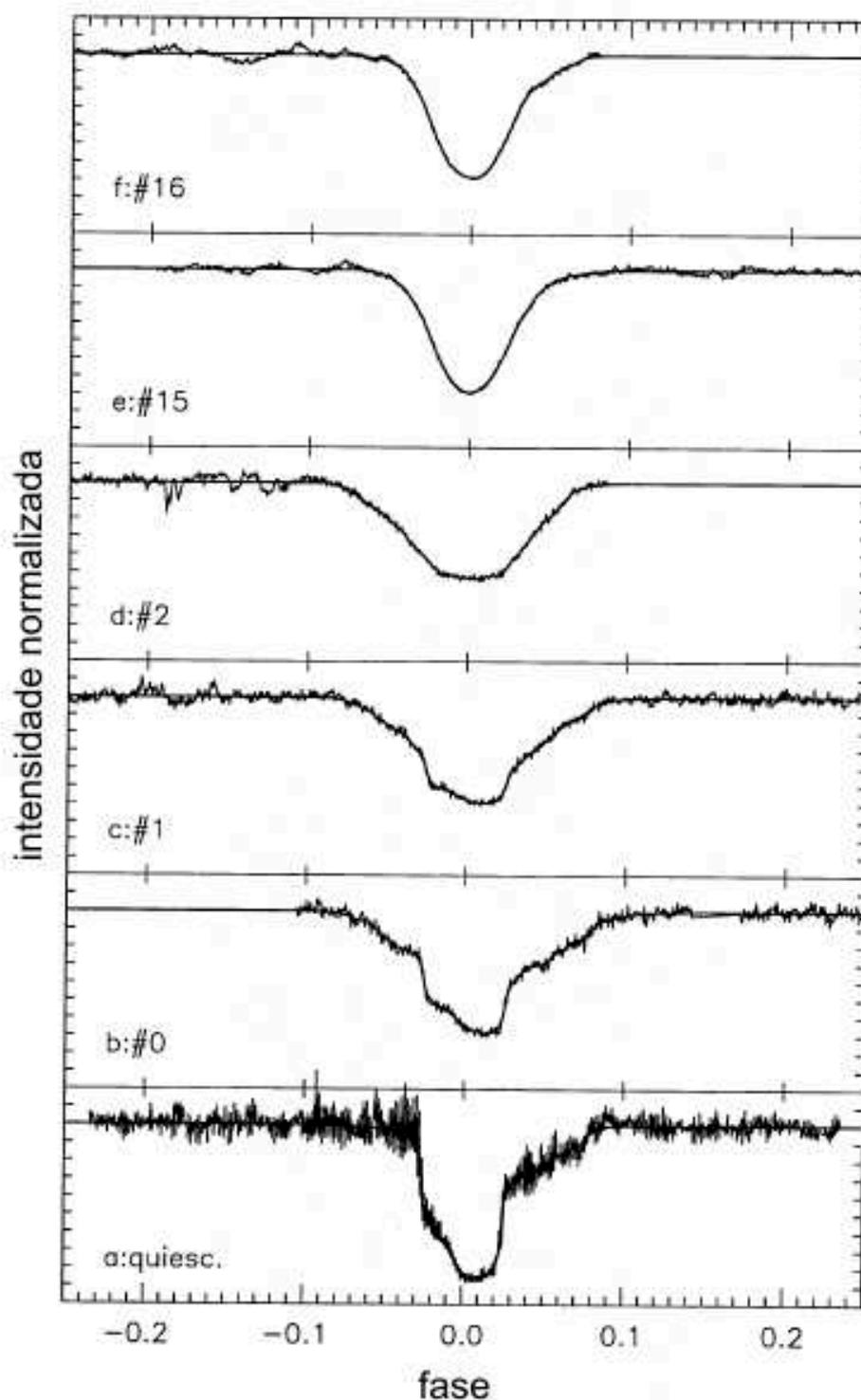


Figura 30 – Os eclipses da Fig. 29 empilhados da quiescência (inferior) ao estado mais brilhante (superior). O perfil do eclipse em quiescência é dominado por uma WD e um *bright spot* brilhantes (cujas ocultação é indicada pelas duas quedas/subidas abruptas de brilho visíveis no ingresso/egresso), enquanto que em erupção, o aumento de brilho do disco ofusca as demais fontes de luz, de modo que o eclipse tem um perfil suave dominado apenas pela ocultação progressiva do disco. Adaptado de Rutten *et al.* (1992).

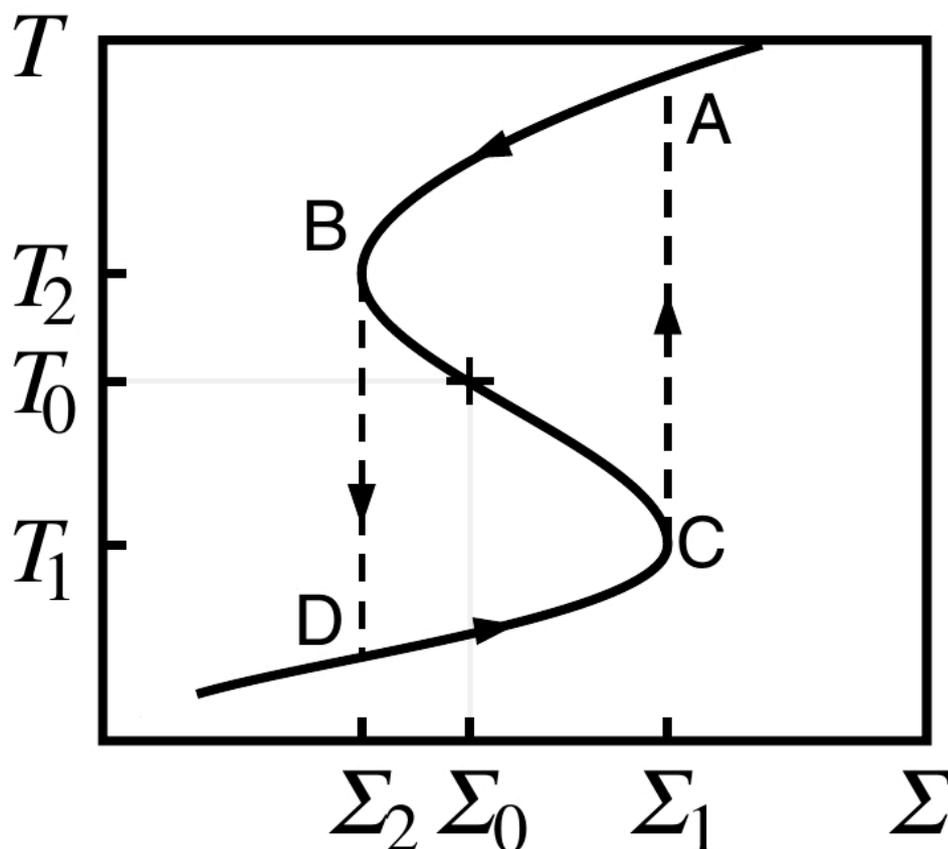


Figura 31 – Diagrama S que descreve o *ciclo limite* das erupções de novas-anãs pelo DIM, adaptado de Smak (1984).

de modo que a taxa de acréscimo na primária aumente o suficiente para esvaziar e esfriar o disco em escalas de tempo comparáveis às observadas. O aumento na taxa de acréscimo faz com que a densidade e a temperatura do disco diminuam progressivamente (trecho $A \rightarrow B$), até que a temperatura caia abaixo de T_2 em algum ponto, dando origem a uma onda de resfriamento que varre o disco, levando-o de volta a um estado frio, quiescente e de baixa viscosidade (trecho $B \rightarrow D$), onde o ciclo recomeça (um exemplo dessa frente de resfriamento é dada na Fig. 33). Esta é chamada “curva S”. A diferenciação entre α_C e α_H é introduzida de forma *ad-hoc* no modelo pela necessidade de ajustar a duração das fases de quiescência Δt_{quies} (governada por α_C) e de erupção Δt_{out} (determinada por α_H) às observações, que apontam para razões típicas de $\Delta t_{\text{quies}}/\Delta t_{\text{out}} \sim 5 - 10$. Como a escala de tempo de declínio das erupções em novas-anãs indica que $\alpha_H \sim 0.1$ (WARNER, 1995, e suas referências), o mecanismo DIM demanda $\alpha_C \sim 0.01$.

Na Fig. 34 é mostrada uma curva S obtida a partir de uma série de cálculos da estrutura vertical feitos por Meyer e Meyer-Hofmeister (1981). Como podemos notar, seu formato é ligeiramente diferente da representação da Fig. 31, principalmente os ramos inferior e superior da curva S, que são muito mais inclinados que no diagrama esquemático da Fig. 31. Em consequência, o contínuo aumento da densidade

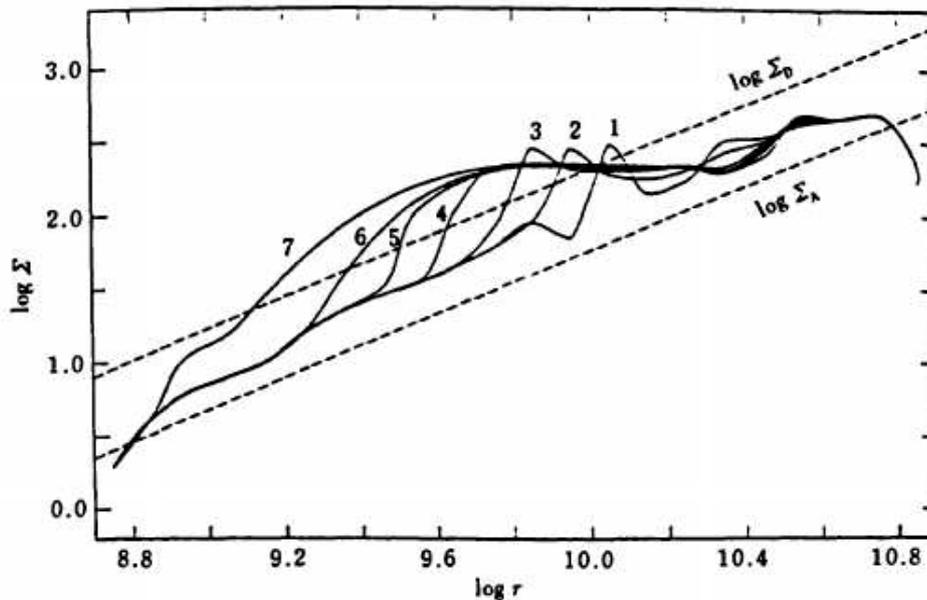


Figura 32 – A evolução da densidade superficial, e conseqüentemente, a propagação da onda de aquecimento ao longo do disco. Simulações realizadas por Mineshige e Osaki (1985). Os parâmetros de entrada são $\alpha_C = 0.032$, $\alpha_H = 0.1$, $\dot{M}_2 = 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $M_1 = 1 M_\odot$, e $R_{\text{out}} = 10^{10.3} \text{ cm}$. Os números de 1 a 7 indicam a sequência de evolução temporal, com a curva '1' representando o estado inicial do disco em quiescência ($t = 0$), e as seis curvas subseqüente são para t (em dias) = 0.39, 0.65, 0.79, 0.89, e 1.08. As duas linhas tracejadas mostram Σ_{max} e Σ_{min} . Adaptado de Cannizzo (1993).

superficial ao longo da quiescência (ramo inferior) implica na previsão de notável e progressivo aumento na temperatura e na luminosidade em todo o disco durante o intervalo entre erupções (painéis inferiores da Fig. 35), o que não é observado nas curvas de luz históricas dos objetos (painel superior da Fig. 35). Essa contradição é um dos principais calcanhares de Aquiles do DIM (por exemplo, SMAK, 2000).

A curva S utilizada para descrever as erupções é na verdade uma combinação de duas curvas S, ou seja, uma que descreve a erupção (com um valor de α_H) e outra a quiescência (com um valor de α_C). Na Fig. 36 é mostrado um exemplo dessa combinação de curvas.

Apesar do DIM ser bastante útil para explicar as erupções em algumas novas-anãs, ele não consegue explicar todos os objetos – como exemplificarei na próxima seção. Um exemplo onde o DIM serve para descrever bem as erupções é a nova-anã OY Car. Nos painéis inferiores da Fig. 37 podemos notar que a WD corresponde a $\sim 40\%$ do fluxo total do objeto, enquanto o *bright spot* representa $\sim 30\%$ desse fluxo. Se escrevemos a luminosidade de acréscimo como,

$$L_{\text{acc}} = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM_1}{R},$$

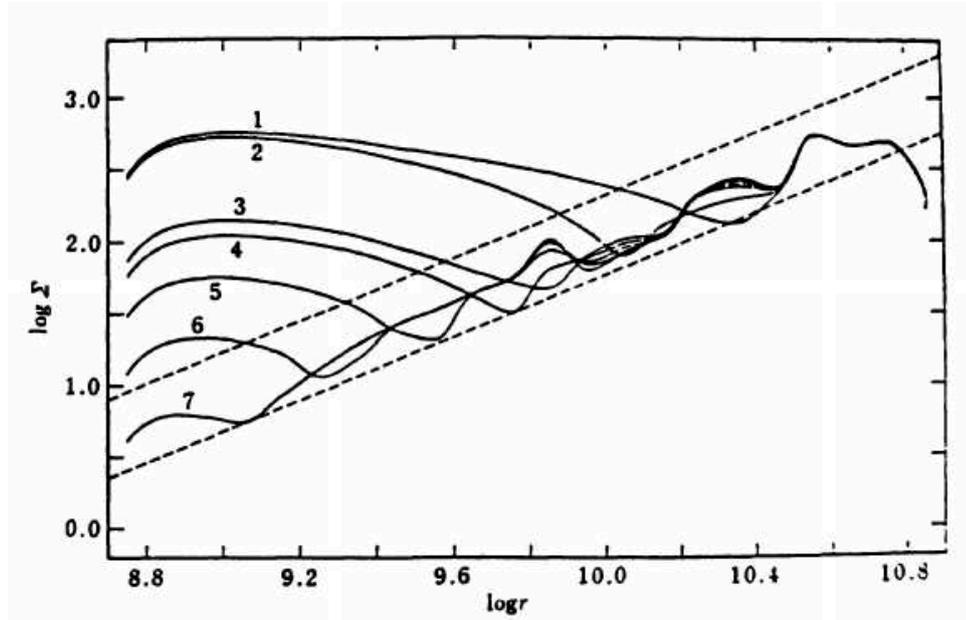


Figura 33 – A evolução da densidade superficial durante o decaimento da erupção, e conseqüentemente, a propagação da onda de resfriamento pelo disco. Simulações realizadas por Mineshige e Osaki (1985). Os parâmetros são os mesmos da Fig. 32. A curva 1 representa o estado do disco com $t = 0$, e as seis curvas subseqüente são para t (em dias) = 2.9, 8.4, 9.9, 11.4, 12.6, e 13.4. Adaptado de Cannizzo (1993).

podemos estimar a razão entre as luminosidades de acréscimo na WD e no *bright spot*,

$$\frac{L_{\text{acc}}^{\text{wd}}}{L_{\text{acc}}^{\text{bs}}} = \frac{\dot{M}_1 R_d}{R_1 \dot{M}_2} = \frac{R_d \dot{M}_1}{R_1 \dot{M}_2} \simeq 50 \frac{\dot{M}_1}{\dot{M}_2}.$$

Ou seja, como o fluxo das duas fontes é da mesma ordem de grandeza, $\dot{M}_2 \simeq 50\dot{M}_1$. Esse resultado nos diz que a matéria que está entrando no disco vinda da secundária permanece ‘congelada’ pela baixa viscosidade do disco e se acumula, de acordo com as previsões do DIM.

Trabalhos recentes ampliam a gama de cenários de aplicação do DIM. Por exemplo, Hameury e Lasota (2017a) tentaram explicar as erupções em polares intermediárias levando em conta a influência do campo magnético da WD na estimativa do raio interno do disco em seu modelo DIM. Mesmo com essa nova versão, as suas simulações mostraram o mesmo problema na quiescência – aumento progressivo do brilho do sistema entre as erupções. Em outro trabalho, Hameury e Lasota (2017b) usaram o DIM para tentar explicar o surgimento e o desaparecimento do disco de acréscimo da polar intermediária FO Aqr, mas só conseguiram reproduzir esse fenômeno considerando equivocadamente valores muito maiores do que os esperados para o momento magnético para, com isso, desaparecer com o disco via truncamento magnético. Já Kotko *et al.* (2012) usaram o DIM para tentar explicar as erupções nas

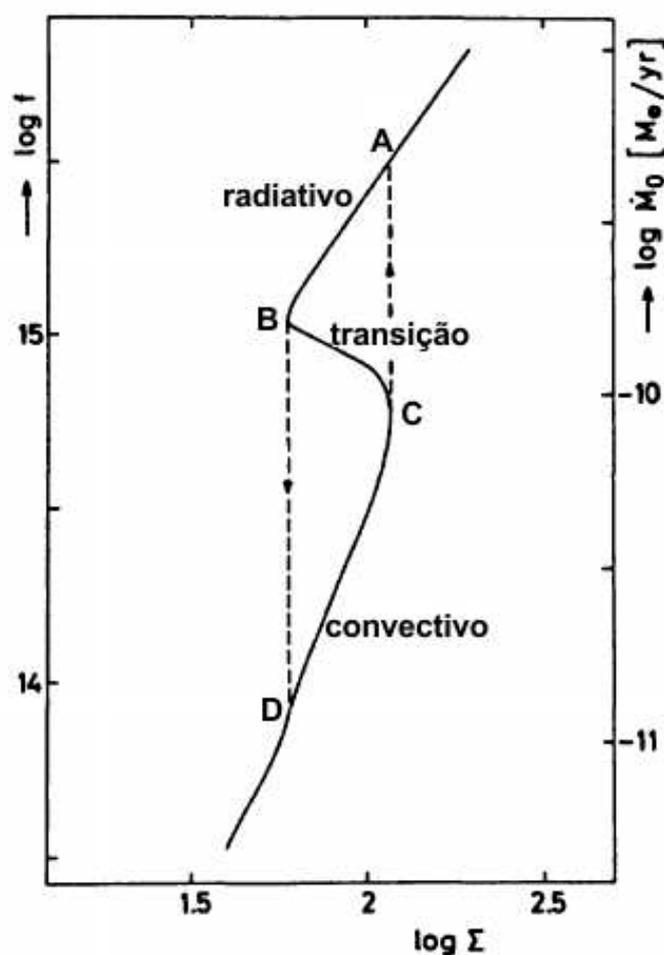


Figura 34 – Curva S resultante de uma série de cálculos da estrutura vertical para $\alpha = 1/14$, $M_1 = 1 M_{\odot}$ e $r = 10^{10}$ cm obtidos por Meyer e Meyer-Hofmeister (1981). Adaptado de Cannizzo (1993).

estrelas AM CVn – que são sistemas binários com períodos orbitais muito curtos (10-65 min), onde uma estrela doadora de baixa massa deficiente em hidrogênio, parcial ou totalmente degenerada, transborda seu lobo de Roche e transfere matéria para sua WD companheira através de um disco de acreção. Mas, novamente, as simulações apresentam o aumento de brilho ao longo da quiescência.

O DIM padrão não consegue explicar as supererupções. A modificação introduzida com o modelo de instabilidade de maré-térmica (TTI, propondo que as supererupções são acionadas e sustentadas pelo grande aumento na dissipação de maré quando o disco se estende além do raio de ressonância de 3:1, OSAKI, 1996) recebeu críticas severas (SMAK, 2009) e tem várias dificuldades com as observações (por exemplo, HAMEURY; LASOTA, 2005, e suas referências). A modificação alternativa do modelo de transferência de matéria aumentada (EMT, propondo que as supererupções são acionadas e sustentadas por um grande aumento na taxa de transferência de massa impulsionada pela irradiação, OSAKI, 1985; HAMEURY; LASOTA, 2005) ainda

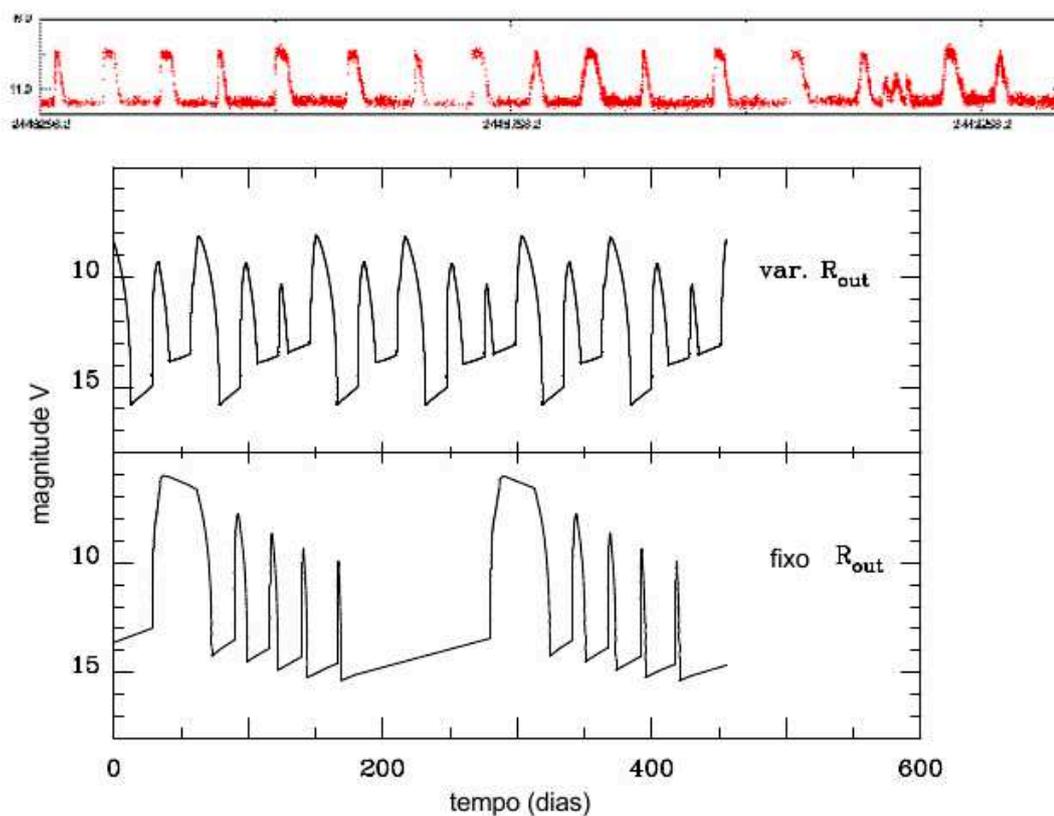


Figura 35 – *Painel superior*: a curva de luz da nova-anã do tipo U Gem SS Cyg. A figura mostra a média diária de magnitude V em função do dia Juliano. Dados da AAVSO. *Painéis inferiores*: Curvas de luz DIM calculadas para um disco de acreção em torno de uma WD de $1.2 M_{\odot}$, $\dot{M}_2 = 6.35 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$, $\alpha_C = 0.02$, $\alpha_H = 0.1$, e raio interno $R_{\text{in}} = 5 \times 10^8 \text{ cm}$. No painel inferior, o raio externo do disco é fixado em $R_{\text{out}} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}$; no painel superior, o raio externo do disco varia em torno de um valor médio de $4 \times 10^{10} \text{ cm}$. Simulações realizadas por Hameury *et al.* (1998). Adaptado de Lasota (2001).

precisa mostrar que a irradiação pode realmente explicar o aumento da taxa de transferência de matéria necessária (VIALLET; HAMEURY, 2007, 2008). Sem irradiação, o EMT basicamente se torna MTIM. Schreiber *et al.* (2005) compararam os modelos TTI e EMT e suas performances na tentativa de explicar as supererupções e os superciclos nas novas-anãs do tipo SU UMa.

Coleman *et al.* (2016) tentaram incorporar a instabilidade magnetorotacional (MRI) no DIM, sem muito sucesso. Em suas simulações o declínio da erupção apresenta pequenas erupções (*reflares*) e o problema do aumento de brilho em quiescência ainda persiste. As simulações incluindo o MRI obtém valores de $\alpha = 0.01$, em contradição com os resultados de Kotko e Lasota (2012), que estimaram $\alpha_H \simeq 0.2$ a partir da comparação entre a duração observada das erupções e a estimada pelo DIM e concluíram que o parâmetro de viscosidade em erupção não pode ser tão baixo quanto o valor 0.01 previsto pelo MRI.

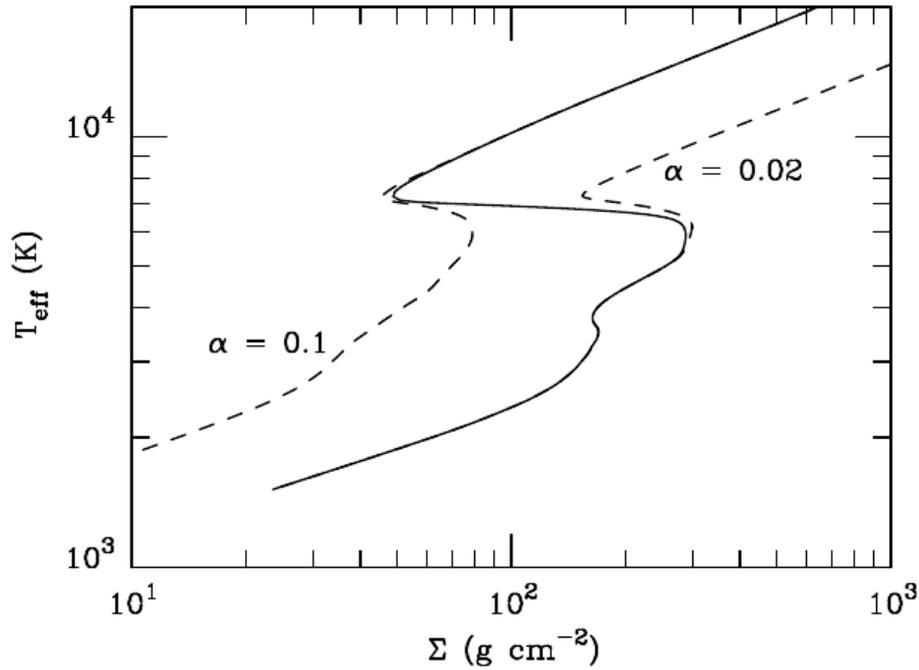


Figura 36 – A curva $\Sigma - T_{\text{eff}}$ quando α é assumido como tendo valores diferentes (constantes) nos ramos superior e inferior. As curvas tracejadas correspondem a α constante, $\alpha = \alpha_H$ (esquerda) e $\alpha = \alpha_C$ (direita). Adaptado de Lasota (2001).

Num dos trabalhos mais recentes do DIM, Hameury *et al.* (2020) modelam os ciclos de histerese observados no diagrama cor-magnitude durante as erupções em novas-anãs (por exemplo, a Fig. 38 mostra o diagrama cor-magnitude observado para a nova-anã SS Cyg). Nessa análise, além de levarem em conta a contribuição do disco, também modelaram as contribuições da secundária, da anã branca e do *bright spot*. Para a secundária, eles consideraram a irradiação pela luminosidade do acréscimo,

$$\sigma T_{2,\text{irr}}^4 = \sigma T_2^4 + (1 - \eta) \frac{1}{2} \frac{GM_1 \dot{M}}{R_1} \frac{1}{4\pi a^2}, \quad (105)$$

onde T_2 é a temperatura sem radiação da secundária, e η é o albedo. O fator 1/2 vêm do fato que metade da luminosidade do acréscimo é emitida pela *boundary layer*. Hameury *et al.* (2020) adotam uma temperatura constante para a anã branca ao longo do ciclo de erupção, apesar de reconhecer que esta deve aquecer e estar mais quente no final da erupção do que em quiescência. Por exemplo, Godon *et al.* (2017) reportam que a temperatura da anã branca em U Gem caiu de 41500 K para 36250 K ao longo de duas semanas depois de uma erupção. A luminosidade do *bright spot* foi tomada como (SMAK, 2002),

$$L_{\text{bs}} = \frac{1}{2} \frac{G(M_1 + M_2)\dot{M}_2}{a} \Delta v^2, \quad (106)$$

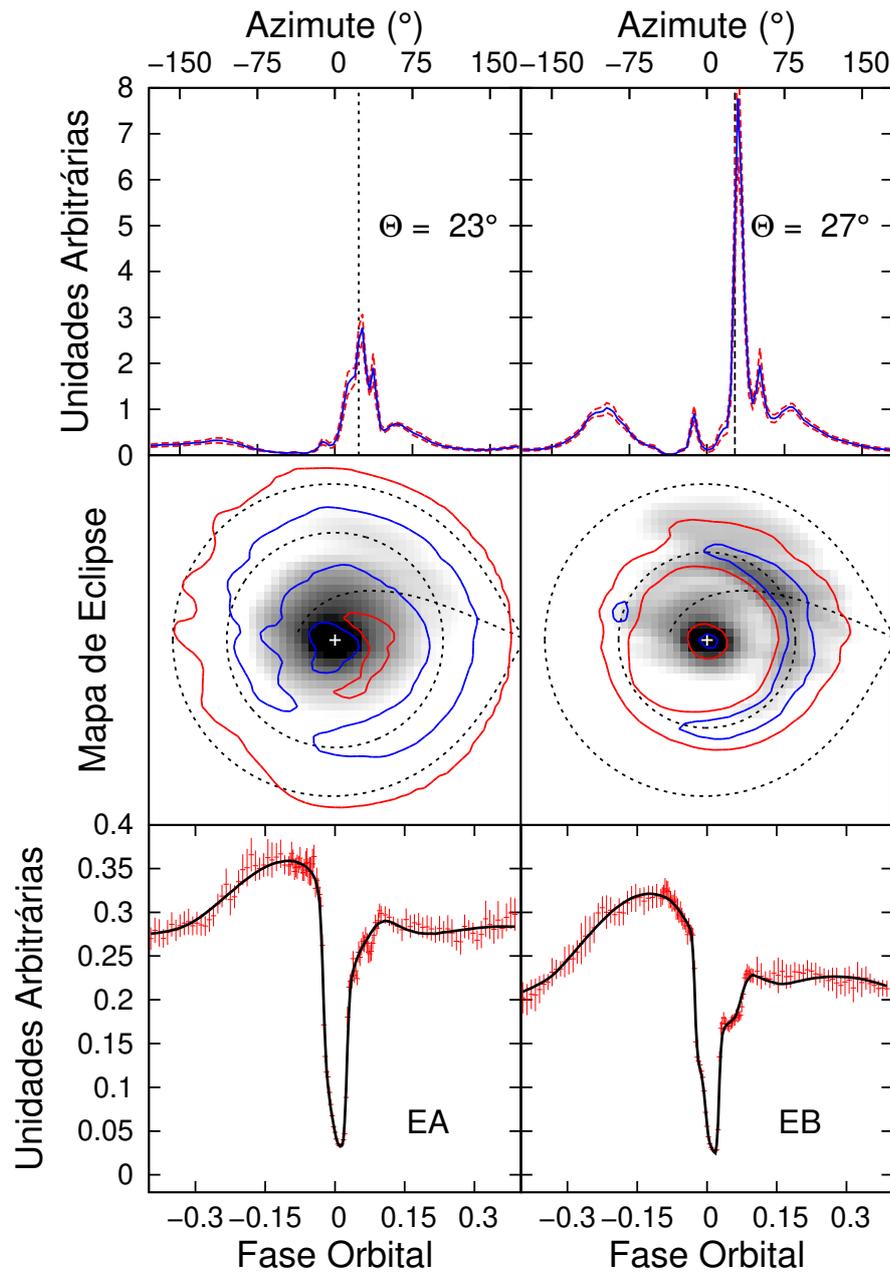


Figura 37 – Resultados do mapeamento por eclipse 3D para as curvas de luz de OY Car para dois estados de brilhos distintos, alto (painéis à esquerda) e baixo (painéis à direita). *Painéis inferiores:* Curvas de luz de OY Car (pontos vermelhos) e os correspondentes modelos de melhor ajuste do mapeamento 3D (linhas pretas). *Painéis centrais:* Correspondentes mapas de eclipse em escala de tons de cinza. A linha tracejada externa é o lobo de Roche, a linha tracejada interna é raio do disco de acréscimo, e a linha tracejada curvilínea é a trajetória balística do fluxo de acréscimo a partir de L_1 . Regiões dentro das linhas de contorno vermelho/azul estão acima de 3 e 5 σ de significância estatística, respectivamente. *Painéis superiores:* Distribuição de brilho na borda do disco (curvas azuis); as linhas tracejadas vermelhas representam o limite de 1σ das distribuições. A linha pontilhada indica a posição azimutal do *bright spot* medida pela intersecção da trajetória balística do gás com a borda do disco. Retirado de Schlindwein (2017).

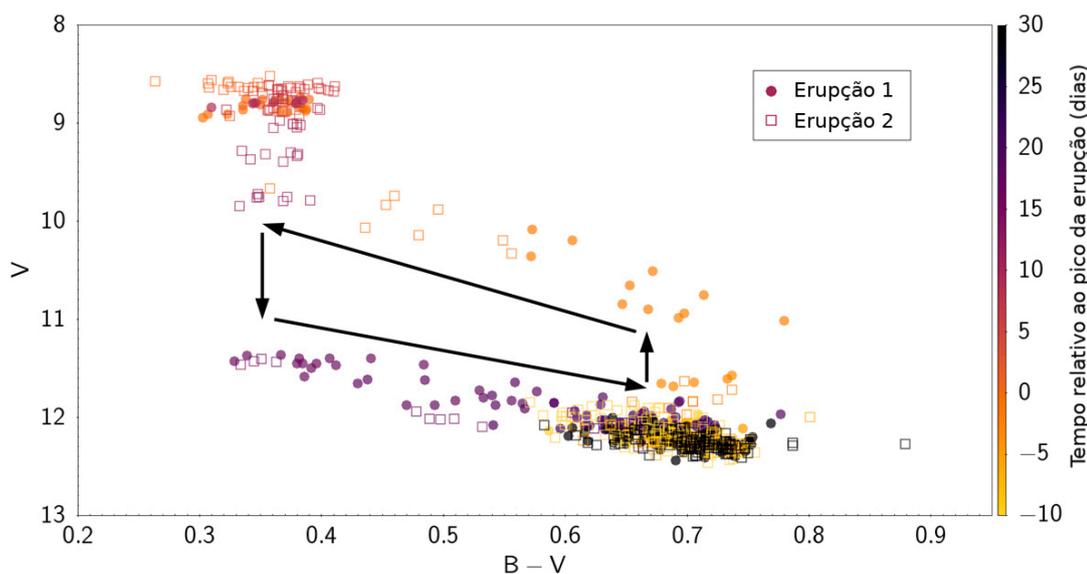


Figura 38 – Variações da cor ao longo de duas erupções de SS Cyg; dados extraídos da AAVSO. O código de cores representa o tempo relativo ao pico da erupção. As setas mostram a direção da evolução temporal do diagrama. Adaptado de Hameury *et al.* (2020).

onde Δv^2 é uma quantidade adimensional da ordem da unidade que depende do grau de preenchimento do lobo de Roche pelo disco, e mais fracamente, pela razão de massa. Um ajuste para Δv^2 é dado por Smak (2002). Hameury *et al.* (2020) não levaram em conta a possibilidade de transbordamento do jorro de acréscimo sobre o disco.

A Fig. 39 mostra as contribuições de cada componente para a curva de luz total de SS Cyg obtida por Hameury *et al.* (2020). Durante a quiescência, a maior contribuição no óptico vem da secundária, com alguma contribuição do *bright spot*. Já para a erupção, o disco é dominante, com uma pequena contribuição da secundária irradiada. Essa soma de componentes ajuda a disfarçar o fato que o disco aumenta de brilho em quiescência (~ 1 mag), diminuindo esse efeito na curva de luz total (~ 0.1 mag). Por fim, na Fig. 40 é mostrado as previsões da variação de cor por esse modelo. Há claramente uma histerese em ambos os casos.

Hameury (2020) fez uma revisão do DIM, apresentando os desenvolvimentos mais recentes do modelo junto com as suas atuais limitações. Na Tabela 3 são mostrados os ingredientes que podem ser adicionados ao DIM para cada subclasse de transientes. Um “++” indica que o ingrediente é importante e é necessário para explicar toda subclasse; um “+” indica que é importante e pode ser necessário para explicar algumas características (por exemplo, a irradiação da secundária para erupções longas em U Gem); um “-” indica que não é importante, apesar de poder estar presente. No caso de modelos concorrentes (TTI e EMT), ambas opções são mostradas.

Muitos ingredientes adicionais têm sido acrescentados ao DIM na tentativa de melhorar sua capacidade de descrever satisfatoriamente observações de novas-anãs

Tabela 3 – Ingredientes adicionais no DIM para várias classes de sistemas transientes.

	U Gem	Z Cam	SU UMa	WZ Sge	SXT
Truncamento interno do disco	?	?	?	+	++
Disco irradiado pela anã branca	+	+	+	+	-
Auto irradiação do disco	-	-	-	-	++
Irradiação da secundária	+	+	+/>++	+/>++	+
Ventos no disco	++?	++?	++?	++?	++?
Instabilidade por maré	-	-	+/>++	+/>++	?

Fonte – Hameury (2020).

e outros sistemas transientes ao longo do ciclo eruptivo. Alguns destes ingredientes são mal delimitados (ou seja, escolhas de valores basicamente *ad-hoc*), outros são parametrizados de forma rudimentar, enquanto outros ainda estão por ser devidamente levados em conta no modelo (por exemplo, variações temporais de grande amplitude na taxa de transferência de matéria são observadas nas AM Her; é provável que variações semelhantes ocorram em novas-anãs).

As versões atuais do DIM são unidimensionais. Conquanto implica em formidável desafio computacional, expandir o modelo para versões 2D é altamente desejável para modelar adequadamente a influência do torque de maré, o impacto do jorro com o disco, ou a possibilidade de transbordamento do jorro de acréscimo.

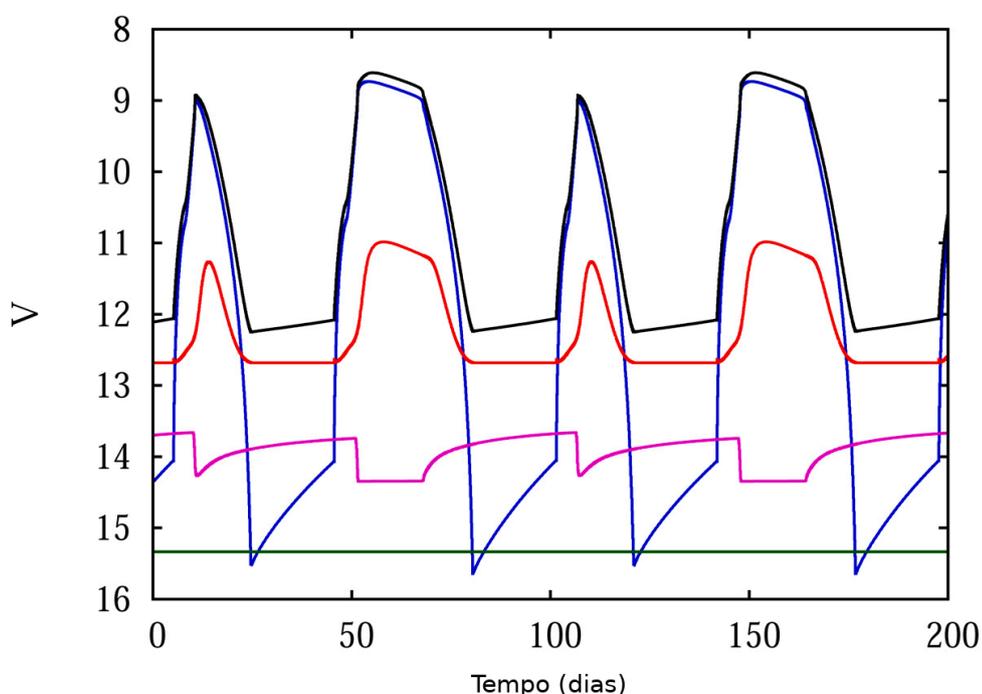


Figura 39 – Variação da luminosidade na banda V para cada componente em SS Cyg no caso onde o disco interno não é truncado. As curvas representam o disco de acréscimo (azul), a secundária (vermelho), o *bright spot* (magenta), e a anã branca (verde). A luminosidade total é mostrada em preto. Adaptado de Hameury *et al.* (2020).

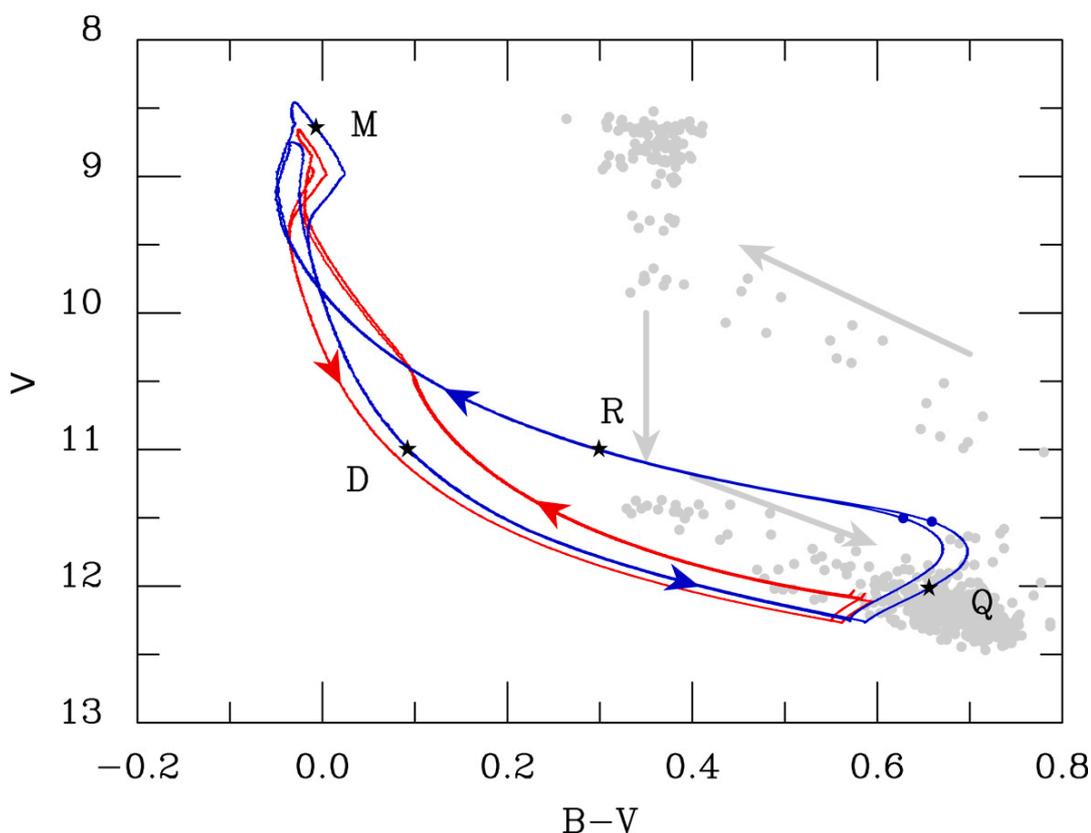


Figura 40 – As variações de cor prevista pelo modelo para os parâmetros correspondente de SS Cyg. A curva azul mostra o caso onde o disco interno é truncado, enquanto a curva vermelha o disco se estende até a superfície da anã branca. Para melhor claridade, $B-V$ foi incrementado em 0.02 mag no caso truncado, assim as curva azul e vermelha não ficam sobrepostas durante o declínio. Os pontos cinza são os dados observacionais (Fig. 38). Adaptado de Hameury *et al.* (2020).

4.2 MTIM - MODELO DE INSTABILIDADE NA TAXA DE TRANSFERÊNCIA DE MATÉRIA

O MTIM assume que as erupções são causadas pela resposta de um disco com viscosidade constante a um aumento súbito na taxa de transferência de matéria (\dot{M}_2). O valor da viscosidade é obtido da escala de tempo observada para o declínio das erupções em novas-anãs, $\alpha \sim 1 - 3$ (MANTLE; BATH, 1983). A causa do aumento súbito de \dot{M}_2 pode estar associada à natureza convectiva da secundária.

Paczynski (1965) foi o primeiro a apontar que estrelas de baixa massa convectivas, como as secundárias típicas de VCs, são potencialmente instáveis. Pouco tempo depois, Bath (1972) mostrou que a região de instabilidade no envelope torna-se muito mais extensa com a aplicação de condições de contorno semelhantes às equipotenciais de Roche, chegando à conclusão de que estrelas que normalmente seriam estáveis face a instabilidades dinâmicas podem agora tornar-se instáveis quando preenchem o lobo de Roche em uma binária semi-ligada. Uma explicação alternativa para os aumen-

tos súbitos em \dot{M}_2 envolve a interação de manchas estelares com o ponto L_1 . Livio e Pringle (1994) e King e Cannizzo (1998) argumentaram que a passagem de manchas estelares em frente ao ponto L_1 pode reduzir significativamente a taxa de transferência de matéria em VCs. Hameury e Lasota (2014) reverteram o argumento para propor que as variações súbitas em \dot{M}_2 requeridas pelo MTIM podem ocorrer nos intervalos de tempo em que não existem manchas estelares transitando por L_1 .

Assim como o modelo competidor, o MTIM parece ser a explicação adequada para as erupções em algumas novas-anãs. V4140 Sgr é uma das novas-anãs cujas erupções é provavelmente produzida pelo MTIM. O estudo de Baptista *et al.* (2016) mostra que este objeto é consistente com as previsões do MTIM mas que apresenta inconsistências importantes em relação ao DIM. A primeira delas está relacionada às temperaturas inferidas para o disco de acréscimo em erupção e quiescência. Segundo esse trabalho, a erupção ocorre em temperaturas abaixo da menor temperatura esperada para o gás ionizado em erupção ($T_{\text{crit}2}$, ver Fig. 41), e existem regiões do disco em quiescência que apresentam temperaturas acima da máxima esperada para o gás neutro neste estágio ($T_{\text{crit}1}$). O cenário para a quiescência piora com a nova estimativa de distância obtida pelo GAIA (GAIA COLLABORATION *et al.*, 2016, 2021) de 694 ± 50 pc. Outra inconsistência em relação ao DIM é que o estudo feito a partir do mapeamento do *flickering* (flutuação de brilho intrínseco de 0.01 – 1 mag em escalas de tempo de segundos a dezenas de minutos vista em curvas de luz de novas-anãs) nesse sistema indica que o disco de acréscimo é altamente viscoso em quiescência ($\alpha \simeq 0.2 - 0.4$). Este resultado está em clara contradição com a previsão DIM de $\alpha \sim 0.01$ em quiescência, mas está em bom acordo com os altos valores de α previstos pelo MTIM. Numa tentativa de compatibilizar o DIM com as observações de V4140 Sgr, Kato *et al.* (2018) propuseram que este objeto seja uma nova-anã do tipo ER UMa – sistemas com superciclos muito curtos (19-45 d) e que permanecem em erupção entre 30 e 50% do tempo. Entretanto a proposta é inconsistente com as observações de Baptista *et al.* (2016) e as próprias observações de Kato *et al.* (2018), que mostram que o objeto dispense, no máximo, 10-15% do tempo em erupção, e tem superciclo de 70-84 d.

Simulações MTIM foram feitas nos anos 80, antes do modelo ser deixado de lado por conta da ampla aceitação do DIM. Bath e Pringle (1981) calcularam detalhadamente a evolução de discos de acréscimo frente a variações na taxa de transferência de matéria. Neste estudo, os autores encontram que, para que o disco apresente um tempo de reação ao pulso de \dot{M}_2 (ou seja, a subida para erupção) da ordem do que é observado ($10^5 - 10^6$ s), ele precisa ser altamente viscoso, ou seja, $1 > \alpha > 0.1$. A Fig. 42 apresenta alguns de seus resultados.

Bath *et al.* (1983) fizeram um estudo sobre os efeitos da penetração do jorro de acréscimo durante a erupção, obtendo resultados que podem explicar os diferentes tipos de erupções. Erupções de fora para dentro ocorrem quando o material do jorro

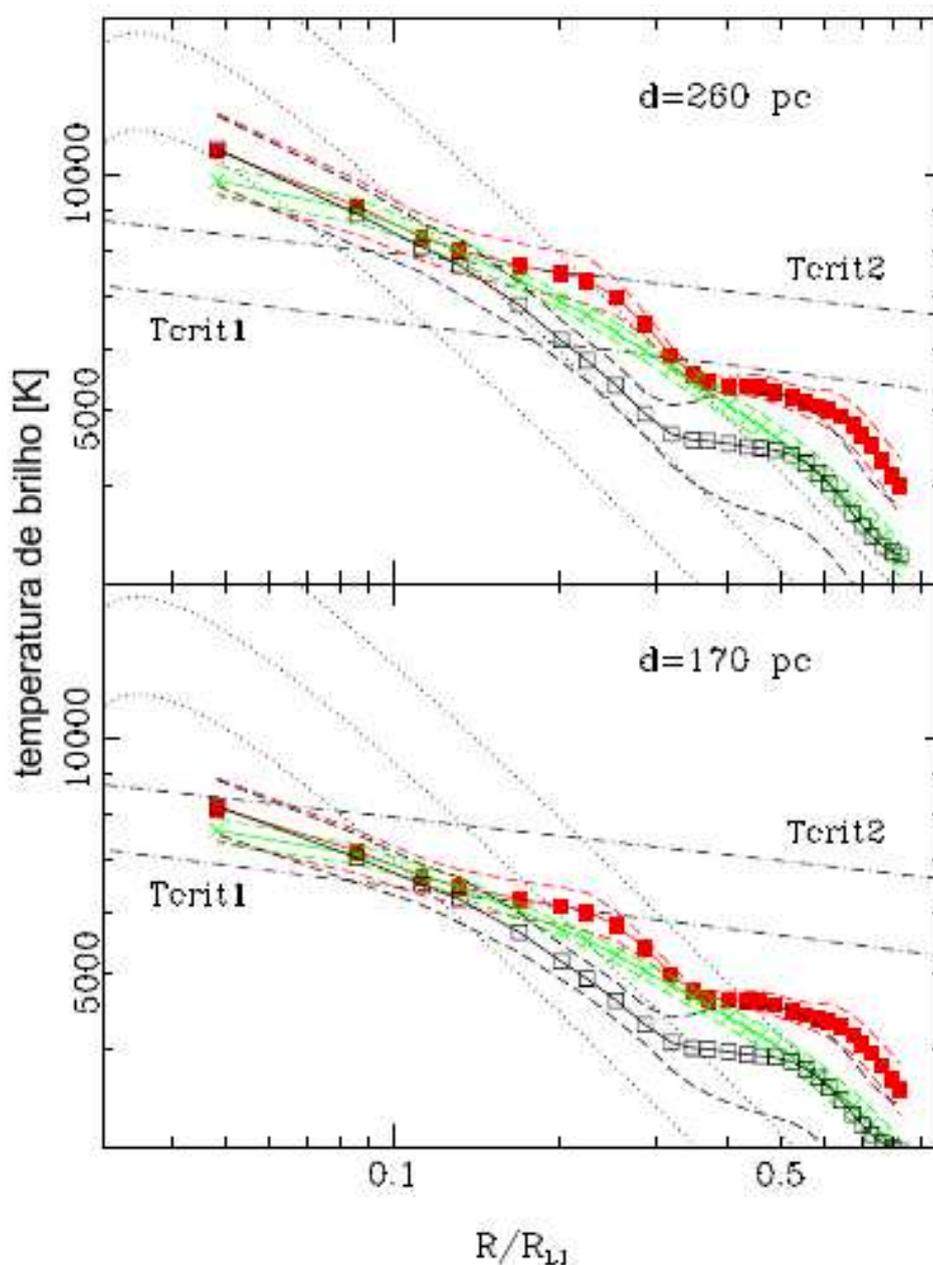


Figura 41 – Distribuições radiais de temperatura para os mapas do disco de acréscimo de V4140 Sgr em erupção (quadrado fechado, vermelho), declínio (cruzes, verde) e quiescência (quadrado aberto, preto). Linhas tracejadas mostram os limites de 1σ nas temperaturas médias. As linhas pontilhadas correspondem aos modelos de discos estacionários opticamente espessos para taxas de transferência de matéria de 10^{-10} , $10^{-10.5}$, e $10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, respectivamente, de cima para baixo. As linhas pontilhadas-tracejadas mostram as temperaturas críticas $T_{\text{crit}2}$ (acima da qual o gás do disco deve permanecer enquanto está em erupção) e $T_{\text{crit}1}$ (abaixo da qual deve permanecer em quiescência), de acordo com o DIM (por exemplo, WARNER, 1995). As distribuições são mostradas para as distâncias assumidas de 260 (superior) e 170 pc (inferior). Adaptado de Baptista *et al.* (2016).

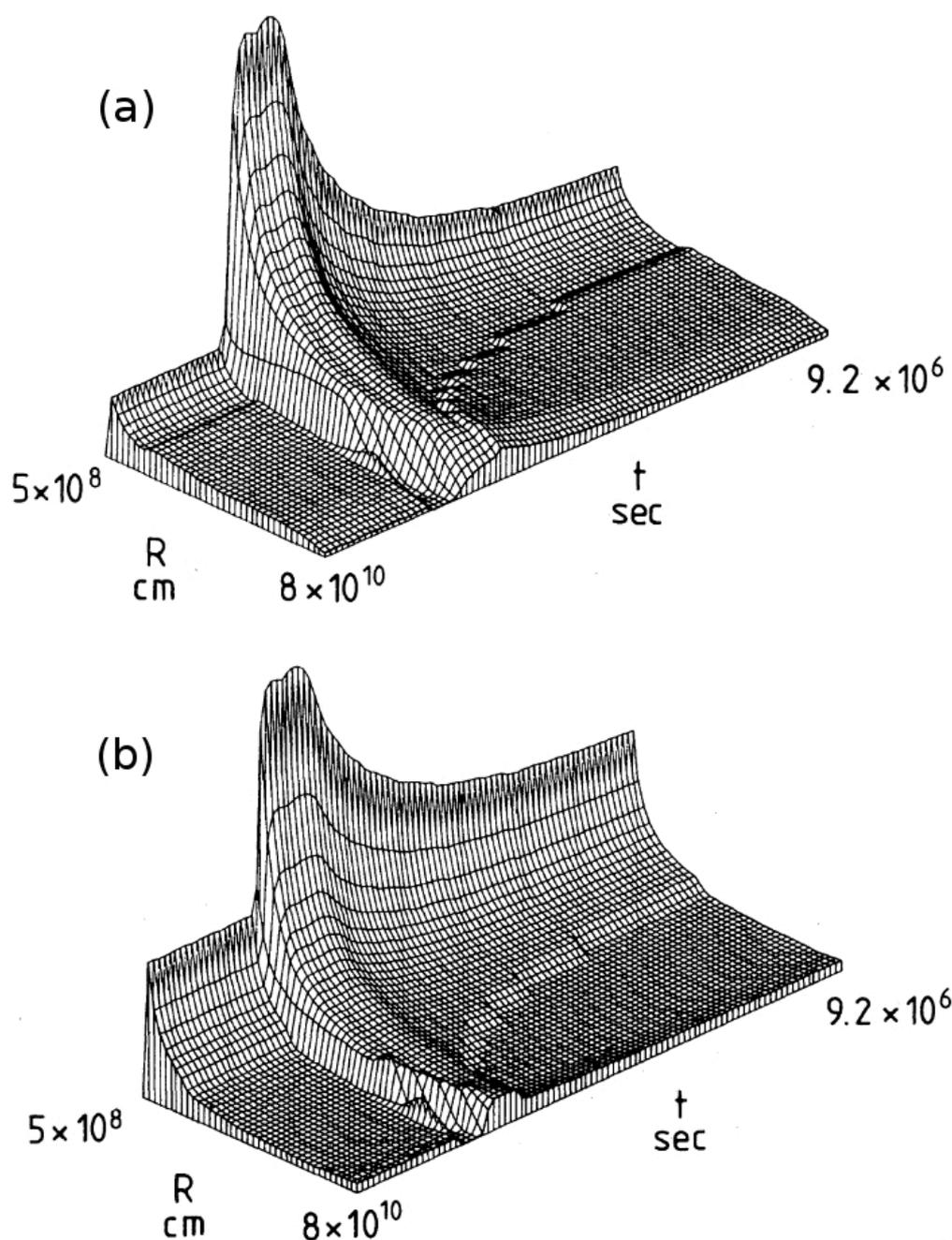


Figura 42 – Simulações de uma erupção pelo MTIM. Em (a) vemos a evolução radial da densidade superficial Σ (eixo vertical) com o tempo, enquanto (b) mostra a evolução da temperatura no plano central do disco com o pulso de \dot{M}_2 . Em ambos os painéis o evento de variação na taxa de transferência de matéria que gera a erupção corresponde ao pico pronunciado. Adaptado de Bath e Pringle (1981).

se deposita nas regiões mais externas do disco, enquanto erupções de dentro para fora ocorrem quando o jorro penetra o disco depositando o material em regiões mais internas e próximas ao raio de circularização. Bath *et al.* (1986) simularam erupções de novas-anãs para estudar a influência da forma do pulso de matéria na erupção. Eles obtiveram que a forma da erupção é bastante sensível à forma do pulso assumido, sendo que esse efeito é mais dramático na subida da erupção. Livio e Verbunt (1988) simularam a resposta de um disco viscoso a um aumento súbito na taxa de transferência de matéria, encontrando que o disco primeiramente encolhe (por conta da súbita adição de gás com baixo momento angular) e depois se expande.

Ichikawa e Osaki (1992) realizaram simulações de erupções tanto com o DIM quanto com o MTIM. Como o foco do trabalho era mostrar as vantagens do DIM sobre o MTIM, foram feitas algumas considerações questionáveis (como o fato da matéria proveniente do jorro de acréscimo se depositar uniformemente em 10% da borda do disco), que podem ter levado a conclusões incorretas sobre o MTIM. Descreveremos em mais detalhes esses dois últimos trabalhos nas próximas seções, e no próximo capítulo reproduziremos a última simulação MTIM encontrada na literatura (ICHIKAWA; OSAKI, 1992).

Cannizzo (1993) apresentou argumentos favoráveis ao DIM em relação ao MTIM, os quais foram resumidos por Warner (1995). Listamos abaixo esses argumentos com as nossas ressalvas:

1. *Nenhum sistema com \dot{M}_2 alto mostra erupções de nova-anã:* Uma vez que ainda não está claro qual o mecanismo por trás do aumento súbito em \dot{M}_2 , por um lado o MTIM não explica esse fato, mas por outro também não o exclui.
2. *Não há evidência de que a luminosidades do bright spot aumenta durante ou antes das erupções:* No MTIM, o aumento súbito em \dot{M}_2 implica em igual aumento na densidade volumétrica da matéria transferida, permitindo que o jorro penetre as regiões externas do disco sem deixar vestígios de um *bright spot* (ou de emissão aumentada em um *bright spot*). Simulações numéricas de injeção de matéria em discos viscosos suportam esse cenário de penetração (BISIKALO *et al.*, 1998a).
3. *As polares não têm discos e não mostram erupções de nova-anã:* O fato das polares não terem discos permite visualizar diretamente o caráter variável da taxa de transferência de matéria vinda da secundária, pois pela ausência de disco, qualquer variação no brilho desses objetos indica variação de \dot{M}_2 . As curvas de luz históricas das AM Her mostram que suas secundárias são altamente instáveis e produzem grandes variações em \dot{M}_2 em várias escalas de tempo, incluindo aquelas características das novas-anãs. Esse fato já chegou a ser reconhecido por Hameury (2020).

4. Não é possível produzir erupções de dentro para fora (*inside-out outbursts*) se a deposição de matéria ocorre apenas na borda externa do disco: Todas as simulações MTIM feitas até o presente assumiram que o pulso de matéria aumentada se deposita na borda externa do disco. Ainda não foram feitas simulações considerando que a penetração do jorro pode depositar a matéria nas regiões internas do disco (no raio de circularização) e, portanto, resultar em erupções de dentro para fora. Fortes indícios disso acontecer são apresentados por Bath *et al.* (1983).

4.2.1 Livio & Verbunt (1988)

Livio e Verbunt (1988) investigaram as mudanças no raio do disco de acréscimo causadas por um aumento temporário na transferência de matéria numa binária. Eles foram motivados por dois trabalhos observacionais que analisaram a variação do raio do disco durante o ciclo de erupção nas novas-anãs U Gem (SMAK, 1984a) e Z Cha (O'DONOGHUE, 1986). Em ambos os sistemas, o raio do disco aumenta durante a erupção e encolhe durante a quiescência. Smak (1984b) mostrou que o DIM poderia explicar tais observações. O'Donoghue (1986) apresentou evidências adicionais de uma repentina diminuição no raio do disco precedente à erupção, em contradição com as previsões do DIM. Logo, Livio e Verbunt (1988) calcularam a resposta do disco para um pulso de matéria aumentada, para testar se este cenário poderia explicar as observações de U Gem e Z Cha.

Em sua análise analítica, Livio e Verbunt (1988) adotaram a seguinte expressão para a taxa no qual o momento angular é adicionado no disco,

$$\dot{J}_{\dot{M}_2} = \dot{M}_2 \sqrt{GM_1 R_h}, \quad (107)$$

onde R_h é equivalente ao nosso raio de circularização (R_c). Para pequenas velocidades da matéria em L_1 , R_h/a depende apenas de q (LUBOW; SHU, 1975). O momento angular é removido do disco pela forças de maré entre o disco e a secundária. No equilíbrio, o momento angular adicional do jorro é removido pelas forças de maré,

$$-\dot{M}_2 \sqrt{GM_1 R_h} = \int_{R_i}^{R_d} 2\pi R \Sigma \frac{GM_1}{R} \frac{1}{\pi q^2} f dR, \quad (108)$$

onde R_i e R_d são os raios interno e externo do disco, respectivamente, e f é uma função adimensional de R e q , que indica a intensidade da força de maré. Eles compararam dois discos com os mesmos parâmetros binários exceto \dot{M}_2 . O lado esquerdo da Eq. 108 escala-se linearmente com \dot{M}_2 , enquanto na integral do lado direito apenas Σ depende de \dot{M}_2 , com $\Sigma \propto \dot{M}_2^{7/10}$ (SHAKURA; SUNYAEV, 1973). Portanto, um disco em equilíbrio terá um raio maior para um \dot{M}_2 maior. Por outro lado, a matéria recém chegada no disco terá um momento angular específico menor que o material na borda

externa do disco, e assim, inicialmente o disco encolherá para um raio menor (DGANI *et al.*, 1989).

Assim, Livio e Verbunt (1988) concluíram que a evolução do raio do disco durante a erupção por MTIM começa com um rápida redução, seguida por um aumento para um raio maior do que o precursor da erupção. Depois do término do pulso de matéria aumentada, o disco encolhe de volta ao raio inicial.

Para as simulações da evolução do raio do disco durante um pulso de matéria aumentada, Livio e Verbunt (1988) resolveram a equação de difusão para a matéria no disco conforme proposto por Smak (1984b),

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R \Sigma} \frac{\partial}{\partial R} (3\nu \Sigma R^2 \Sigma) \right] + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{2\Sigma}{\Omega} \frac{1}{\pi q^2} \frac{GM_1}{R} f \right), \quad (109)$$

onde $\Omega = \Omega_k$, e ν é o coeficiente de viscosidade cinética dado por,

$$\nu = 3.7 \times 10^{12} \alpha^{7/6} \Sigma^{1/2} \Omega^{-2/3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (110)$$

para uma solução de disco totalmente ionizado (FAULKNER *et al.*, 1983). Para calcular a evolução temporal do disco, eles partem de uma distribuição de densidade particular, usam a Eq. 110 para encontrar a viscosidade, usam a Eq. 109 para calcular a densidade superficial depois de um tempo Δt , usam a Eq. 110, e assim por diante.

Foram adotados os parâmetros binários da nova-anã U Gem nas simulações, $M_1 = 1 M_\odot$, $M_2 = 0.5 M_\odot$, $R_i = 5 \times 10^8 \text{ cm}$, $R_h = 0.11a$ e $a = 1.5 R_\odot$, assumidos $\alpha = 1$ e $f = 0.17(R/a)^5$ num *grid* computacional dividido em 40 zonas que se estende até $0.6a$. As simulações partiram de um disco em equilíbrio com $\dot{M}_q = 10^{16} \text{ g s}^{-1}$, cuja taxa de transferência de matéria foi aumentada para $\dot{M}_0 = 10^{18} \text{ g s}^{-1}$ durante 10^5 s ($\sim 1 \text{ d}$) e 10^6 s ($\sim 11 \text{ d}$). Os resultados são mostrados nas Figs. 43 e 44.

As simulações numéricas confirmaram a análise analítica. Livio e Verbunt (1988) concluíram que a principal diferença entre as previsões do DIM e MTIM obtidas em suas análises ocorre nos estágios iniciais da erupção, com o disco MTIM apresentando um encolhimento temporário para um raio menor que o em quiescência.

4.2.2 Ichikawa & Osaki (1992)

Ichikawa e Osaki (1992) estudaram a evolução temporal do raio do disco de acréscimo ao longo do ciclo de erupção de uma nova-anã. Em suas análises, consideraram ciclos de erupções baseados tanto no MTIM quanto no DIM. Segundo os autores, a vantagem destas simulações é que a massa total e o momento angular total do sistema são conservados durante a evolução. Os mesmos parâmetros binários foram adotados para as simulações DIM e MTIM afim de facilitar a comparação entre seus resultados. Foi usado o procedimento padrão para calcular um disco com dependência temporal, com a hipótese de que o disco é geometricamente fino e axi-simétrico

e, conseqüentemente, que as estruturas vertical e radial podem ser resolvidas independentemente.

As equações básicas que governam a estrutura global são: (i) a equação de conservação de massa,

$$\frac{\partial(2\pi R\Sigma)}{\partial t} = \frac{\partial\dot{M}}{\partial R} + s, \quad (111)$$

onde \dot{M} é a taxa de acréscimo de matéria para um dado raio R , e s é a taxa de fornecimento de matéria por unidade da distância radial para um anel do disco; (ii) a equação de conservação do momento angular,

$$\frac{\partial(2\pi R\Sigma h)}{\partial t} = \frac{\partial\dot{M}h}{\partial R} - \frac{\partial}{\partial R}(2\pi R^2 W) - D + h_{\text{LS}}s, \quad (112)$$

onde h_{LS} é o momento angular específico do jorro (equivalente ao nosso h_c), W é

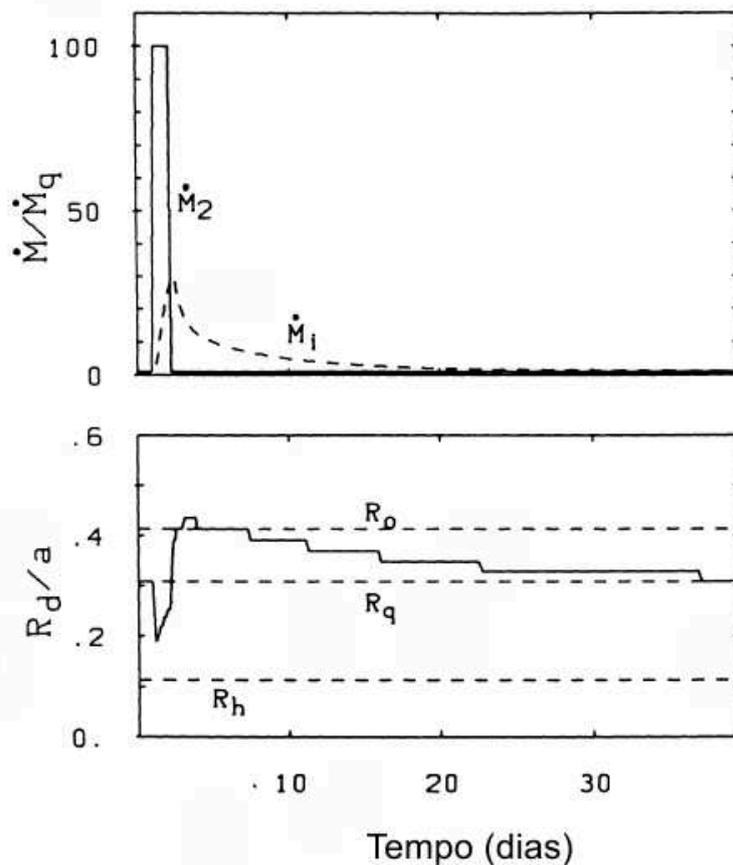


Figura 43 – *Painel superior*: A taxa de transferência de matéria em função do tempo para as bordas externa (linha sólida) e interna (linha tracejada) do disco. *Painel inferior*: O raio externo do disco em função do tempo (linha sólida). O raio do disco em quiescência R_q , o raio de equilíbrio R_0 na taxa de transferência de matéria do pulso, e o raio do momento angular R_h são mostrados como linhas tracejadas. A duração do pulso de transferência de matéria é 10^5 s. Adaptado de Livio e Verbunt (1988).

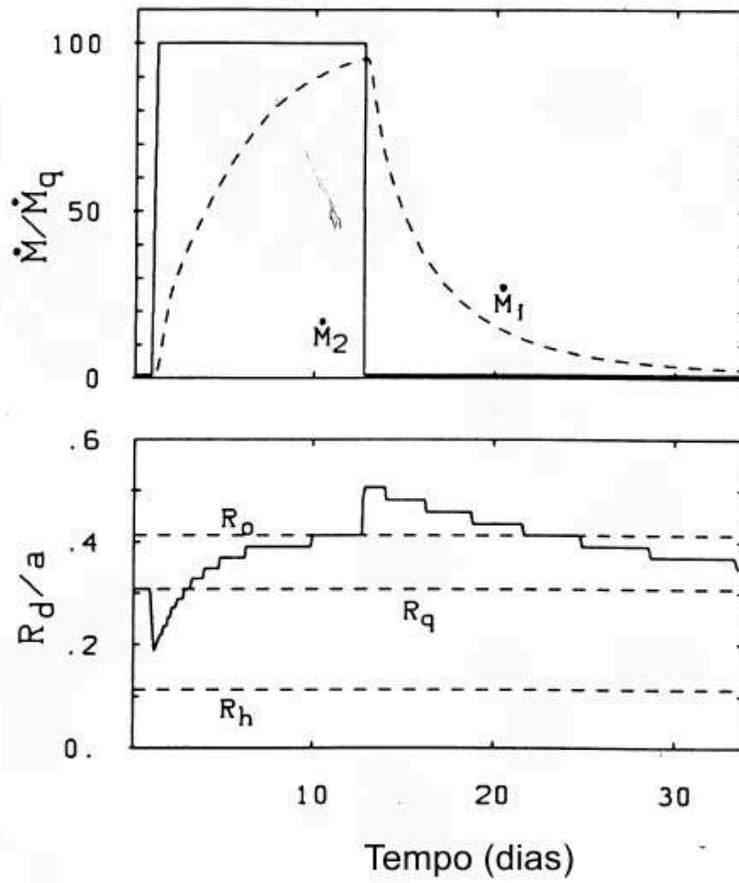


Figura 44 – Análogo à Fig. 43, mas para uma duração do pulso de transferência de matéria de 10^6 s. Adaptado de Livio e Verbunt (1988).

estresse viscoso integrado verticalmente, e D é o torque de maré; e (iii) a equação de conservação de energia,

$$C_V \left[\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma T) - \frac{\partial}{\partial R} (\dot{M} T) - s T \right] - \frac{T}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \Sigma \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\dot{M}}{\Sigma} \right) = 2\pi R (Q^+ - Q^-), \quad (113)$$

onde Q^+ e Q^- denotam a geração de calor viscoso e a perda por radiação por unidade de área superficial, respectivamente. Só é necessário resolver a Eq. 113 no caso das simulações DIM.

A taxa de transferência de massa \dot{M}_S vinda da secundária é dada por

$$\dot{M}_S = \int_{R_0}^{R_d} s \, dR, \quad (114)$$

onde R_0 e R_d são os raios internos e externo do disco, respectivamente. A matéria vinda da secundária é depositada uniformemente nas regiões externas do disco (numa extensão radial de 10% do disco). Para o torque de maré eles adotaram,

$$D = c\omega R \Sigma \nu \left(\frac{R}{a} \right)^5, \quad (115)$$

onde ω é a velocidade angular do movimento orbital da binária, e c é uma constante adimensional que deve ser ajustada para obter o raio no estado estacionário. E para o estresse viscoso foi adotado

$$W = 4.0 \times 10^{12} \alpha^{8/7} \Sigma^{10/7} \Omega^{2/7}, \quad (116)$$

onde $\Omega = \Omega_k$, e α é o parâmetro viscoso de Shakura e Sunyaev (1973). Vale a pena mencionar que Ichikawa e Osaki (1992) adotam uma equação para a viscosidade que difere da Eq. 42 por um fator 2/3. Como condições de contorno, assumiram $\Sigma = 0$ e $W = 0$ na borda interna do disco (tomada como sendo o raio da primária), e $\dot{M}(R_d) = 0$ na borda externa do disco.

As equações diferenciais parciais foram resolvidas usando o método de diferenciação finita, dividindo o disco em N anéis (entre 35 e 45 anéis no total). As quantidades do disco foram definidas no centro de cada anel e apenas \dot{M} foi definido nas interfaces. Foram usados os parâmetros binários da nova-anã U Gem obtidos por N. Anderson (1988), e, por simplificação, para as simulações MTIM foi adotado $\alpha = 1$. Estas simulações se iniciam com um taxa de transferência de matéria de $\dot{M}_s = 1 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$ posteriormente aumentada por um fator 100 para $\dot{M}_s = 1 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$ durante um intervalo de $1 \times 10^5 \text{ s}$ ou $1 \times 10^6 \text{ s}$, com o aumento na taxa de transferência de matéria se repetindo a cada 100 dias.

Os resultados dessas simulações são mostrados nas Figs. 45 e 46. Os resultados são consistentes com os de Livio e Verbunt (1988), mostrando a mesma redução inicial do raio do disco em resposta à súbita deposição no disco de material com menor momento angular específico. O disco então se expande até alcançar seu maior raio pouco após o máximo da erupção, e encolhe de volta ao raio quiescente ao longo do declínio pós-máximo.

A evolução temporal da luminosidade do disco apresenta uma longa cauda exponencial, em contradição com o declínio mais abrupto geralmente observado nas erupções de novas-anãs. Este resultado foi usado como argumento contra o MTIM (por exemplo, CANNIZZO, 1993). Contudo, existem formas de eliminar a discrepância e 'encurtar' o final da erupção que não chegaram a ser levadas em conta por Ichikawa e Osaki (1992), por exemplo, considerando uma dependência radial para o parâmetro de viscosidade α ou permitindo à matéria se depositar inicialmente em regiões mais internas do disco. O objetivo do nosso trabalho é justamente preencher essa lacuna e verificar se existem combinações desses parâmetros que resultam em simulações que descrevam melhor o comportamento das novas-anãs em erupção. A expectativa é que seja mais fácil eliminar a discrepância no formato do declínio de uma erupção MTIM do que se livrar do progressivo e notável aumento de brilho ao longo da quiescência, por 3-5 mag, que surge em simulações de erupções com o DIM – e que está em franca contradição com as observações de novas-anãs.

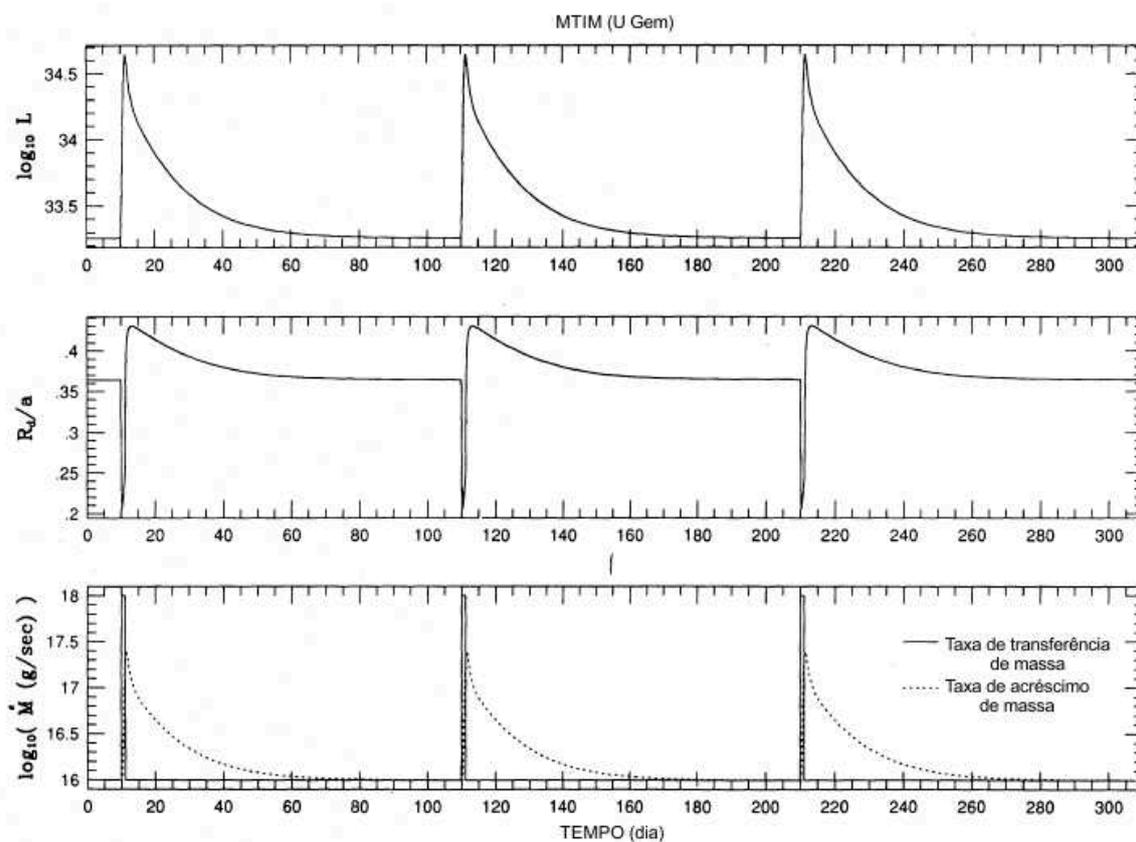


Figura 45 – Evolução temporal do disco de acréscimo conforme o MTIM para parâmetros apropriados de U Gem. *Painel superior*: A luminosidade do disco em função do tempo (em unidade de dias). *Painel intermediário*: O raio do disco em unidade da separação orbital a . *Painel inferior*: A taxa de transferência de matéria em linha sólida e a taxa de acréscimo de matéria sobre a primária em linha pontilhada. O pulso de matéria aumentada tem duração de 10^5 s. Adaptado de Ichikawa e Osaki (1992).

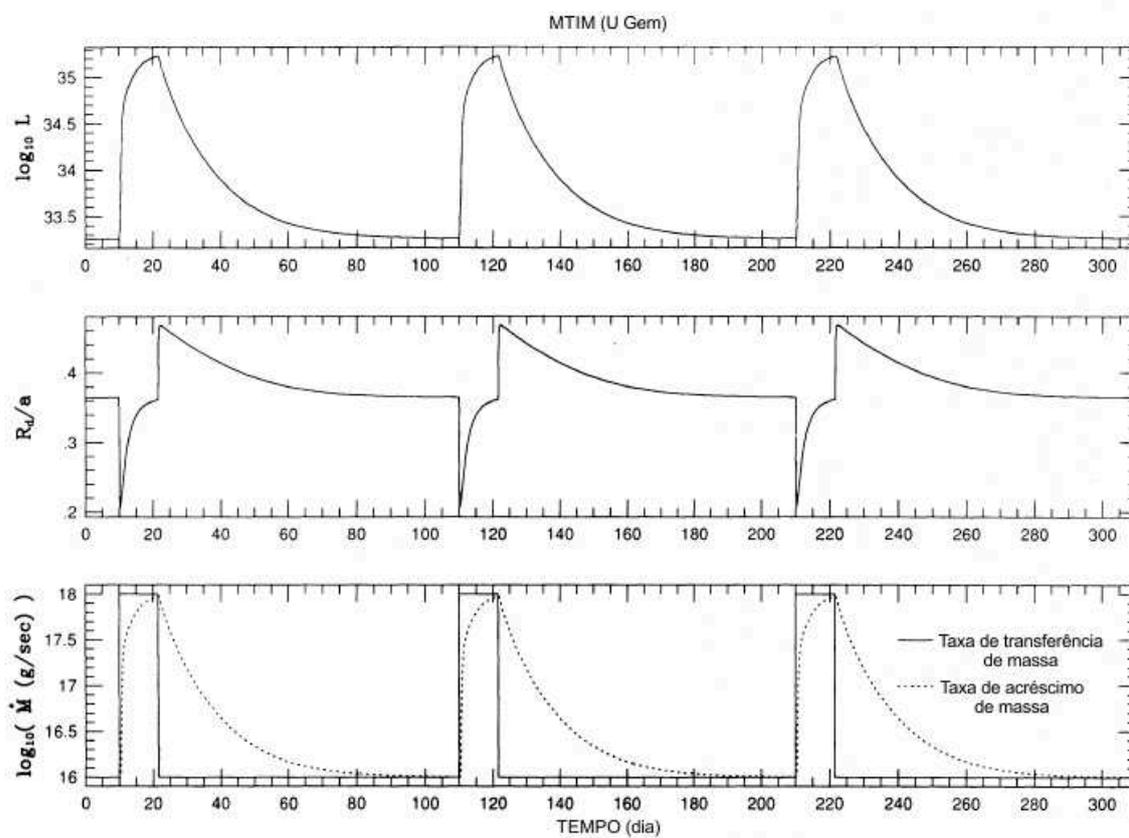


Figura 46 – Análogo à Fig. 45, mas para uma duração do pulso aumentado de matéria de 10^6 s. Adaptado de Ichikawa e Osaki (1992).

5 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Simulações numéricas se tornaram uma poderosa ferramenta para compreensão de problemas físicos, principalmente nos casos em que soluções analíticas são inviáveis. Em grande parte, isso se deve à grande melhora na performance dos computadores atuais, que podemos mensurar se notarmos que simulações realizadas há duas décadas atrás em computadores de grandes laboratórios são atualmente executadas em notebooks pessoais com durações ordens de grandeza mais curtas.

Em nossas simulações, adotamos o mesmo procedimento da maioria das simulações de discos segundo o DIM, descrevendo o comportamento do disco apenas na direção radial. Isso se justifica pela explicação usual de que assimetrias na distribuição de matéria nas direções azimutal e vertical do disco são eliminadas mais rapidamente do que assimetrias radiais, tendo em vista as velocidades azimutais (keplerianas) típicas de ~ 1000 km/s, a velocidade local do som de ~ 10 km/s (que determina a propagação de perturbações verticais no disco), e a velocidade radial de escoamento viscoso ~ 1 km/s. Por esse motivo, uma aproximação unidimensional das nossas simulações é uma boa escolha.

Este capítulo apresenta o desenvolvimento das nossas simulações de discos de acréscimo segundo o MTIM, cuja consistência foi verificada com a reprodução do teste de Pringle (1981) e dos resultados de Ichikawa e Osaki (1992). Também expandimos o espaço de parâmetros que governam essas simulações incluindo (i) o parâmetro de viscosidade α com dependência radial, (ii) a variação da forma do pulso de matéria aumentada, (iii) a mudança de como o jorro de acréscimo é depositado, e (iv) a consideração de atmosfera cinza.

5.1 NOSSAS SIMULAÇÕES

Apresentaremos o desenvolvimento do nosso código computacional para simular a reposta de discos de acréscimos a pulsos de aumento na taxa de matéria transferida pela secundária conforme o MTIM. Postularemos a existência das variação na taxa de transferência de matéria, logo não tentaremos explicar a sua natureza.

O programa é escrito em linguagem de programação C e toma como base o trabalho de Ichikawa e Osaki (1992), a última simulação do modelo MTIM encontrada na literatura. O código adota unidades cgs, assume uma primária não magnética e parte inicialmente de um disco já formado, sendo dado pelo conjunto de Eqs. 52 que descreve um disco fino estacionário. Essa última suposição ajuda a diminuir o tempo computacional requerido.

Dividimos o disco de acréscimo em um número N de anéis concêntricos de largura finita, com os índices 1 e N correspondendo, respectivamente, aos anéis mais interno e mais externo ($R_N = R_d$). As larguras dos anéis, $\Delta R_i = R_i - R_{i-1}$, são fixas,

exceto para o anel externo. A coordenada radial do centro de um anel é definida como,

$$R_{i-1/2} = \frac{R_{i-1} + R_i}{2}. \quad (117)$$

Nossa investigação revelou ser útil separar a variação da coordenada radial em dois regimes, um exponencial para as regiões mais internas (para raios menores do que o raio de circularização) e outro linear para as regiões mais externas (para raios maiores do que o raio de circularização). Isso será melhor compreendido no decorrer do texto. A densidade superficial, a temperatura, o momento angular específico, e o torque de maré são definidos no centro dos anéis como $\Sigma_{i-1/2}$, $T_{i-1/2}$, $h_{i-1/2}$, e $D_{i-1/2}$, enquanto a taxa de acréscimo de matéria é definida na interface como \dot{M}_i . Esse esquema é ilustrado na Fig. 47. A massa contida em cada anel é definida por,

$$\Delta M_{i-1/2} = \pi(R_i^2 - R_{i-1}^2)\Sigma_{i-1/2}, \quad (118)$$

com a densidade superficial inicial dada pela Eq. 52.

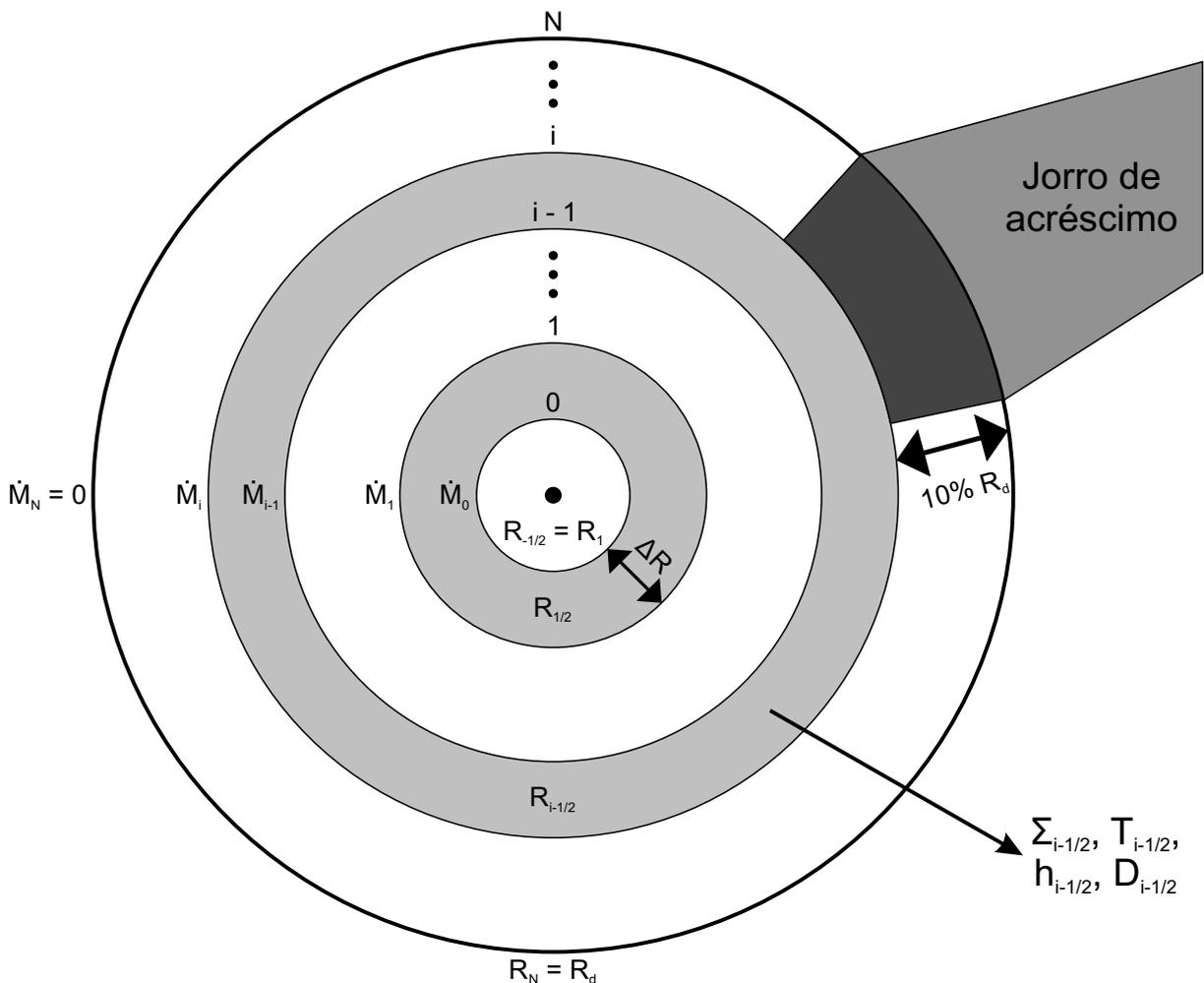


Figura 47 – Ilustração da montagem esquemática feita em nossas simulações.

Seguimos o método de cálculo numérico adotado por Ichikawa e Osaki (1992). Combinando a equação de conservação da massa (Eq. 4) com a equação da taxa de transferência de matéria (Eq. 17) temos,

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} \left(-\frac{\dot{M}}{2\pi} \right) = 0 \longrightarrow R \frac{\partial 2\pi \Sigma}{\partial t} - \frac{\partial \dot{M}}{\partial R} = 0$$

$$\frac{\partial 2\pi R \Sigma}{\partial t} = \frac{\partial \dot{M}}{\partial R}, \quad (119)$$

onde R pode entrar na derivada pois não varia com o tempo. Adicionando o termo fonte,

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma) \cong -2\pi \Delta R \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) + \dot{M}_s$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma) = \frac{\partial}{\partial R} \left(\overbrace{-2\pi R \Sigma v_R}^{\dot{M}} \right) + \frac{\dot{M}_s}{\Delta R}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma) = \frac{\partial \dot{M}}{\partial R} + s. \quad (120)$$

Essa é a equação de conservação de massa com fonte, onde s é a taxa de massa fornecida por unidade da distância radial. A seguir escrevemos a equação de conservação do momento angular (Eq. 6), incluindo o termo extra devido ao torque viscoso (Eq. 5), $G = -2\pi R^2 W$, onde W é o estresse viscoso integrado verticalmente, e $h = \sqrt{GM_1 R}$ é o momento angular específico da matéria num disco kepleriano,

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Delta R \Sigma h) \cong \Delta R \frac{\partial \dot{M} h}{\partial R} - \frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^2 W) \Delta R. \quad (121)$$

Adicionando o torque de maré (T) e o momento angular do jorro ($\dot{M}_s R_c^2 \Omega_c = \dot{M}_s h_c$, onde o índice c é referente ao raio de circularização),

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma h) = \frac{\partial (\dot{M} h)}{\partial R} - \frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^2 W) - \frac{T}{\Delta R} + h_c \frac{\dot{M}_s}{\Delta R}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma h) = \frac{\partial (\dot{M} h)}{\partial R} - \frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^2 W) - D + h_c s. \quad (122)$$

Essa é a equação de conservação do momento angular com fonte e efeito de maré, onde D é o torque de maré por unidade da distância radial.

Trabalhando um pouco mais com a Eq. 122,

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma h) = h \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma) + 2\pi R \Sigma \frac{\partial h}{\partial t} = h \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma)$$

$$\frac{\partial(\dot{M}h)}{\partial R} = h \frac{\partial \dot{M}}{\partial R} + \dot{M} \frac{\partial h}{\partial R}$$

$$h \underbrace{\left[\frac{\partial}{\partial t}(2\pi R \Sigma) - \frac{\partial \dot{M}}{\partial R} \right]}_{=s \text{ (Eq. 120)}} = \dot{M} \frac{\partial h}{\partial R} - \frac{\partial}{\partial R}(2\pi R^2 W) - D + h_c s$$

$$\dot{M} \frac{\partial h}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R}(2\pi R^2 W) + D + (h - h_c)s. \quad (123)$$

Essa é a equação que será resolvida numericamente.

Para obtermos uma versão apropriada da Eq. 123 para ser resolvida numericamente, integramos essa equação entre $R_{i-1/2}$ e $R_{i+1/2}$,

$$\int_{R_{i-1/2}}^{R_{i+1/2}} \dot{M} \frac{\partial h}{\partial R} dR = \dot{M}_i(h_{i+1/2} - h_{i-1/2})$$

$$\int_{R_{i-1/2}}^{R_{i+1/2}} \frac{\partial}{\partial R}(2\pi R^2 W) dR = (2\pi R^2 W)_{i+1/2} - (2\pi R^2 W)_{i-1/2}$$

$$\int_{R_{i-1/2}}^{R_{i+1/2}} D dR = \int_{R_i}^{R_{i+1/2}} D dR + \int_{R_{i-1/2}}^{R_i} D dR = D_{i+1/2}(R_{i+1/2} - R_i) + D_{i-1/2}(R_i - R_{i-1/2})$$

$$\int_{R_{i-1/2}}^{R_{i+1/2}} (h - h_c)s dR = \int_{R_i}^{R_{i+1/2}} (h - h_c) \frac{\dot{M}_s}{\Delta R} dR + \int_{R_{i-1/2}}^{R_i} (h - h_c) \frac{\dot{M}_s}{\Delta R} dR$$

$$= \frac{1}{2} \dot{M}_{s,i+1/2}(h_{i+1/2} - h_c) + \frac{1}{2} \dot{M}_{s,i-1/2}(h_{i-1/2} - h_c)$$

$$\begin{aligned} \dot{M}_i(h_{i+1/2} - h_{i-1/2}) &= (2\pi R^2 W)_{i+1/2} - (2\pi R^2 W)_{i-1/2} \\ &+ D_{i+1/2}(R_{i+1/2} - R_i) + D_{i-1/2}(R_i - R_{i-1/2}) \\ &+ \frac{1}{2} \dot{M}_{s,i+1/2}(h_{i+1/2} - h_c) + \frac{1}{2} \dot{M}_{s,i-1/2}(h_{i-1/2} - h_c) \end{aligned} \quad (124)$$

para $(i = 0, 1, 2, \dots, N-1)$.

As condições de contorno internas são $R_{-1/2} = R_*$ e $W_{-1/2} = 0$, enquanto nas regiões externas temos $\dot{M}_N = 0$.

Para obtermos o valor da nova massa de cada anel depois de cada interação, basta usar uma versão apropriada da equação de conservação de massa (Eq. 120),

$$\Delta M_{i-1/2}^{\text{nova}} = \Delta M_{i-1/2} + (\dot{M}_i - \dot{M}_{i-1})\Delta t + \dot{M}_{s,i-1/2}\Delta t \quad (125)$$

para $(i = 1, 2, 3, \dots, N)$.

Vale a pena ressaltar que $\Delta M_{i-1/2}^{\text{nova}}$ será usada como ponto de partida para a interação seguinte, assim recomeçando o *loop*.

Adotamos o torque de maré por unidade de distância radial dado pela Eq. 115. Essa expressão é a mesma adotada por Smak (1984a) e por diversos outros autores que realizam simulações de disco de acréscimo em VCs. A dependência em lei de potência dessa equação foi obtida por Papaloizou e Pringle (1977), que usaram o método perturbativo para descrever a atuação do efeito de maré sobre o disco. Nessa abordagem, o efeito de maré devido à secundária é assumido como sendo uma pequena perturbação no fluxo básico do disco e as equações são resolvidas para obter o fluxo perturbado pela força de maré da secundária sem dissipação. Esta prescrição permite variações significativas do raio externo do disco, mas não garante que o disco não se estenda além do raio de truncamento por maré. Uma revisão sobre efeitos de maré em discos de acréscimos de sistemas binários próximos foi feita por Osaki *et al.* (1993).

O estresse viscoso integrado verticalmente é dado por,

$$G = -2\pi R^2 W \stackrel{\text{Eq. 5}}{=} 2\pi R \nu \Sigma R^2 \Omega'$$

$$W = -R \nu \Sigma \Omega' = -R \nu \Sigma \left(-\frac{3\Omega}{2R} \right) = \frac{3}{2} \nu \Sigma \Omega, \quad (126)$$

onde ν é dado pela Eq. 42. Vale a pena ressaltar que a expressão da viscosidade assumida por Ichikawa e Osaki (1992) inclui um fator 2/3 adicional na Eq. 42.

Adotamos um valor inicial para o raio do disco, $R_d = R_N$, e aplicamos a equação de conservação do momento angular (Eq. 122) ao anel mais externo para determinar sua variação ao longo da simulação,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (2\pi R \Sigma h) \Big|_{N-1/2} \Delta R_{N-1/2} &= \frac{\partial}{\partial t} (2\pi \overbrace{R_{N-1/2}^2 \Delta R_{N-1/2}}^{R_N^2 - R_{N-1}^2} \Sigma_{N-1/2} h_{N-1/2}) \\ &= \frac{\partial}{\partial t} [\underbrace{\pi (R_N^2 - R_{N-1}^2) \Sigma_{N-1/2} h_{N-1/2}}_{\Delta M_{N-1/2}}] = \frac{\partial}{\partial t} (h_{N-1/2} \Delta M_{N-1/2}) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\dot{M}h)}{\partial R} \Big|_{N-1/2} \Delta R_{N-1/2} = \frac{\overset{0}{\dot{M}_N h_N} - \dot{M}_{N-1} h_{N-1}}{\Delta R_{N-1/2}} \Delta R_{N-1/2} = -\dot{M}_{N-1} h_{N-1}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^2 W) \Big|_{N-1/2} \Delta R_{N-1/2} = \frac{(2\pi R^2 W)_N^0 - (2\pi R^2 W)_{N-1}}{\Delta R_{N-1/2}} \Delta R_{N-1/2} = -(2\pi R^2 W)_{N-1}$$

$$D \Big|_{N-1/2} \Delta R_N = D_{N-1/2} \Delta R_N$$

$$h_c s \Big|_{N-1/2} \Delta R_N = h_c \overbrace{s_{N-1/2} \Delta R_N}^{\dot{M}_{s,N-1/2}} = \dot{M}_{s,N-1/2} h_c$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(h_{N-1/2}\Delta M_{N-1/2}) = (2\pi R^2 W)_{N-1} - D_{N-1/2}\Delta R_N - \dot{M}_{N-1}h_{N-1} + \dot{M}_{s,N-1/2}h_c. \quad (127)$$

Contudo, as quantidades W_{N-1} e h_{N-1} não são definidas na interface, mas apenas no centro do anel. Para estimar essas quantidades, aplicamos a Eq. 123 na metade interna do anel mais externo ($N' = (N - 1/2) - (N - 1)$),

$$\begin{aligned} \dot{M} \frac{\partial h}{\partial R} \Big|_{N'} \Delta R_{N'} &= \frac{\dot{M}_{N-1}(h_{N-1/2} - h_{N-1})}{\Delta R_{N'}} \Delta R_{N'} = \dot{M}_{N-1}(h_{N-1/2} - h_{N-1}) \\ \frac{\partial}{\partial R}(2\pi R^2 W) \Big|_{N'} \Delta R_{N'} &= \frac{(2\pi R^2 W)_{N-1/2} - (2\pi R^2 W)_{N-1}}{\Delta R_{N'}} \Delta R_{N'} = (2\pi R^2 W)_{N-1/2} - (2\pi R^2 W)_{N-1} \\ D \Big|_{N'} \Delta R_{N'} &= D_{N-1/2}(R_{N-1/2} - R_{N-1}) \\ (h - h_c)s \Big|_{N'} \Delta R_{N'} &= (h_{N-1/2} - h_c) \overbrace{s_{N-1/2} \Delta R_{N'}}^{\dot{M}_{s,N-1/2}/2} = \frac{\dot{M}_{s,N-1/2}(h_{N-1/2} - h_c)}{2} \\ \dot{M}_{N-1}(h_{N-1/2} - h_{N-1}) &= (2\pi R^2 W)_{N-1/2} - (2\pi R^2 W)_{N-1} + D_{N-1/2}(R_{N-1/2} - R_{N-1}) \\ &\quad - \dot{M}_{s,N-1/2}(h_c - h_{N-1/2})/2. \end{aligned} \quad (128)$$

Combinando as Eqs. 127 e 128,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(h_{N-1/2}\Delta M_{N-1/2}) &= -D_{N-1/2}\Delta R_N + \dot{M}_{s,N-1/2}h_c + (2\pi R^2 W)_{N-1/2} - \dot{M}_{N-1}h_{N-1/2} \\ &\quad + D_{N-1/2}(R_{N-1/2} - R_{N-1}) - \dot{M}_{s,N-1/2}(h_c - h_{N-1/2})/2 \\ &= -\dot{M}_{N-1}h_{N-1/2} + (2\pi R^2 W)_{N-1/2} - D_{N-1/2}(R_N - R_{N-1/2}) \\ &\quad + \dot{M}_{s,N-1/2}(h_c + h_{N-1/2})/2. \end{aligned} \quad (129)$$

Essa equação determina a variação de $R_{N-1/2}$ e portanto, o raio do disco. Para isso, usamos a definição de derivada no lado esquerdo da Eq. 129,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(h_{N-1/2}\Delta M_{N-1/2}) &= \frac{(h_{N-1/2}\Delta M_{N-1/2})_{t+\Delta t} - (h_{N-1/2}\Delta M_{N-1/2})_t}{\Delta t} \\ &= \frac{\sqrt{GM_1} \sqrt{R_{N-1/2}^{t+\Delta t}} \Delta M_{N-1/2}^{t+\Delta t} - \sqrt{GM_1} \sqrt{R_{N-1/2}^t} \Delta M_{N-1/2}^t}{\Delta t} \end{aligned}$$

$$\sqrt{R_{N-1/2}^{t+\Delta t}} = \sqrt{R_{N-1/2}^t} \frac{\Delta M_{N-1/2}^t}{\Delta M_{N-1/2}^{t+\Delta t}} + \frac{\Delta t}{\sqrt{GM_1 \Delta M_{N-1/2}^{t+\Delta t}}} \left[-\dot{M}_{N-1} h_{N-1/2} + (2\pi R^2 W)_{N-1/2} - D_{N-1/2}(R_N - R_{N-1/2}) + \dot{M}_{s,N-1/2}(h_c + h_{N-1/2})/2 \right]^t, \quad (130)$$

onde Δt é o passo em tempo da simulação, e os índices $t + \Delta t$ e t correspondem às grandezas no passo atual e no passo anterior da simulação, respectivamente.

É necessário mencionar como o número de anéis (N) varia conforme a variação do raio do disco. Se o tamanho da célula mais externa for maior do que $1.5(\Delta R_N)_0$, ela é dividida em duas células e N é incrementando em 1. Aqui, $(\Delta R_N)_0$ é o tamanho pré-fixado do anel. Quando uma célula é dividida em duas, isso é feito de tal forma que a massa e o momento angular são conservados no processo. Por outro lado, se o tamanho da célula mais externa for menor que $0.5(\Delta R_N)_0$, ela é combinada com a célula $N - 1$ e N é diminuído em 1. Assim, a nova célula mais externa terá a massa das células combinadas.

Por fim, é necessário fazer uma estimativa para a emissão do disco. Adotamos as suposições de emissão como um corpo negro (Seção 3.1) e transporte radiativo (Eq. 41),

$$\sigma T_{eff}^4 = D(R) = \frac{4\sigma}{3\tau} T_c^4 \longrightarrow T_{eff} = \left(\frac{4}{3\tau} \right)^{1/4} T_c. \quad (131)$$

Usando a lei de Kramers (Eq. 43) para calcular τ ,

$$\tau = \Sigma \kappa_R = 5 \times 10^{24} \Sigma \rho T_c^{-7/2} = 5 \times 10^{24} \left(\frac{\mu m_p}{k_b} \right)^{1/2} \Sigma^2 \Omega T_c^{-4}. \quad (132)$$

Aplicando τ em T_{eff} ,

$$T_{eff} = \left[\frac{4}{15 \times 10^{24}} \left(\frac{k_b}{\mu m_p} \right)^{1/2} \right]^{1/4} \Sigma^{-1/2} \Omega^{-1/4} T_c^2. \quad (133)$$

Portanto, quando assumirmos emissão de corpo negro, usaremos a Eq. 133 como relação entre T_{eff} e T_c .

O programa desenvolvido resolve sequencialmente um conjunto de equações que descrevem a dinâmica do disco de acréscimo. Para isso é necessário modificar as equações 5 e 7 do conjunto de Eqs. 41 para o caso em que o disco não é mais estacionário. A Eq. 23 descreve $D(R)$ para o caso estacionário, enquanto para o caso dinâmico,

$$D(R) = \frac{9}{8} \nu \Sigma \frac{GM_1}{R^3}. \quad (134)$$

Já a dinâmica da matéria no disco é descrita pela Eq. 123. Portanto, podemos escrever esse conjunto de equações como,

$$\left. \begin{aligned}
 1. \rho &= \frac{\Sigma}{H}; \\
 2. H &= c_s \frac{R^{3/2}}{(GM_1)^{1/2}}; \\
 3. c_s^2 &= \frac{P}{\rho}; \\
 4. P &= \frac{\rho k_b T_c}{\mu m_p}; \\
 5. \frac{4\sigma T_c^4}{3\tau} &= \frac{9}{8} \nu \Sigma \frac{GM_1}{R^3} = D(R) \text{ ou } D(R) = \int_0^\infty F_\nu d\nu; \\
 6. \tau &= \Sigma \kappa_R(\rho, T_c) = 5 \times 10^{24} \Sigma \rho T_c^{-7/2}; \\
 7. \dot{M} \frac{\partial h}{\partial R} &= \frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^2 W) + D + (h - h_c) s; \\
 8. \nu &= \alpha c_s H = \alpha_0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^n c_s H.
 \end{aligned} \right\} \quad (135)$$

As suposições incluídas no programa são:

1. *Disco fino*: $H = c_s/\Omega$.
2. *Disco kepleriano*: $\Omega = \Omega_K = (GM_1/R^3)^{1/2}$.
3. *Gás ideal*: $P = \rho k_b T_c / \mu m_p$.
4. *Opacidade de Kramers*: $\kappa_R = 5 \times 10^{24} \Sigma \rho T_c^{-7/2}$.
5. *Objeto central não magnético*: Raio interno do disco igual ao raio do objeto central.
6. *Transporte radiativo*: $D(R) = 4\sigma T_c^4 / 3\tau$.
7. *Viscosidade*: Prescrição α de Shakura e Sunyaev (1973), $\nu = \alpha c_s H$, onde $\alpha = \alpha_0 (R/R_c)^n$.

5.1.1 Teste de Pringle (1981)

Um primeiro teste útil para verificar a consistência do programa é refazer a Fig. 7 a partir das nossas simulações. O objetivo é confirmar se o comportamento da viscosidade em nosso programa reproduz a solução analítica obtida por Pringle (1981) (Eq. 14). Para isso, assumiremos os parâmetros binários da nova-anã V4140 Sgr (ver Seção 6.3.2) com $\nu = 2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^2/\text{s}$. Desligamos o efeito de maré para esse teste, pois esse termo não foi levado em conta no trabalho de Pringle (1981). Inicialmente depositamos 10^{21} g de matéria em um anel em um raio de $9.55 \times 10^9 \text{ cm}$ ($N = 39$) e

deixamos o sistema evoluir no tempo. O resultado desse teste é mostrado na Fig. 48. O disco foi fatiado em 100 anéis e se estende até $0.8 R_{L_1}$.

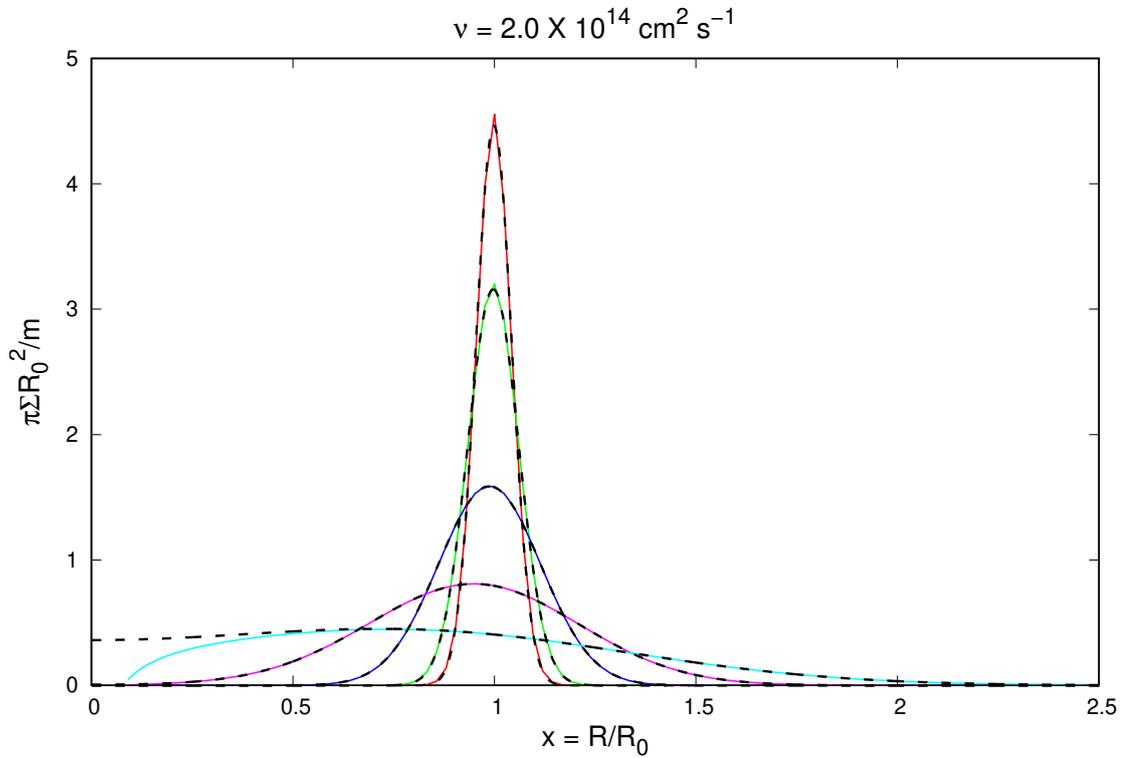


Figura 48 – Teste da eficiência da viscosidade em nossas simulações. As curvas sólidas representam as soluções obtidas através das nossas simulações, enquanto as curvas tracejadas são as soluções analíticas obtidas por Pringle (1981) (Eq. 14). Os instantes τ são os mesmos da Fig. 7.

A Fig. 48 mostra que as simulações descrevem bem os resultados analíticos obtidos por Pringle (1981). A única diferença ocorre para $x \rightarrow 0$ em $\tau = 0.512$ (curva ciano da Fig. 48), onde a solução numérica difere da analítica pois o raio interno do disco coincide com o raio da anã branca na simulação numérica enquanto o disco se estende até a origem na solução analítica de Pringle (1981).

5.1.2 Reproduzindo os Resultados de Ichikawa & Osaki (1992)

O passo seguinte na verificação da consistência do programa desenvolvido consiste em reproduzir a simulação MTIM com pulso de matéria aumentada com duração de 10^6 s feita por Ichikawa e Osaki (1992). Foi escolhido o pulso de maior duração pela melhor facilidade de visualizar a morfologia dos resultados. Adotamos os mesmos parâmetros binários da nova-anã U Gem assumidos por esses autores em nossas simulações: (1) massa da primária, $M_1 = 1.18 M_{\odot}$; (2) separação orbital, $a = 1.115 \times 10^{11}$ cm; (3) raio interno do disco (o mesmo que o raio da primária, pois assumimos uma anã branca não magnética), $R_1 = 4.36 \times 10^8$ cm; (4) raio de circularização, $R_c = 0.117 a$;

(5) peso molecular médio apropriado para uma abundância solar de gases totalmente ionizados, $\mu = 0.615$; (6) a constante c que aparece no torque de maré, $c\omega = 15 \text{ s}^{-1}$; (7) taxa de transferência de matéria inicial da simulação, $\dot{M}_2^i = 1.0 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$; (8) a intensidade do pulso de matéria aumentada, $\dot{M}_2^p = 100 \dot{M}_2^i$; e (10) um parâmetro de viscosidade $\alpha = 2/3$ (que corresponde ao $\alpha = 1$ de ICHIKAWA; OSAKI, 1992). O disco foi fatiado linearmente em 100 anéis e se estende até $0.8 R_{L_1}$, e adotamos um passo em tempo de $\Delta t = 0.2 \text{ s}$.

A simulação começa a partir de uma distribuição radial de densidade superficial igual a de um disco fino estacionário (Eq. 52) e com $R_d = 0.8 R_{L_1}$. Deixamos o disco evoluir durante 50 d para depois acionarmos o pulso de matéria aumentada, e repetimos esse processo depois de mais 100 d. Os resultados são mostrados na Fig. 49. A massa e o momento angular são conservados com uma precisão relativa melhor do que 10^{-15} e 10^{-10} , respectivamente.

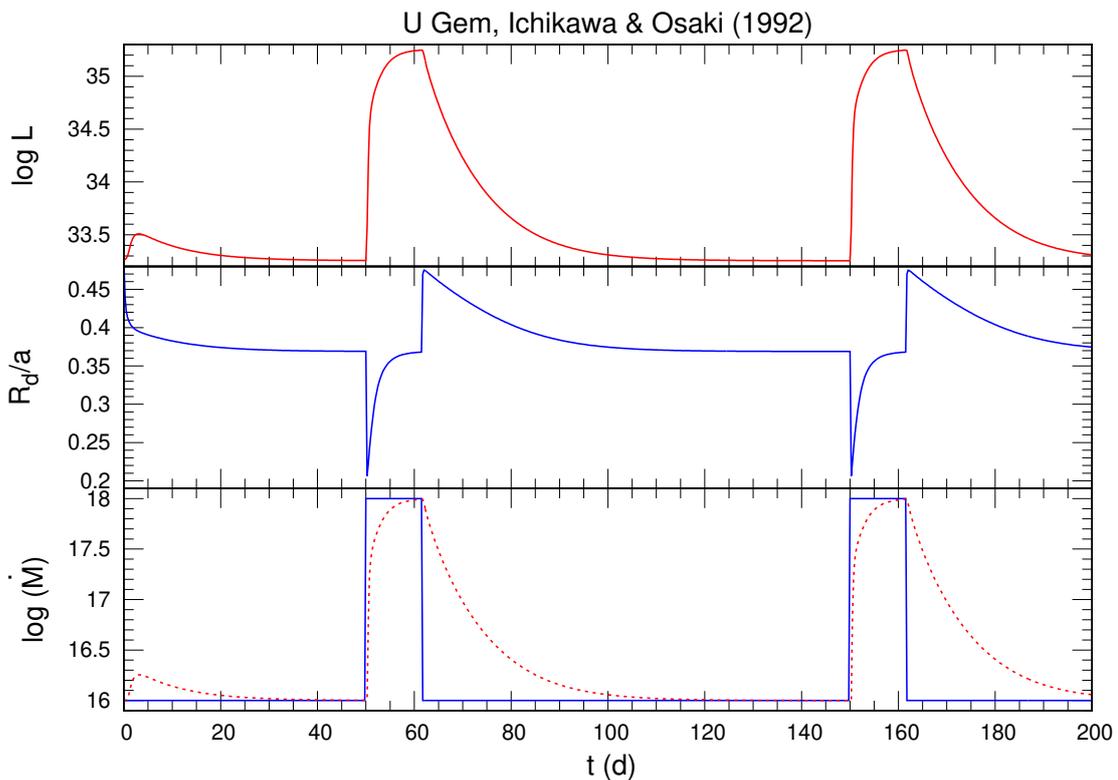


Figura 49 – Evolução temporal do disco de acréscimo de U Gem obtida a partir das nossas simulações para um pulso de matéria aumentada de 10^6 s . Os painéis são análogo à Fig. 45.

A comparação das Figs. 46 e 49 mostra que nosso programa reproduz com precisão a morfologia das simulações de Ichikawa e Osaki (1992). O pequeno declínio em luminosidade perceptível no início das nossas simulações deve-se ao fato de que partimos de um disco fino estacionário já formado, logo é necessário “esvaziar” as partes externas antes do disco alcançar o regime estacionário (por volta de 30 d).

As Figs. 50 e 51 mostram adicionalmente a evolução temporal das distribuições $\Sigma(R)$ e $T_{eff}(R)$ ao longo do ciclo da erupção; os tempos indicados no corpo das figuras são relativos à Fig. 49.

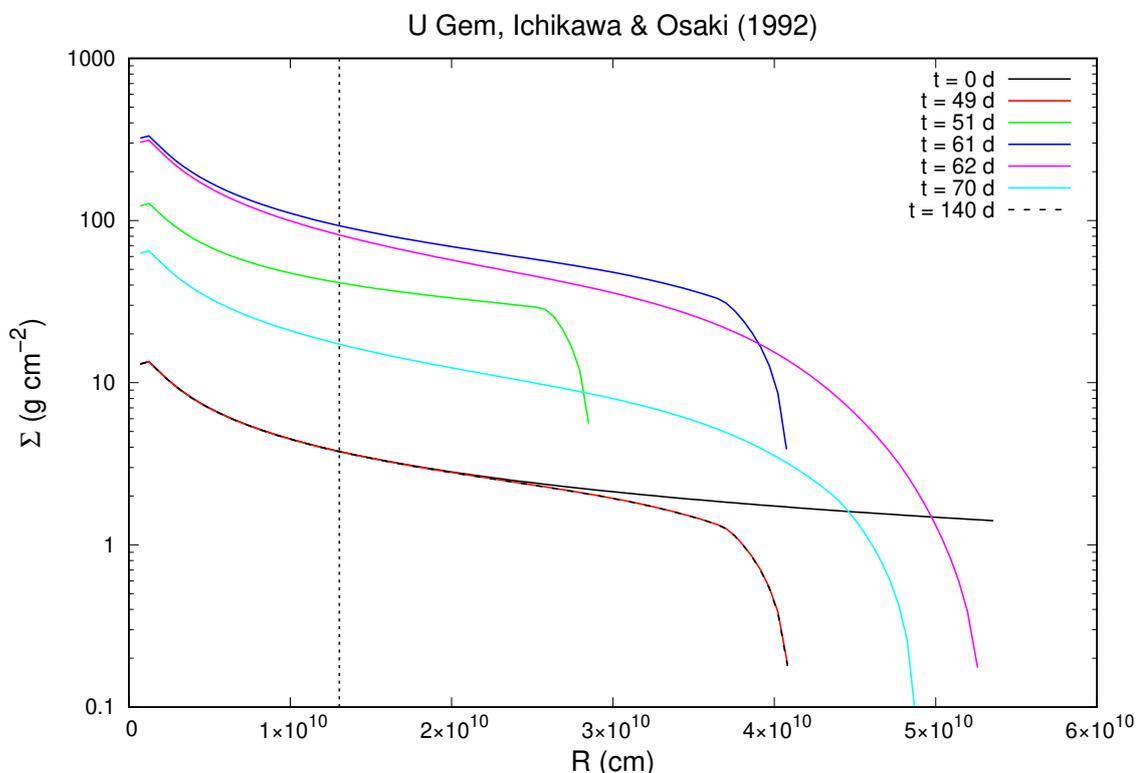


Figura 50 – Evolução temporal da densidade superficial obtida a partir das nossas simulações. O tempo correspondente a cada curva é indicado na legenda da figura. A linha pontilhada indica a posição do raio de circularização.

Analisando a evolução temporal de Σ e T_{eff} , observamos que inicialmente o efeito de maré atua para truncar as distribuições no raio externo do disco, reduzindo drasticamente os valores de Σ e T_{eff} nas regiões mais externas; este ajuste resulta no pequeno declínio em luminosidade com duração de ~ 30 d. Além disso, o efeito de maré muda a morfologia da parte externa do disco, tanto Σ quanto T_{eff} têm seus valores diminuído acentuadamente quanto mais perto do raio externo do disco. O disco encolhe significativa e rapidamente no início da erupção ($t = 51$ d) mas retorna progressivamente ao raio da quiescência durante o pulso de matéria ($t = 61$ d); no final do pulso de matéria o disco se expande rapidamente alcançando o seu maior raio ($t = 62$ d), a partir daí declinando lentamente de volta ao valor de quiescência – em concordância com os resultados de Livio e Verbunt (1988); 8 d após o máximo o disco ainda está bem mais quente e maior do que em quiescência ($t = 70$ d). Na subida da erupção, temos uma tendência de achatamento das distribuições para as regiões mais externas; isso é devido à maior quantidade de matéria sendo depositada na borda do disco (em $R \geq 90\% R_d$). É necessário decorrer um tempo viscoso para que o sistema alcance um regime estacionário, e com isso, redistribua a matéria adicional sobre todo

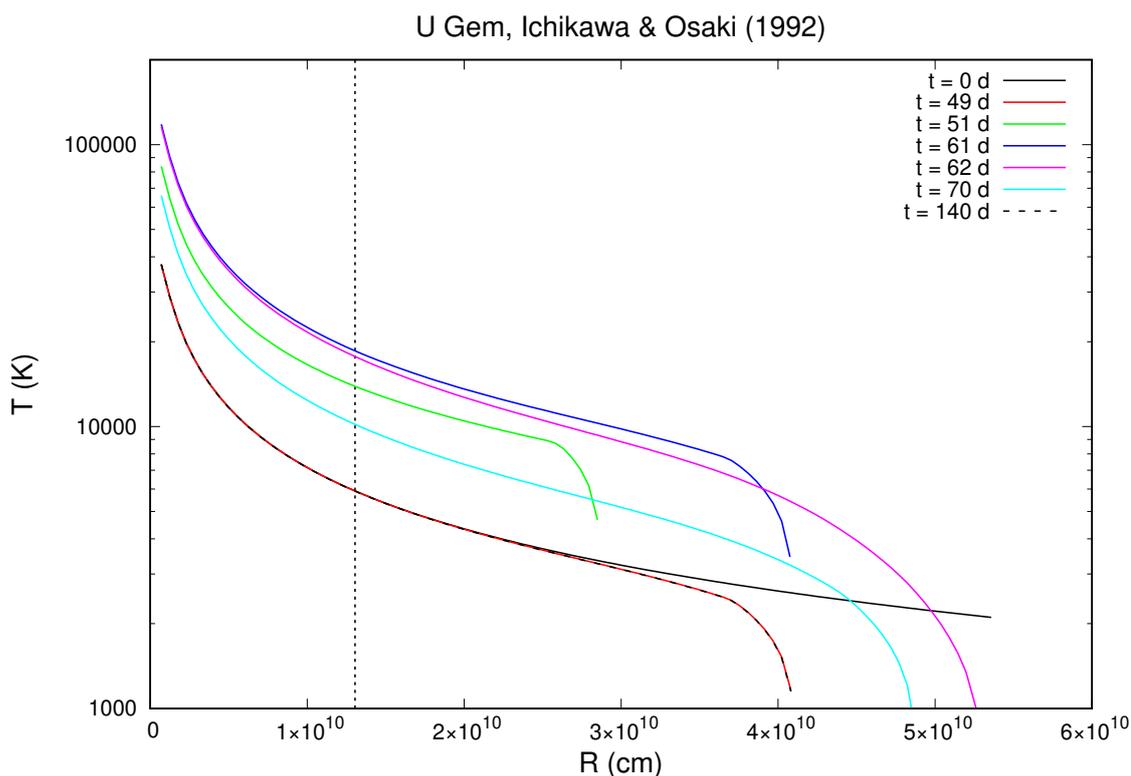


Figura 51 – Evolução temporal da temperatura efetiva obtida a partir das nossas simulações. O tempo correspondente a cada curva é indicado na legenda da figura. A linha pontilhada indica a posição do raio de circularização.

o disco. Durante a fase de declínio o disco esfria e encolhe enquanto esvazia, de um modo que pode ser razoavelmente bem descrito como uma sequência de discos estacionários para taxas de acréscimo progressivamente menores.

As Figs. 50 e 51 permitem entender as razões que nos levaram a adotar prescrições diferentes para a largura dos anéis nas regiões internas e externas do disco. Com os anéis lineares das Figs. 50 e 51, a distribuição $T_{eff}(R)$ é subamostrada nas regiões internas do disco. Como estas são as regiões que contribuem com a maior parte da luminosidade do disco, isso introduz erros sistemáticos no cálculo da luminosidade e sua variação ao longo da erupção. Por conta disso, decidimos adotar anéis de largura logarítmica nas regiões $R < R_C$. Por outro lado, adotar anéis de largura logarítmica em toda a extensão do disco faz com que os anéis das regiões externas fiquem muito largos, comprometendo a correta avaliação do raio externo do disco e sua variação temporal. Assim, decidimos adotar anéis de largura linear para as regiões $R > R_C$. No tratamento padrão, o modelo tem $N/2$ anéis em $R < R_C$ e outros $N/2$ anéis em $R > R_C$.

5.1.3 α Variável

Tendo agora verificado a confiabilidade do nosso programa a partir dos testes descritos nas seções anteriores, podemos expandir o espaço de parâmetros analisa-

dos nesse trabalho. Primeiramente, estudamos a influência de considerarmos uma dependência radial para o parâmetro de viscosidade α . Como admitido por Shakura e Sunyaev (1973), a introdução do parâmetro α permite um tratamento algébrico para as equações que descrevem a física de um disco de acréscimo, transferindo para α toda a ignorância acerca do mecanismo responsável pela viscosidade. Não há nenhuma razão física particular para que α seja o mesmo em todos os raios. Testamos a hipótese $\alpha = \alpha(R)$ usando a seguinte prescrição,

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^n \longrightarrow \nu = \alpha_0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^n c_s H, \quad (136)$$

onde α_0 é uma constante e n é um número que representa o comportamento de α na direção radial. A coordenada radial foi normalizada por R_c por essa ser uma posição fixa no disco (ou seja, não sofre variações no decorrer das simulações, tal qual os raios interno e externo do disco) e que corresponde aproximadamente à metade do tamanho total do disco. Para $n > 0$ a viscosidade é maior nas partes externas do disco, enquanto que para $n < 0$ a viscosidade é maior nas proximidades da anã branca; quando $n = 0$ caímos na Eq. 42, o caso particular em que α independe do raio. Com essa prescrição as equações para a estrutura radial de um disco fino estacionário (Eqs. 52) são modificadas transformando $\alpha \rightarrow \alpha_0 (R/R_c)^n$. Essa transformação também se aplica para as equações usadas em nossas simulações, como por exemplo, as Eqs. 115 e 126.

As Figs. 52 e 53 mostram os resultados para α decrescente ($n = -1$) e crescente ($n = 1$) em raio, respectivamente. Estas simulações foram feitas com a mesma configuração de parâmetros da seção anterior (correspondendo ao objeto U Gem), para permitir fácil visualização dos efeitos resultantes.

No caso de α decrescente em raio (Fig. 52), notamos que tanto a luminosidade quanto o R_d apresentam um decaimento da erupção mais longo do que o caso com α constante. Por outro lado, no caso de α decrescente em raio (Fig. 53), tanto a luminosidade quanto o R_d têm um decaimento mais curto do que o caso com α constante. É fácil explicar esse efeito: as regiões mais externas do disco dominam a escala de tempo de declínio da erupção pois são as mais afastadas do objeto central, fazendo com que o material lá depositado seja o que leva mais tempo para ser escoado até o centro do disco. Logo, quando estas regiões tem viscosidade menor/maior, o decaimento da erupção será mais longo/curto. A colisão entre o jorro de matéria e as regiões externas do disco e os efeitos de maré da estrela secundária (que afeta preferencialmente as partes externas do disco) são fontes adicionais de dissipação de energia cujo efeito na estrutura do disco é semelhante ao de um aumento do parâmetro de viscosidade com o raio. Ou seja, estes efeitos contribuem para encurtar o declínio da erupção e minimizar a cauda exponencial que surge nas simulações MTIM sem a inclusão destes efeitos (Seção 5.1.2, ICHIKAWA; OSAKI, 1992).

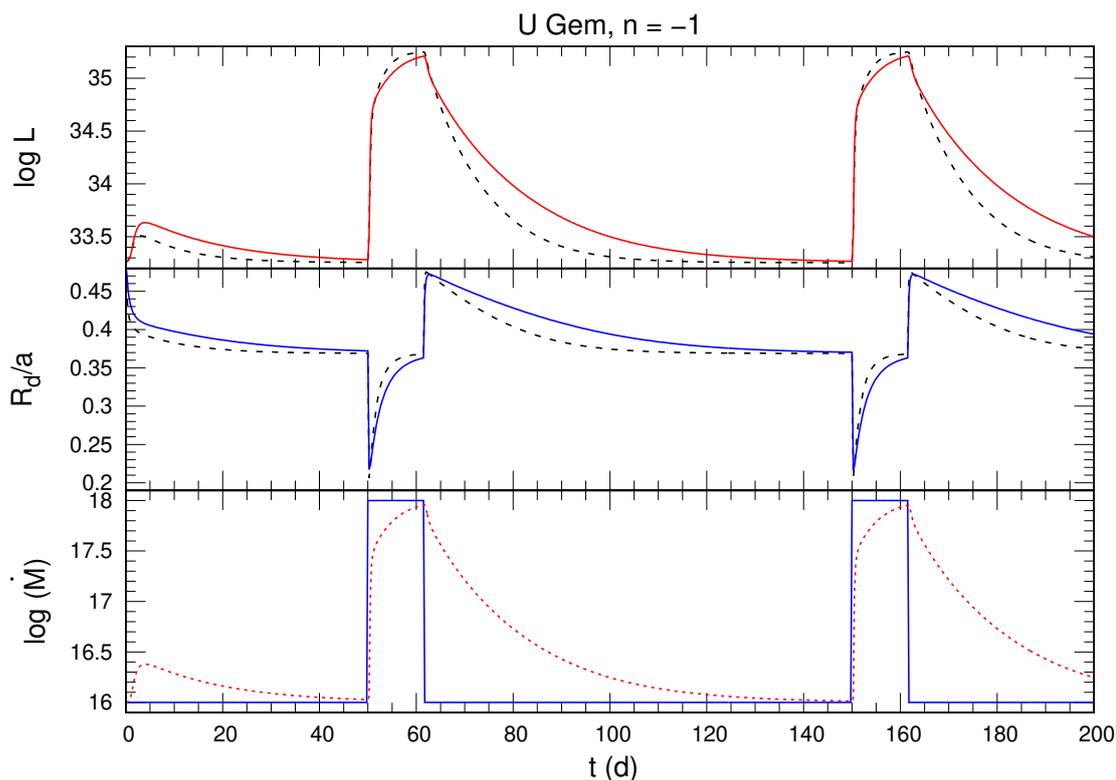


Figura 52 – Evolução temporal do disco de acréscimo com α variável ($n = -1$). Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

Simulamos também o caso particular de ν constante. Para esse caso adotamos o valor de $\nu = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^2/\text{s}$ (o mesmo usado no teste de PRINGLE, 1981). O resultado dessa simulação é mostrado na Fig. 54. Como podemos notar, essa escolha produz erupções com decaimento ainda mais lento e longo do que com α decrescente (Fig. 52). Isso fica bem compreendido se notarmos que a prescrição de Shakura e Sunyaev (1973) resulta em viscosidade crescente com o raio mesmo no caso em que α é constante (ver Fig. 9).

Por fim, realizamos simulações para valores de α acima da unidade. A Fig. 55 mostra os resultados de uma simulação com $\alpha = 5$. Como podemos ver, o tempo de subida e principalmente o tempo de decaimento da erupção diminuiu significativamente, tornando as erupções MTIM bem mais parecidas com as observações. Isto indica que é possível reproduzir bem as erupções em novas-anãs com o modelo MTIM adotando valores altos para α (> 1). Cabe neste ponto enfatizar que o valor de α inferido a partir do tempo de declínio de uma erupção é dependente do modelo adotado e que existe uma diferença de uma ordem de grandeza entre os valores de α deduzidos assumindo cenários DIM e MTIM. No DIM, o declínio da erupção se deve à propagação de uma onda de resfriamento em direção ao centro do disco com velocidade $R/t = v_{\text{DIM}} \sim \alpha c_s$, onde R é o raio do disco, t é o tempo observado de declínio e c_s ($\simeq 10 \text{ km/s}$) é a velocidade local do som. Velocidades $v_{\text{DIM}} \sim 1 \text{ km/s}$ implicam em valores $\alpha_{\text{DIM}} \sim 0.1$.

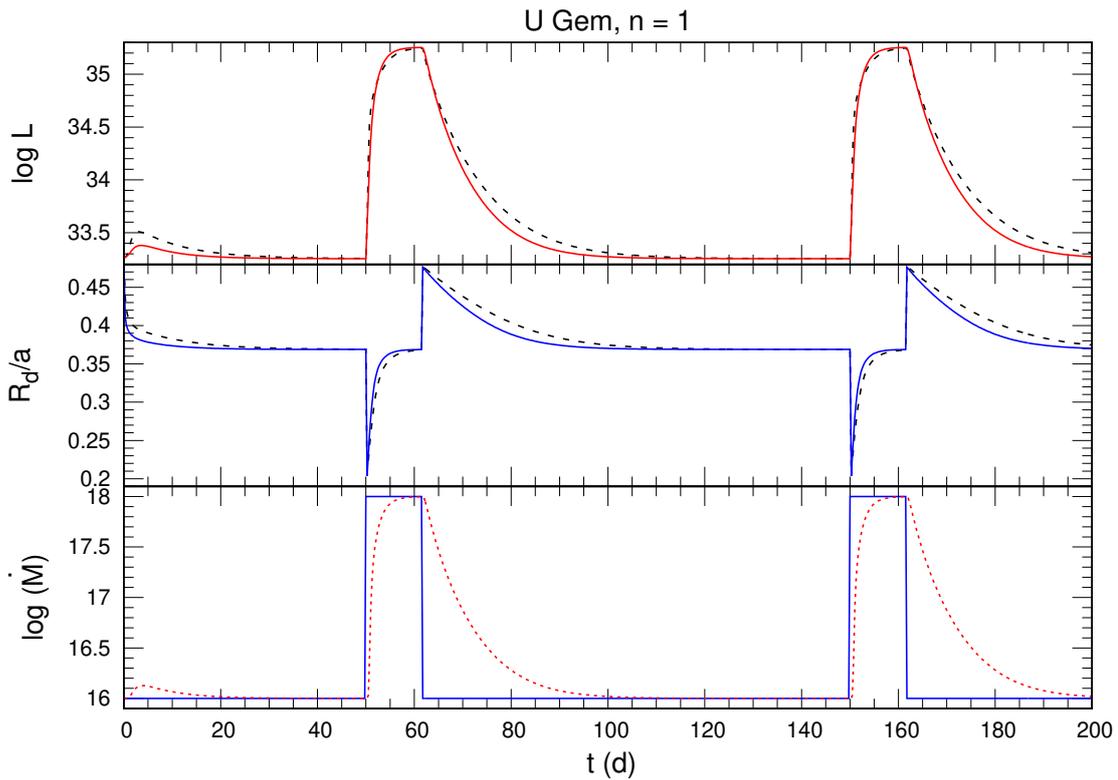


Figura 53 – Evolução temporal do disco de acréscimo com α variável ($n = 1$). Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

Por outro lado, no MTIM o declínio se deve ao escoamento viscoso do material no disco com velocidade $R/t = v_R \sim 12\alpha c_s H/R$, onde v_R ($\simeq 1$ km/s) é a velocidade radial de deriva. Logo, para uma mesma razão observada R/t temos,

$$\frac{R}{t} \sim \alpha_{\text{DIM}} c_s \sim 12\alpha_{\text{MTIM}} c_s \frac{H}{R} \rightarrow \alpha_{\text{MTIM}} \sim 10\alpha_{\text{DIM}}, \quad (137)$$

sendo $H/R \sim 10^{-2}$ (aproximação de disco fino). Esta diferença faz com que o valor de α necessário para explicar uma mesma erupção pelo MTIM seja uma ordem de grandeza maior do que para o DIM.

5.1.4 Forma do pulso de matéria aumentada

Testamos a influência do formato do pulso de matéria aumentada sobre a morfologia da erupção. O pulso em forma de caixa usado por Ichikawa e Osaki (1992) é útil para enfatizar a resposta viscosa do disco a um aumento/redução súbito em \dot{M} , mas é pouco realista. Em situações reais, espera-se que ocorra uma transição mais suave entre o valor de \dot{M}_2 de quiescência para a erupção.

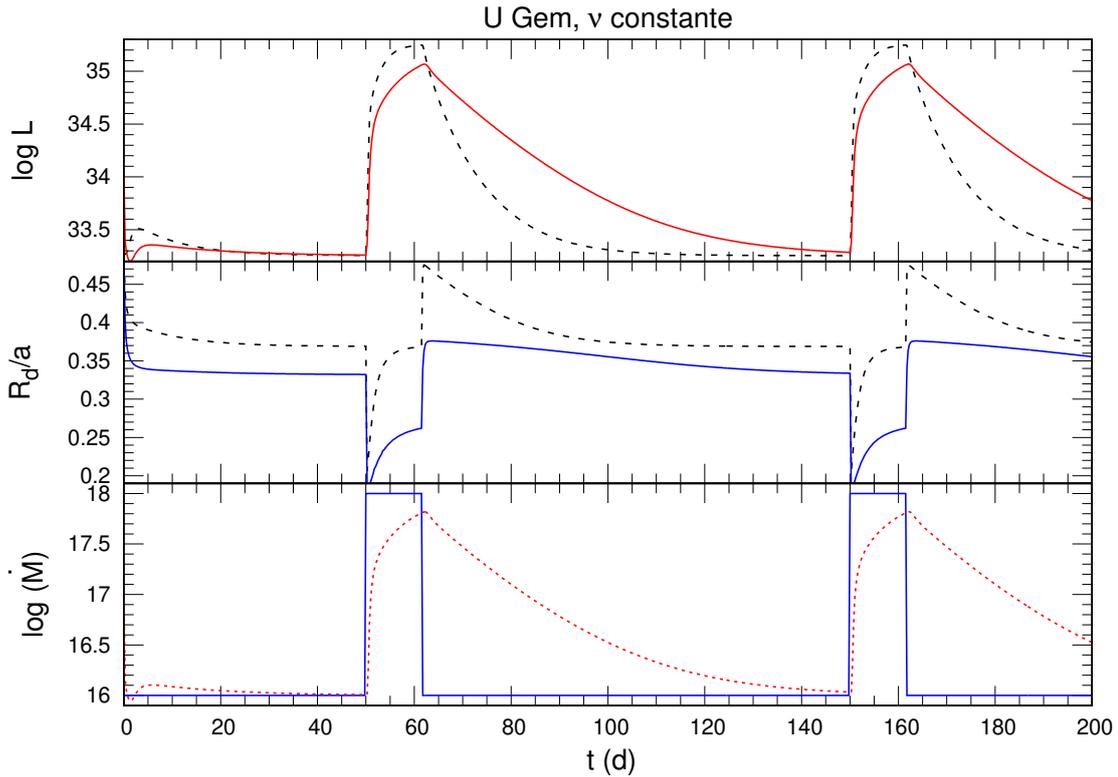


Figura 54 – Evolução temporal do disco de acréscimo com ν constante. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

Um primeiro teste é assumirmos que \dot{M}_2 seja dado da seguinte forma,

$$\dot{M}_2 = \begin{cases} \dot{M}_2^i + (\dot{M}_2^p - \dot{M}_2^i) \sqrt{1 - \left(\frac{t-t_p}{\Delta t_p}\right)^2} & , \text{ para } t - \Delta t_p < t < t + \Delta t_p \\ \dot{M}_2^i & , \text{ para } t \leq t - \Delta t_p \wedge t \geq t + \Delta t_p \end{cases} \quad (138)$$

onde t_p e Δt_p são instante do centro do pulso e metade da duração do pulso, respectivamente. Esse formato de pulso elimina as transições abruptas em \dot{M}_2 durante a erupção. Denominaremos esse formato de *pulso raiz*. A Fig. 56 mostra o resultado da simulação para $\Delta t_p = 5 \times 10^5$ s. Como podemos notar, esse formato de pulso torna mais suave o máximo da erupção. Por outro lado, a subida da erupção juntamente com a variação do R_d é ainda muito abrupta.

Pode-se notar que a forma do pulso de matéria afeta diretamente a variação da luminosidade total do disco. Testamos, a seguir, um formato de pulso mais suave, uma gaussiana do tipo,

$$\dot{M}_2 = \dot{M}_2^i + (\dot{M}_2^p - \dot{M}_2^i) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t-t_p}{\Delta t_p / \sqrt{2 \ln 2}} \right)^2 \right], \quad (139)$$

onde agora Δt_p é a largura à meia altura dessa gaussiana. Esse formato faz com que a transição no começo/final do pulso também seja suave. Denominaremos esse formato

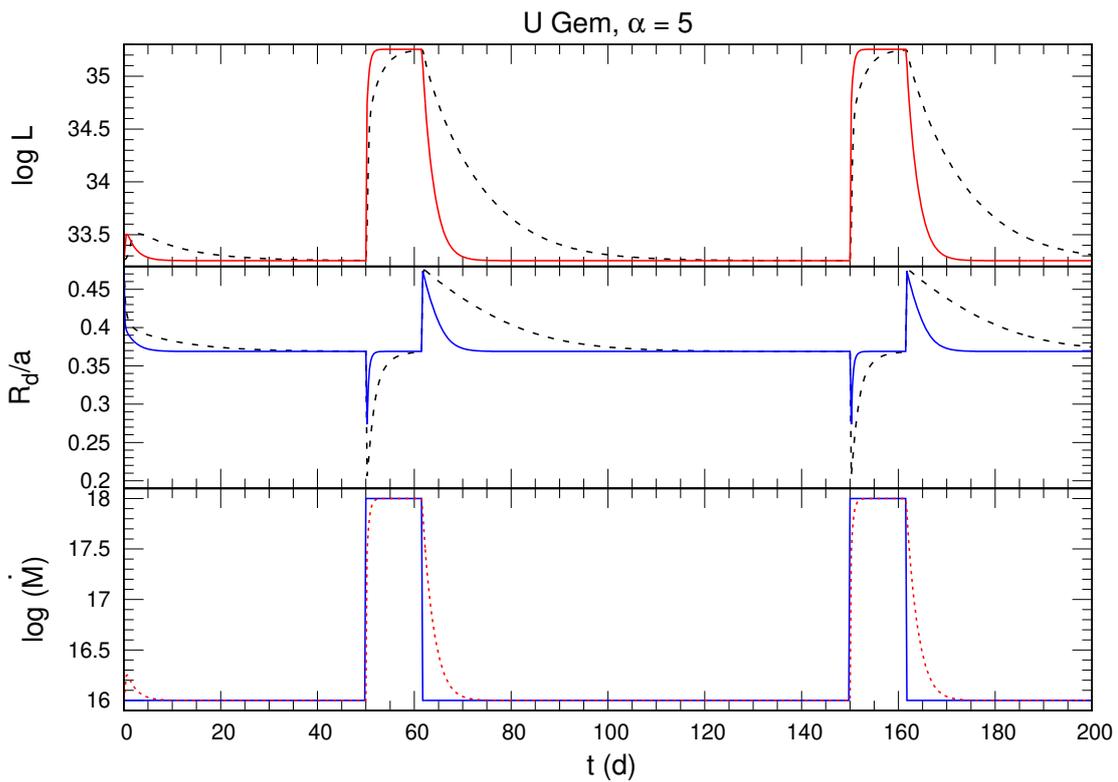


Figura 55 – Evolução temporal do disco de acreção com $\alpha = 5$. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

de *pulso gaussiano*. A Fig. 57 mostra o resultado dessa simulação para $\Delta t_p = 5 \times 10^5$ s. Podemos ver que a luminosidade total do disco seguiu o comportamento do pulso, sendo que seu formato assimétrico é devido ao escoamento viscoso durante o declínio. Já para o raio do disco, temos agora uma transição mais suave. O disco encolhe ao longo da subida para o máximo, durante uma fração considerável da erupção, e alcança o maior raio já durante o declínio, após o máximo da erupção. O progresso suave do pulso gaussiano permite o surgimento de um atraso entre o aumento em \dot{M} nas regiões externas do disco e a resposta do acreção sobre a anã branca (painel inferior), útil para explicar o conhecido efeito de *UV-delay* observado nas fases iniciais das erupções em várias novas-anãs (SCHREIBER *et al.*, 2005).

Por fim, várias novas-anãs apresentam um platô durante o máximo da erupção, por exemplo, Z Cam (Fig. 3). Podemos introduzir e testar os efeitos de um pulso com platô com a seguinte modificação no pulso gaussiano,

$$\dot{M}_2 = \dot{M}_2^i + (\dot{M}_2^p - \dot{M}_2^i) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t - t_p}{\Delta t_p / \sqrt{2 \ln 2}} \right)^4 \right]. \quad (140)$$

Esse novo formato cria um platô durante o máximo da erupção enquanto preserva as transições suaves no início/fim do pulso. Denominaremos esse formato de *pulso*

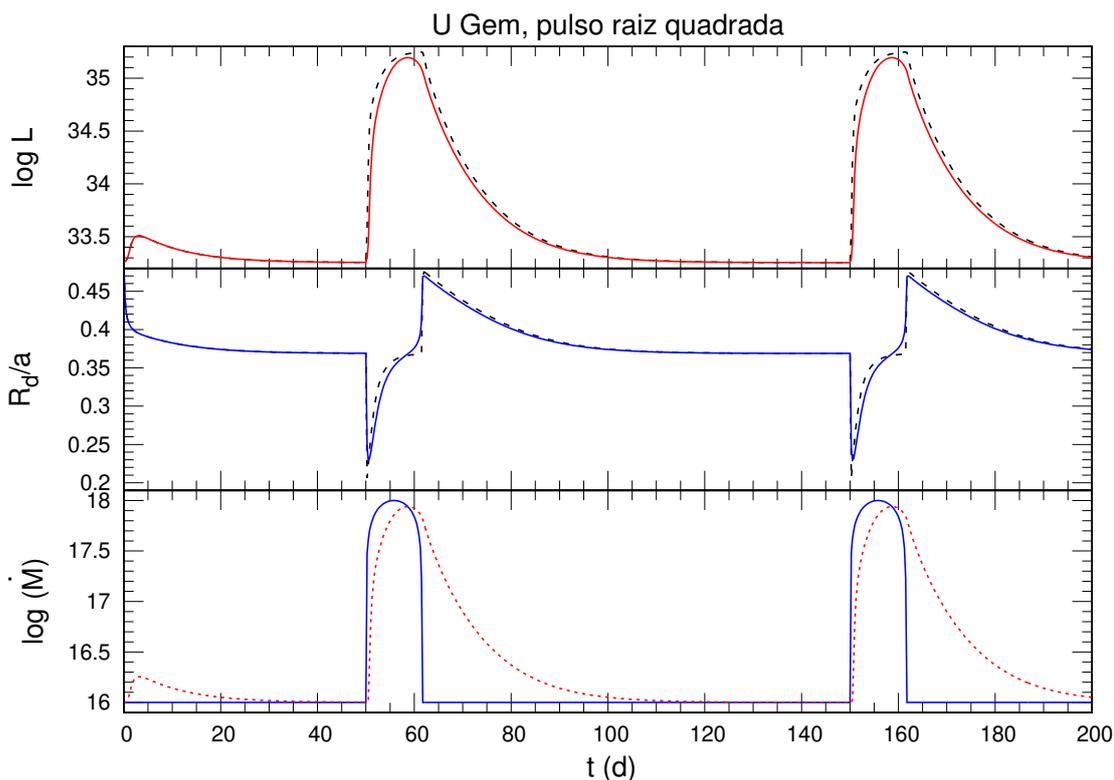


Figura 56 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um pulso raiz. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

quadri-gaussiano. A Fig. 58 mostra o resultado dessa simulação para $\Delta t_p = 5 \times 10^5$ s. Esse formato de pulso produz uma erupção mais curta, mas com subida ainda não abrupta, existência de *UV-delay*, e máximo arredondado ou com platô (dependendo da largura Δt_p).

5.1.5 Depósito do Jorro de Acréscimo

A Fig. 49 mostra os resultados da simulação padrão de Ichikawa e Osaki (1992), onde a matéria é depositada exclusivamente na borda externa do disco, uniformemente ao longo de uma região com extensão radial de 10% de R_d . Chama particular atenção a variação no raio do disco, encolhendo no início do pulso mas retornando ao valor de quiescência enquanto o pulso persiste, e expandindo ao seu valor máximo somente ao final do pulso de matéria aumentada. Uma vez que a carência de observações que confirmem o encolhimento do disco no início da erupção foi usada como argumento para descartar o MTIM, nessa seção testamos o que ocorre quando vamos além da hipótese de que a matéria deve se depositar apenas na borda externa do disco e permitimos que haja penetração do jorro de matéria pelo disco e deposição de parte da matéria em regiões mais internas. Essa alternativa foi considerada no trabalho de Bath *et al.* (1983) e confirmada em simulações numéricas 3D de interação jorro-disco

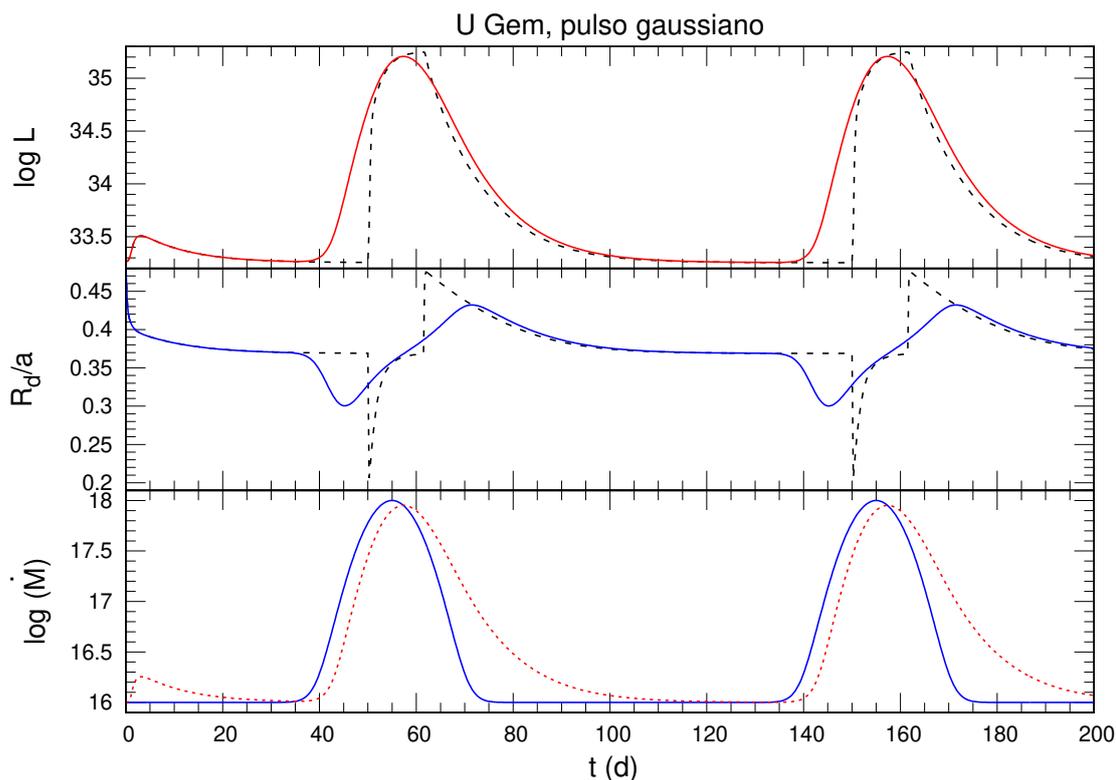


Figura 57 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um pulso gaussiano. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

(BISIKALO *et al.*, 1998a; MAKITA *et al.*, 2000; BISIKALO, 2005).

Investigamos os efeitos na erupção das diferentes formas de depósito do jorro de acréscimo no disco. Primeiramente, testaremos a mudança no formato do depósito, assumindo que o material do jorro é depositado nas partes externas do disco com um formato gaussiano centrado em R_d (ou seja, apenas um dos lados da gaussiano é considerado) ao invés do formato de caixa assumido por Ichikawa e Osaki (1992). A Fig. 59 mostra os resultados de uma simulação usando depósito gaussiano para uma largura à meia altura de $0.1 R_d$. Como podemos notar, o efeito é nulo na luminosidade e desprezível na variação do R_d . Portanto, o formato do depósito não influencia nas simulações.

Em seguida, consideramos o caso em que a extensão radial do depósito do jorro de acréscimo varia ao longo da erupção. Esse cenário é plausível, pois é esperado que o aumento na taxa de transferência de matéria aumente proporcionalmente a densidade do jorro e facilite sua penetração no disco. Para isso, usamos o jorro de acréscimo conforme modelado por Hessman (1999) a partir dos dados tabulados de Lubow e Shu (1975, 1976). As escalas de altura vertical (H_S) e horizontal (W_S) do jorro ($\chi^{-1/2}$ e $\gamma^{-1/2}$ de LUBOW; SHU, 1975, respectivamente) são representadas por

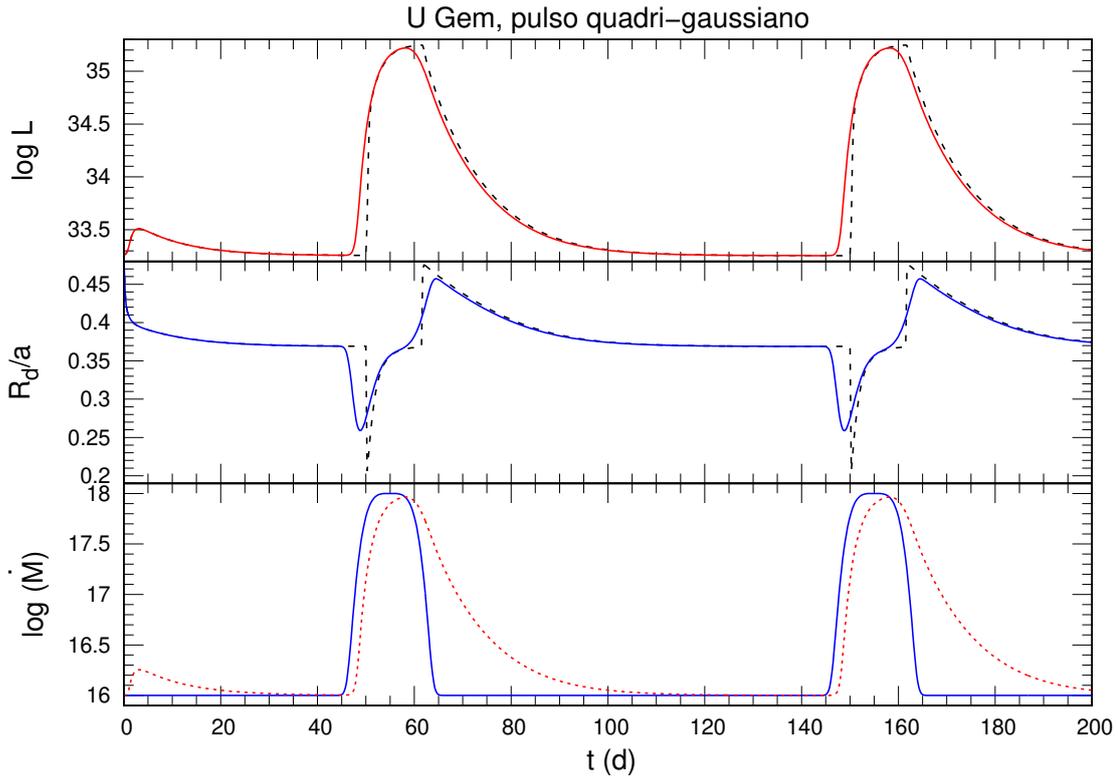


Figura 58 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um pulso quadri-gaussiano. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

funções ajustadas separadamente,

$$\begin{aligned}
 H_s(R, q, a) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} h_1(R/a) h_2(q) a \epsilon, \\
 W_s(R, q, a) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} w_1(R/a) w_2(q) a \epsilon.
 \end{aligned} \tag{141}$$

Os polinômios ajustado para h_1 e w_1 são mostrados na Fig. 60 e,

$$\begin{aligned}
 \log h_2 &\approx +0.031(\log q) + 0.095(\log q)^2, \\
 \log w_2 &\approx -0.021(\log q) + 0.087(\log q)^2, \\
 a \epsilon &= \frac{c_{ss} P_{orb}}{2\pi} = \frac{P_{orb}}{2\pi} \left(\frac{k_b T_2}{\mu m_p} \right)^{1/2},
 \end{aligned} \tag{142}$$

onde c_{ss} é a velocidade média do som no ponto L_1 , T_2 é a temperatura efetiva da secundária, e os ajustes valem para a faixa $0.05 \lesssim q \lesssim 0.5$. Os fatores $1/\sqrt{2\pi}$ nas Eqs. 141 corrigem o equívoco cometido por Hessman (1999) ao ignorar o fator adicional $\sqrt{2\pi}$ incluído nas tabelas de Lubow e Shu (1975, 1976).

A velocidade relativa do jorro,

$$v_s(R/R_{L_1}) = \frac{V_s(R, q, a)}{\sqrt{2GM_1/R_{L_1}}}, \tag{143}$$

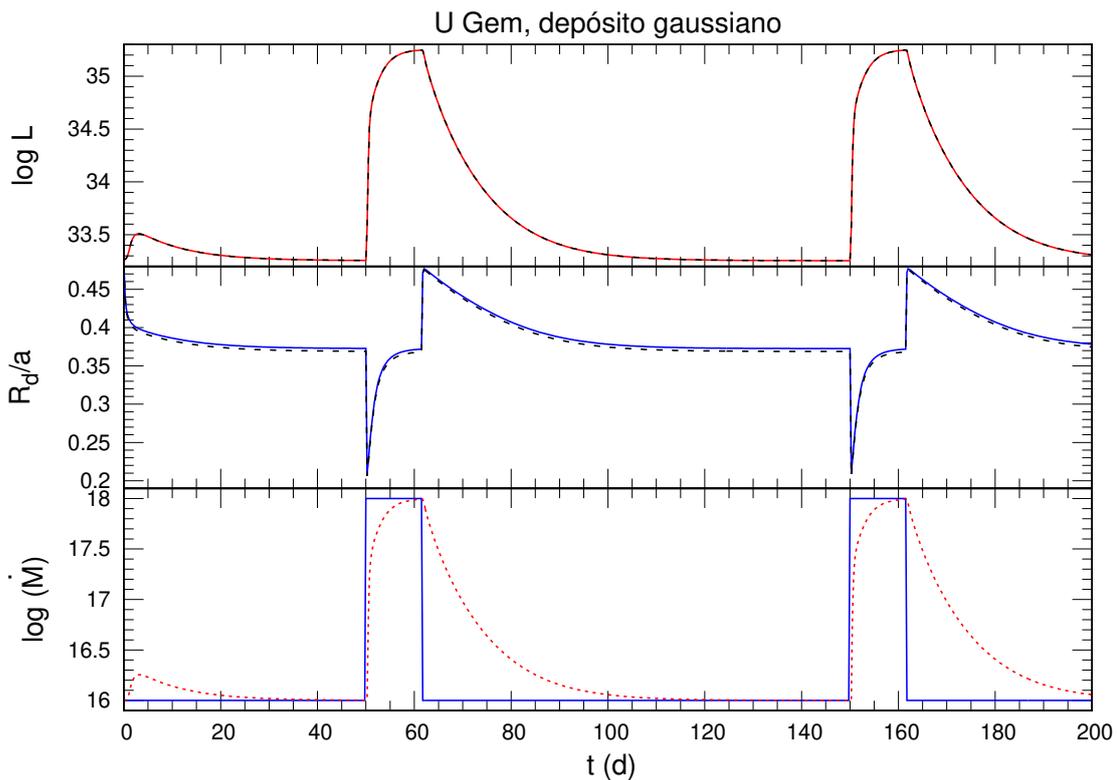


Figura 59 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um depósito gaussiano. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2.

calculada a partir de problema de três-corpos pode ser representada como uma função de R/R_{L_1} mostrada na Fig. 60. Dado V_s , a densidade central do jorro (ρ_s) é obtida integrando a densidade do jorro sobre todas as alturas e larguras, e também usando a conservação de massa,

$$\dot{M}_2 = 2\pi\rho_s W_s H_s V_s \longrightarrow \rho_s = \frac{\dot{M}_2}{2\pi W_s H_s V_s}. \quad (144)$$

Tendo agora uma estimativa para a densidade central do jorro de acréscimo (Eq. 144), podemos supôr que o jorro penetrará o disco até o raio R_J onde as densidades centrais do jorro e do disco se igualam. Para o caso de um disco fino estacionário, ρ_c é obtido dividindo-se a densidade média ρ (Eq. 52) por $\sqrt{2\pi}$.

Como estamos interessados em comparar os resultados dessa simulação de depósito variável com os obtidos por Ichikawa e Osaki (1992), é necessário aplicar um fator de escalonamento na Eq. 144 para que em quiescência o depósito ocorra em $R \geq 90\% R_d$. A estimativa desse fator é apresentado na Fig. 61. Sem aplicarmos o fator de escalonamento (curvas verdes), a intersecção entre as densidades centrais do disco e do jorro ocorre para um raio muito grande (maior do que R_d), mas já é visível o fato que com o aumento de \dot{M}_2 ocorre uma penetração maior do jorro no disco. O fator de escalonamento necessário para que a intersecção entre o disco e o jorro ocorra em

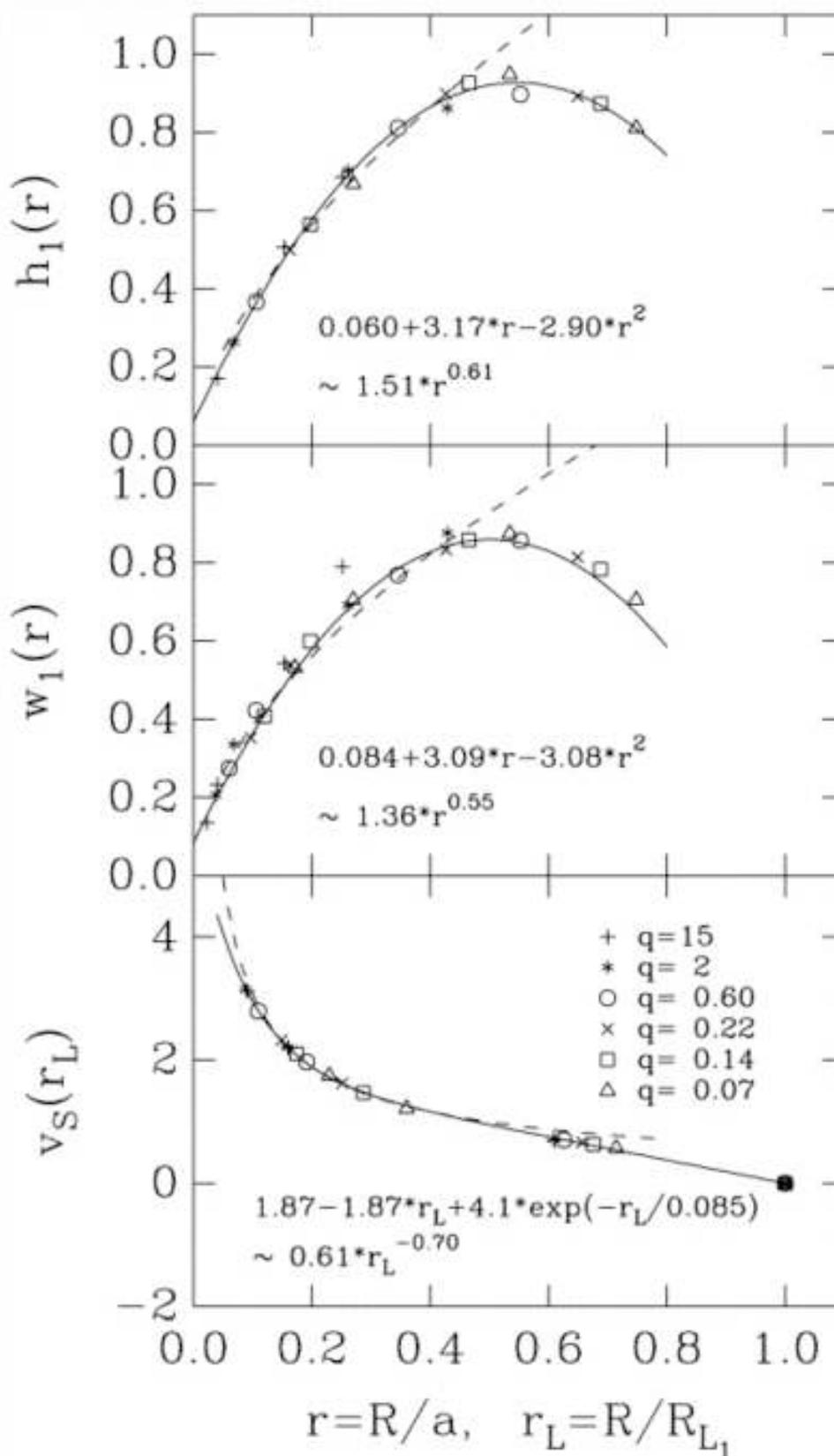


Figura 60 – Altura (painel superior), largura (painel central), e velocidade (painel inferior) do jorro de acréscimo tirado de Lubow e Shu (1975, 1976) como função da distância normalizada R/a e R/R_{L1} para uma ampla faixa de valores de q . Também são mostrados os ajustes. Retirado de Hessman (1999).

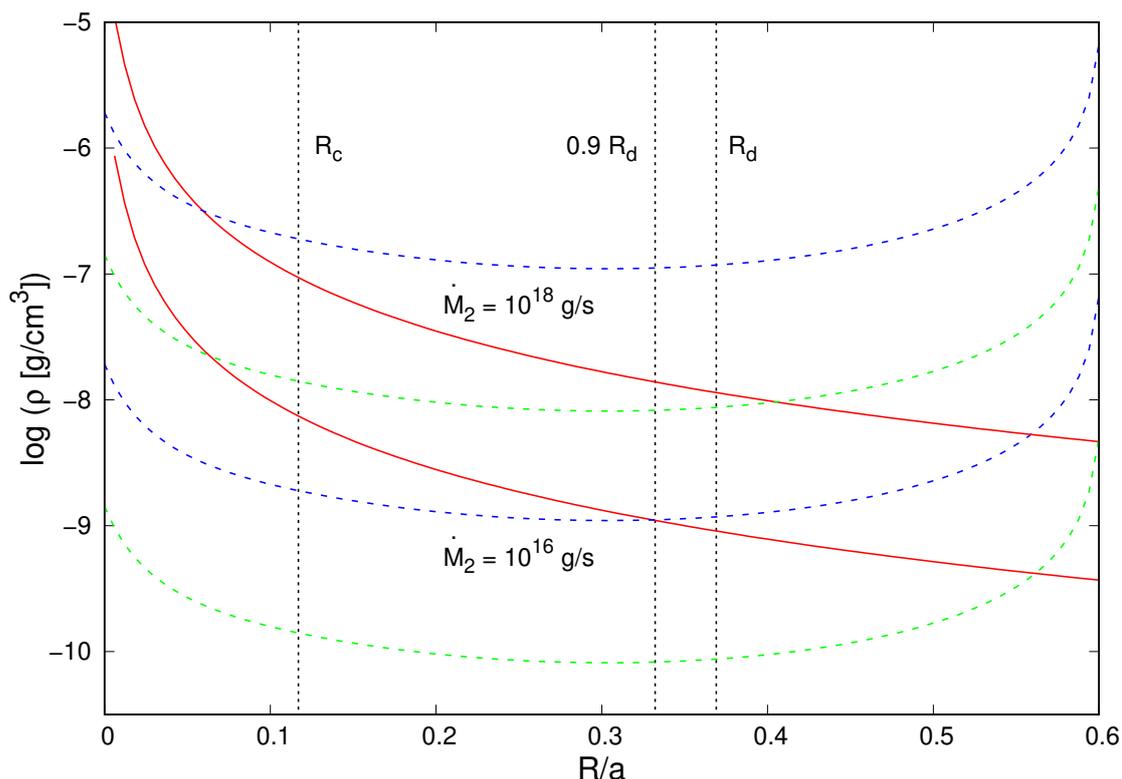


Figura 61 – Comparação das densidades centrais do disco fino estacionário (linhas sólidas) e do jorro (linhas tracejadas) para dois valores de \dot{M}_2 usando os parâmetros de U Gem. As linhas pontilhadas indicam a posição do R_c , do R_d , e de 90% de R_d . As linhas verdes indicam os valores obtidos pela Eq. 144, enquanto para as linhas azuis foi aplicado um fator de escalonamento 13.5 para que a intersecção entre as densidades do disco e do jorro coincidissem com a posição correspondente a 90% do raio.

$0.9 R_d$ é 13.5. Quando o efeito de maré é levado em conta nas simulações, o fator de escalonamento cai para 10. A matéria é depositada uniformemente entre o R_d e o raio de penetração no jorro (R_J).

A Fig. 62 mostra os resultados obtidos para uma simulação usando o depósito de matéria com extensão radial variável descrito acima. Percebemos que a luminosidade total do disco não se altera com essa configuração de depósito. Por outro lado, durante o pulso de matéria aumentada o raio do disco na simulação com depósito variável é significativamente maior do que com depósito limitado às regiões externas do disco, expandindo para além do raio de quiescência logo após a redução transitente que ocorre no início do pulso de matéria. Este resultado é consistente com o aumento no raio do disco observado ao longo da erupção em novas-anãs (em contraposição ao aumento no raio do disco somente no início do declínio da erupção que resulta das simulações com depósito limitado à região externa do disco). Levar em conta a penetração do disco pelo jorro de matéria (e a consequente extensão da região de deposição de matéria no disco) permite não apenas descrever melhor as variações

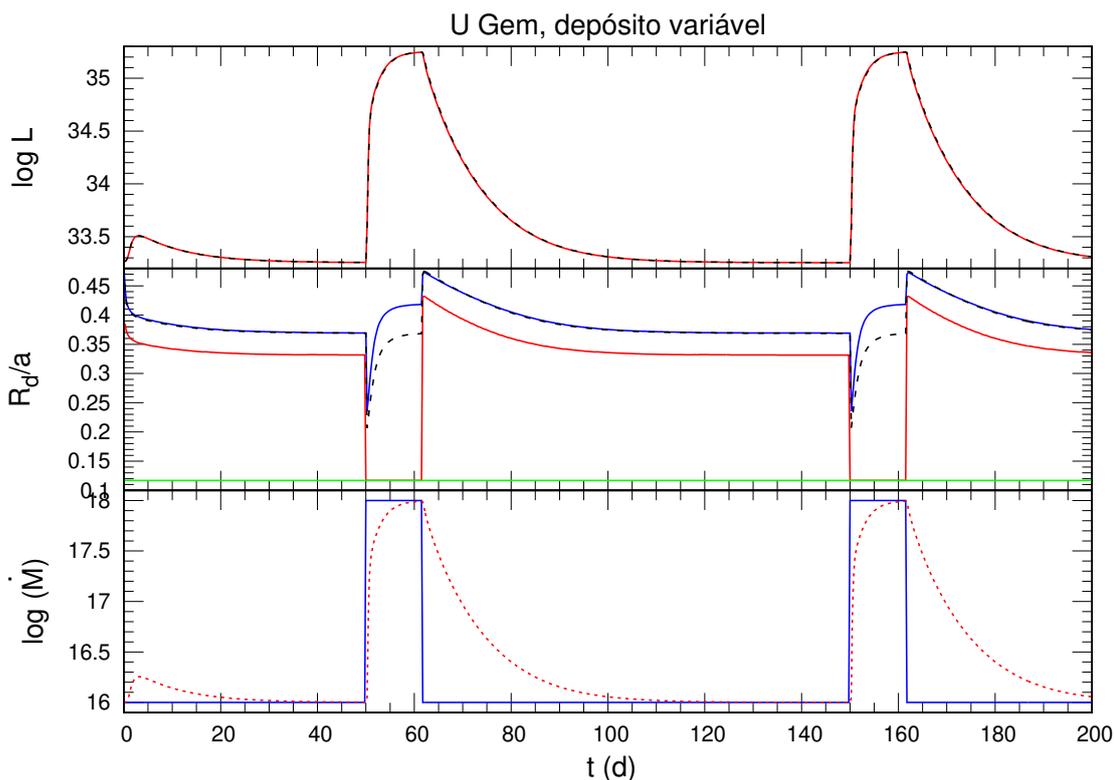


Figura 62 – Evolução temporal do disco de acréscimo para um depósito variável. Análogo à Fig. 49, mas as linhas tracejadas nos dois painéis superiores são os resultados obtidos na Seção 5.1.2. No painel central, as curvas verde e vermelha correspondem a R_C e a R_J , respectivamente.

observadas no raio do disco ao longo da erupção como também permite obter erupções de dentro-para-fora antes inviáveis de reproduzir com o MTIM. Durante o pulso de matéria, R_J rapidamente encolhe até alcançar R_C . Isso se deve ao fato que assumimos R_C como o menor raio de penetração possível do jorro no disco.

5.1.6 Disco com Atmosfera Cinza

Um refinamento adicional ao programa de simulações de erupções em novanãs com o MTIM consiste em ir além da hipótese de emissão de corpo negro e considerar emissão por disco com atmosfera cinza, conforme proposto por Tylenda (1981) e descrito na Seção 3.2.

Calculamos a evolução da magnitude na banda V do disco ao longo da erupção convoluindo os espectros de corpo negro e de atmosfera cinza com a curva de resposta na banda V (BESSELL, 1990). Os resultados podem ser vistos na Fig. 63. A morfologia da curva de luz é a mesma nos dois casos, gerando erupções com amplitude de ~ 3 mag. A grande diferença ocorre em quiescência, onde o modelo com atmosfera cinza é mais brilhante do que o com corpo negro. Em erupção a magnitude dos dois modelos é indistinguível. Esse comportamento pode ser explicado se olharmos a Fig. 26. Lá é notado que quanto maior for a taxa de transferência de matéria, mais parecido o

espectro de uma atmosfera cinza ficará em relação ao de um de corpo negro.

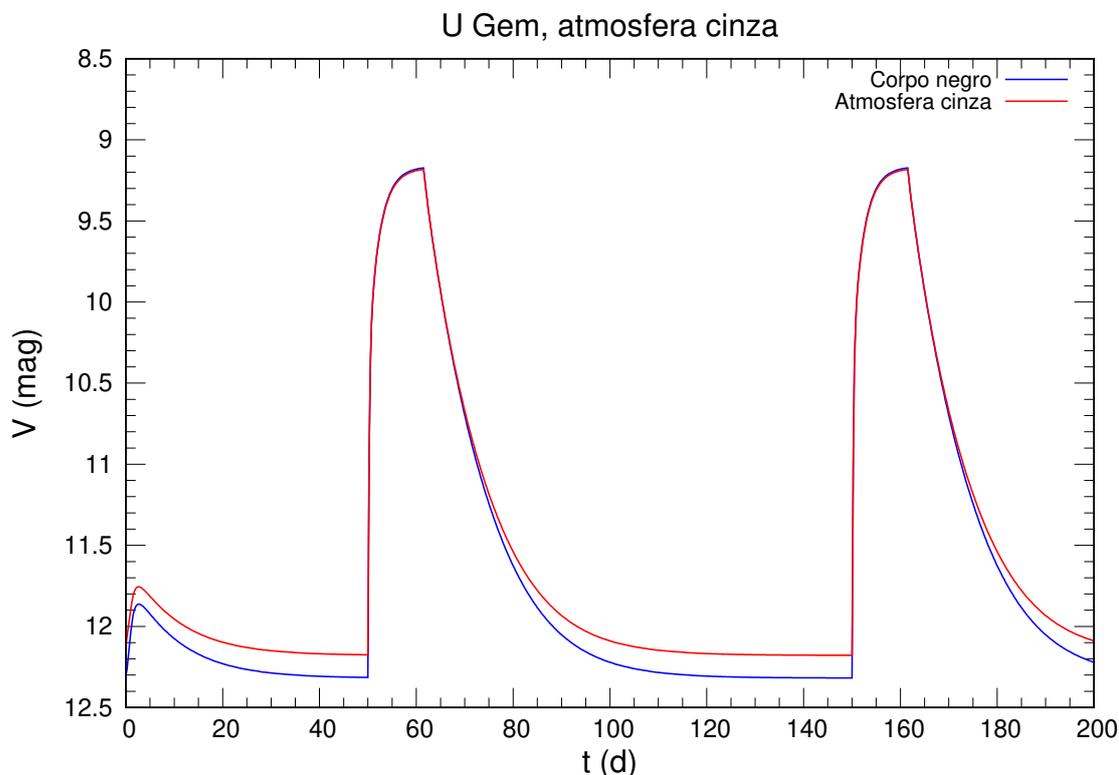


Figura 63 – Evolução temporal da magnitude V do disco de acreção. A emissão local do disco é feita através de um corpo negro (azul) ou atmosfera cinza (vermelho).

Outro resultado interessante é sobre o comportamento da temperatura efetiva. Na Fig. 64 é mostrada a evolução da T_{eff} durante o ciclo da erupção para ambos os modelos. Como podemos notar, a T_{eff} do modelo de atmosfera cinza torna-se plana nas regiões externas e opticamente finas do disco, não caindo abaixo de ~ 6000 K. As diferenças com relação à distribuição $T_{eff} \propto R^{-3/4}$ do modelo com emissão de corpo negro são mais pronunciadas em quiescência, onde a região opticamente fina do disco se estende até R_c , do que próximo ao máximo da erupção, onde praticamente todo o disco é opticamente espesso. As temperaturas mais elevadas nas partes externas do disco com atmosfera cinza explicam o maior brilho do disco quiescente com este modelo.

Dois possíveis passos seguintes no tratamento da emissão do disco de acreção seriam incluir (i) a contribuição das linhas de emissão ao espectro emitido nas regiões opticamente finas do disco, e (ii) o uso de modelos detalhados de atmosferas de disco em lugar de emissão de corpo negro nas regiões opticamente espessas do disco. Contudo, os dois casos envolvem um aumento na complexidade (e no tempo gasto) do cálculo do espectro emitido que torna inviável a execução de uma simulação típica com os *clusters* de computadores disponíveis atualmente.

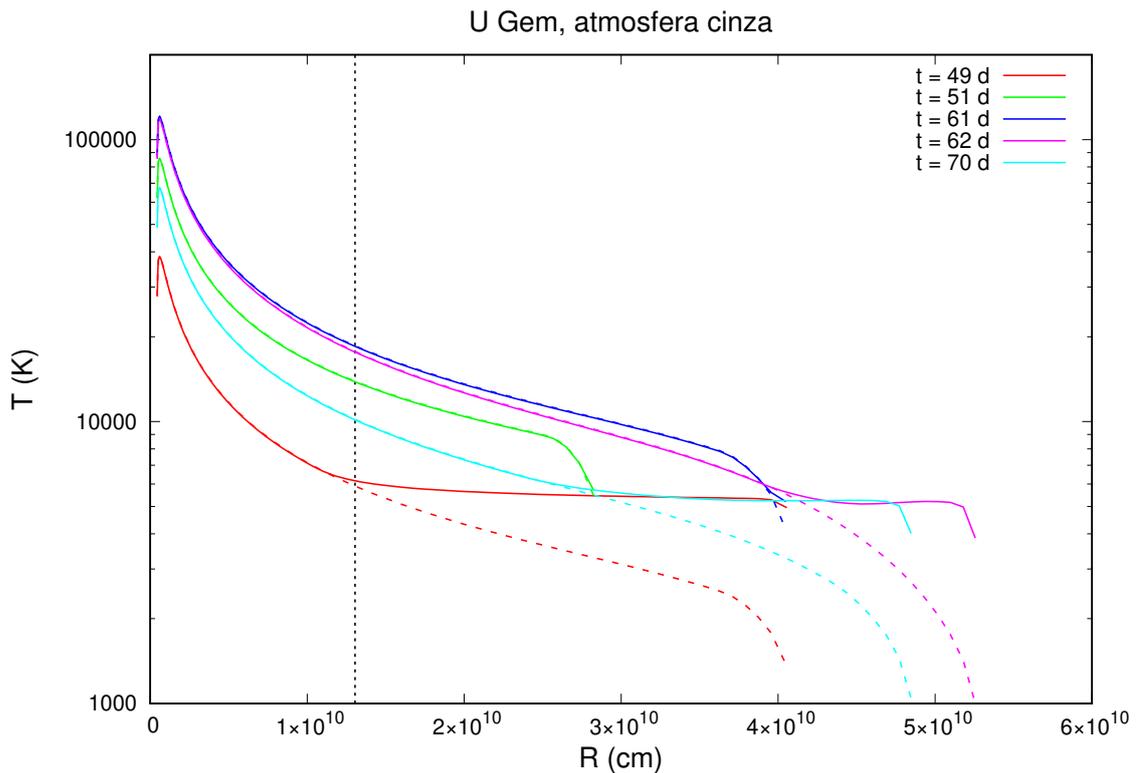


Figura 64 – Evolução temporal da temperatura efetiva. A emissão local do disco é feita através de um corpo negro (linhas tracejadas) ou atmosfera cinza (linhas sólidas). Análoga à Fig. 51.

5.1.7 Discussão

Os diversos testes apresentados nesse capítulo mostram que as variações da luminosidade e do raio externo do disco no tempo podem ser modeladas de forma diferenciada/separada. Dado um conjunto de dados a ser modelado, primeiramente ajustamos a evolução temporal da luminosidade total do disco com a versão simples de depósito de matéria limitado, tendo em vista que os detalhes do depósito de matéria no disco não afetam o comportamento da luminosidade. Posteriormente, com a luminosidade ajustada, podemos então ajustar a variação do R_d .

Resumidamente, podemos dizer que os fenômenos que ocorrem em raios menores que o raio de circularização afetam o comportamento da luminosidade, enquanto o que ocorre para raios maiores que R_c afeta a variação no R_d . Este comportamento nos levou a dividir o grid de anéis em uma região interna com separação radial exponencial (para melhor descrever as regiões com maior contribuição para a luminosidade) e outra externa com separação linear (que ajuda na descrição da variação do raio do disco).

6 APLICAÇÕES

Este capítulo reporta os resultados da aplicação do programa desenvolvido de simulações numéricas aos objetos EX Dra e YZ LMi, e discute a perspectiva de aplicação a três objetos adicionais.

6.1 EX DRA

Ex Draconis (Ex Dra) é uma nova-anã eclipsante com período de 5.04 h que mostra erupções com amplitude moderada ($\simeq 2$ mag) e com um intervalo de recorrência de $\simeq 20$ d (BAPTISTA *et al.*, 2000). Os estudos espectroscópicos de Billington *et al.* (1996), Fiedler *et al.* (1997) e Smith e Dhillon (1998) levaram a um modelo ‘espectroscópico’ para a binária baseado nas medidas da velocidade radial da secundária ($K_2 \simeq 210 - 220 \text{ km s}^{-1}$) e das linha de emissão ($K_1 \simeq 163 - 176 \text{ km s}^{-1}$, associadas ao movimento orbital da primária), e no alargamento rotacional da secundária ($v \sin i = 140 \text{ km s}^{-1}$). Baptista *et al.* (2000) apresentaram e discutiram um conjunto de curvas de luz de EX Dra em quiescência e em erupção (Fig. 65). As curvas de luz do eclipse em quiescência foram usadas para derivar a geometria da binária. Os parâmetros obtidos são listados na Tabela 4. Os modelos fotométricos e espectroscópicos da binária são consistentes entre si dentro das incertezas.

Tabela 4 – Os parâmetros binários de Ex Dra.

q	0.72 ± 0.06
$i(^{\circ})$	85^{+3}_{-2}
M_1/M_{\odot}	0.75 ± 0.15
M_2/M_{\odot}	0.54 ± 0.10
R_1/R_{\odot}	0.011 ± 0.002
R_2/R_{\odot}	0.57 ± 0.04
a/R_{\odot}	1.61 ± 0.10
R_d/a (quies.)	0.267 ± 0.004
R_{L_1}/R_{\odot}	0.85 ± 0.04
K_1 (km s $^{-1}$)	163 ± 11
K_2 (km s $^{-1}$)	224 ± 17
$v_2 \sin i$ (km s $^{-1}$)	136 ± 9

Fonte – Retirado de Baptista *et al.* (2000).

Baptista e Catalán (2001) analisaram as curvas de luz de Baptista *et al.* (2000) com a técnica de mapeamento por eclipse (HORNE, 1985; BAPTISTA, 2016). Os mapas de eclipse mostram evidências da formação de um braço espiral no disco nos estágios iniciais da erupção, e revelam como o disco se expande durante a fase de subida até preencher a maior parte do lobo de Roche primário no máximo de luz. Durante a fase de declínio, o disco se torna progressivamente mais fraco até restar apenas uma pequena região brilhante ao redor da anã branca no mínimo de luz. A análise da

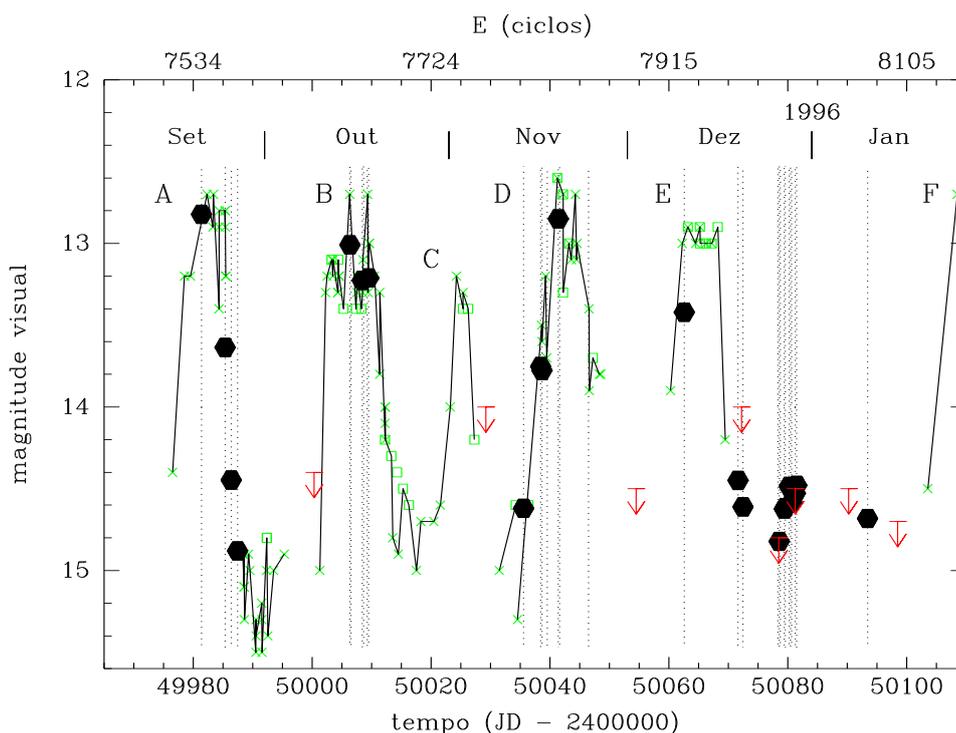


Figura 65 – Curva de luz no visível de EX Dra durante o período de setembro de 1995 até janeiro de 1996, construída a partir das observações feitas pela AAVSO (cruzes) e VSNET (quadrados abertos). As setas indicam o limite superior da magnitude visível. Linhas pontilhadas verticais marcam as épocas das observações de Baptista *et al.* (2000). Magnitudes fora do eclipse na banda R a partir desse dados são mostrados como círculos cheios para fins ilustrativos. Adaptado de Baptista *et al.* (2000).

distribuição radial da temperatura de brilho indica que a maior parte do disco parece estar em estado estacionário durante a quiescência e no máximo da erupção, mas não durante os estágios intermediários. Como tendência geral, a taxa de acréscimo de massa nas regiões externas é maior do que no disco interno no ramo ascendente, enquanto o oposto se mantém durante o ramo descendente. O ajuste de modelos de discos estacionários opacos às distribuições radiais de temperatura permite estimar taxas de acréscimo de $\dot{M} = 10^{-7.7 \pm 0.3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ ($1.6_{-0.8}^{+1.6} \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$) no máximo da erupção e $\dot{M} = 10^{-9.1 \pm 0.3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ ($5.0_{-2.5}^{+5.0} \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$) em quiescência (BAPTISTA; CATALÁN, 2001).

A Fig. 66 mostra a curva de luz histórica no visível de EX Dra (construída a partir de observações feitas pelos astrônomos amadores da AAVSO e VSNET) obtida a partir da superposição de observações cobrindo 14 ciclos de erupção, alinhadas de acordo com o início da subida ao máximo. As cruces indicam medidas das erupções na época das observações de Baptista e Catalán (2001), enquanto os pontos são

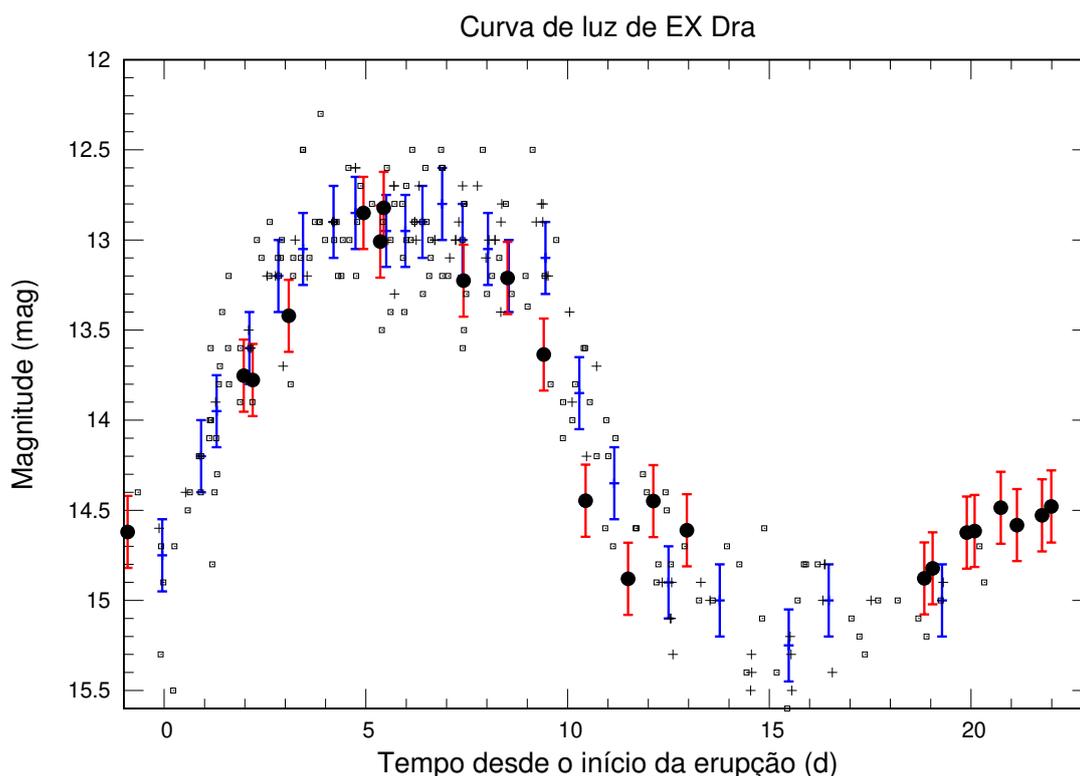


Figura 66 – Superposição das curvas de luz de erupções no visível de EX Dra, construída a partir de observações feitas pela AAVSO e pela VSNET. O eixo x é o tempo relativo ao início da erupção. Cruzes indicam as medidas de erupções na época das observações de Baptista e Catalán (2001), enquanto os pequenos pontos são medidas de erupções em outras épocas. Os pontos com barras de erros azuis são o resultado da aplicação de um filtro de mediana a esse conjunto de dados. Magnitudes fora do eclipse na banda R das observações de Baptista *et al.* (2000) são mostradas como círculos preenchidos juntamente com suas incertezas.

medidas de erupções em outras épocas. Apenas as erupções com amplitude e duração semelhantes às cobertas pelas observações dos autores (erupções A, B, D e E da Fig. 65) foram incluídas. Foi aplicado um filtro de mediana com largura de 10 pontos aos dados desse conjunto (pontos azuis com barras de erro). Círculos preenchidos marcam as épocas das observações de Baptista e Catalán (2001) e indicam as correspondentes magnitudes fora do eclipse na banda R juntamente com as suas incertezas. Essas são típicas erupções do tipo B (de dentro para fora), com escalas de tempo de aumento e declínio comparáveis (SMAK, 1984b; WARNER, 1995). Foi observado que EX Dra também mostra erupções de menor amplitude (por exemplo, a erupção C da Fig. 65), e erupções para as quais o aumento é significativamente mais rápido do que o declínio. Para as erupções mostradas na Fig. 66, o aumento da quiescência ao máximo leva cerca de 3 d, seguido por uma fase de platô com duração de cerca de 6 d. O ramo em declínio dura 3–4 d, após o qual a binária passa por um estado de baixo brilho durante 4–5 d antes de recuperar seu nível de brilho quiescente.

Usamos o programa de simulações descrito no Capítulo 5 para modelar a erupção média de EX Dra mostrada na Fig. 66. Assumimos α constante e com um alto valor (≥ 1), e um depósito variável do jorro de acréscimo sobre o disco. Permitimos que o jorro penetre o disco até sua menor distância da primária (R_{min}). Este parâmetro é obtido a partir das trajetórias computacionais de Lubow e Shu (1975) e pode ser aproximado pela expressão,

$$\frac{R_{min}}{a} = 0.0488q^{-0.464}, \quad (145)$$

com uma precisão de 1% na faixa $0.05 < q < 1$. O raio de menor distância R_{min} é sempre menor que o raio de circularização R_c . O valor do raio de penetração do jorro é dado pela intersecção das densidades centrais do disco e do jorro (Eq. 144). Adotamos $c\omega = 30$ rad/s (Eq. 115) de modo que o raio do disco em quiescência coincidissem com o valor da Tabela 4. Uma vez que a erupção de EX Dra apresenta um platô durante o máximo (Fig. 66), adotamos um pulso de matéria aumentada com o formato quadri-gaussiano descrito na Seção 5.1.5. Para a emissão local do disco de acréscimo, consideramos tanto o modelo de corpo negro quanto de atmosfera cinza. Os espectros resultantes foram convoluídos com as respostas das bandas V e R para gerar as correspondentes curvas de magnitude versus tempo. Foram usados os parâmetros binários listados na Tabela 4.

Construímos uma grade com 1000 modelos de erupção usando o programa de simulações, cobrindo uma faixa de valores para os parâmetros de entrada taxa de transferência de matéria em quiescência, $\dot{M}_2^i (= 2, 4, 6, 8, 10 \times 10^{16}$ g/s), taxa de transferência de matéria durante o máximo do pulso, $\dot{M}_2^p (= 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 \times 10^{18}$ g/s), duração do pulso, $\Delta t_p (= 2.5, 2.75, 3.0, 3.25, 3.5 \times 10^5$ s), e parâmetro de viscosidade $\alpha (= 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8)$. O valor de \dot{M}_2^i é determinado pela magnitude em quiescência e o de \dot{M}_2^p é definido pela magnitude durante o platô. O valor de Δt_p é determinado pela largura-à-meia-altura da erupção e pela duração do platô. A escala de tempo de subida é determinada pelo formato da quadri-gaussiana e pelo valor de Δt_p . O valor de α é determinado pela escala de tempo de declínio da erupção. O modelo de erupção de melhor ajuste às observações foi encontrado calculando o χ^2 do ajuste para cada modelo da grade. As Figs. 67 e 68 mostram as simulações de melhor ajuste para os casos de emissão local por corpo negro e atmosfera cinza, respectivamente.

O modelo MTIM com pulso de matéria quadri-gaussiano e alta viscosidade fornece uma descrição satisfatória das observações das erupções em EX Dra, alcançando valores de χ^2 muito próximos à unidade. Os valores de \dot{M}_2^i e \dot{M}_2^p de melhor ajuste são consistentes com as taxas de acréscimo em quiescência e em erupção inferidas a partir das distribuições radiais de temperatura de brilho por Baptista e Catalán (2001) dentro das respectivas incertezas. Os valores inferidos para α são elevados,

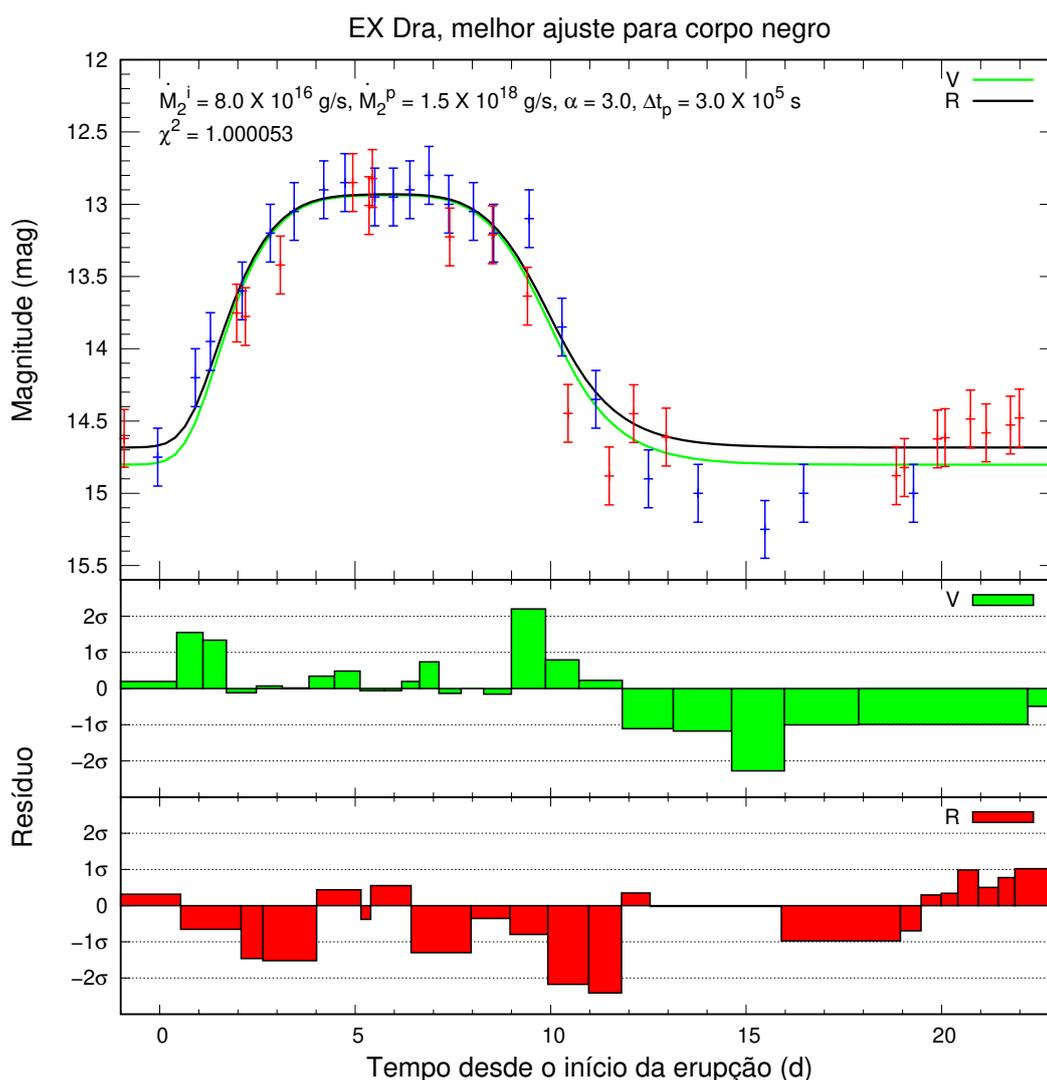


Figura 67 – Simulação de melhor ajuste para o caso de emissão local por corpo negro. Os parâmetros de entrada dessa simulação é mostrada no corpo da figura juntamente com o valor do χ^2 do ajuste. *Painel superior*: Os pontos com barras de erro são os mesmo da Fig. 66. As linhas sólidas são as magnitudes nas banda V (verde) e R (preto) do disco de acréscimo simulado. *Painéis inferiores*: Mostram os resíduos do ajuste.

mas consistentes com a faixa de valores inferida por Mantle e Bath (1983) a partir do declínio de erupções em novas-anãs. Ademais, a amplitude da erupção na banda V é maior do que na banda R, em conformidade com as observações. De nosso conhecimento, essa é a primeira vez em que uma simulação de erupções em novas-anãs é comparada diretamente aos dados observacionais a partir de um teste de χ^2 . Normalmente os dados e as simulações são plotados em figuras diferentes na literatura, pois as simulações DIM não descrevem bem a quiescência dos objetos.

A Fig. 69 compara a evolução do raio do disco conforme estimado por Baptista e Catalán (2001) com a previsão dos modelos de melhor ajuste das Figs. 67 e 68. Cabe ressaltar que, enquanto Baptista e Catalán (2001) estimaram o raio do disco a partir

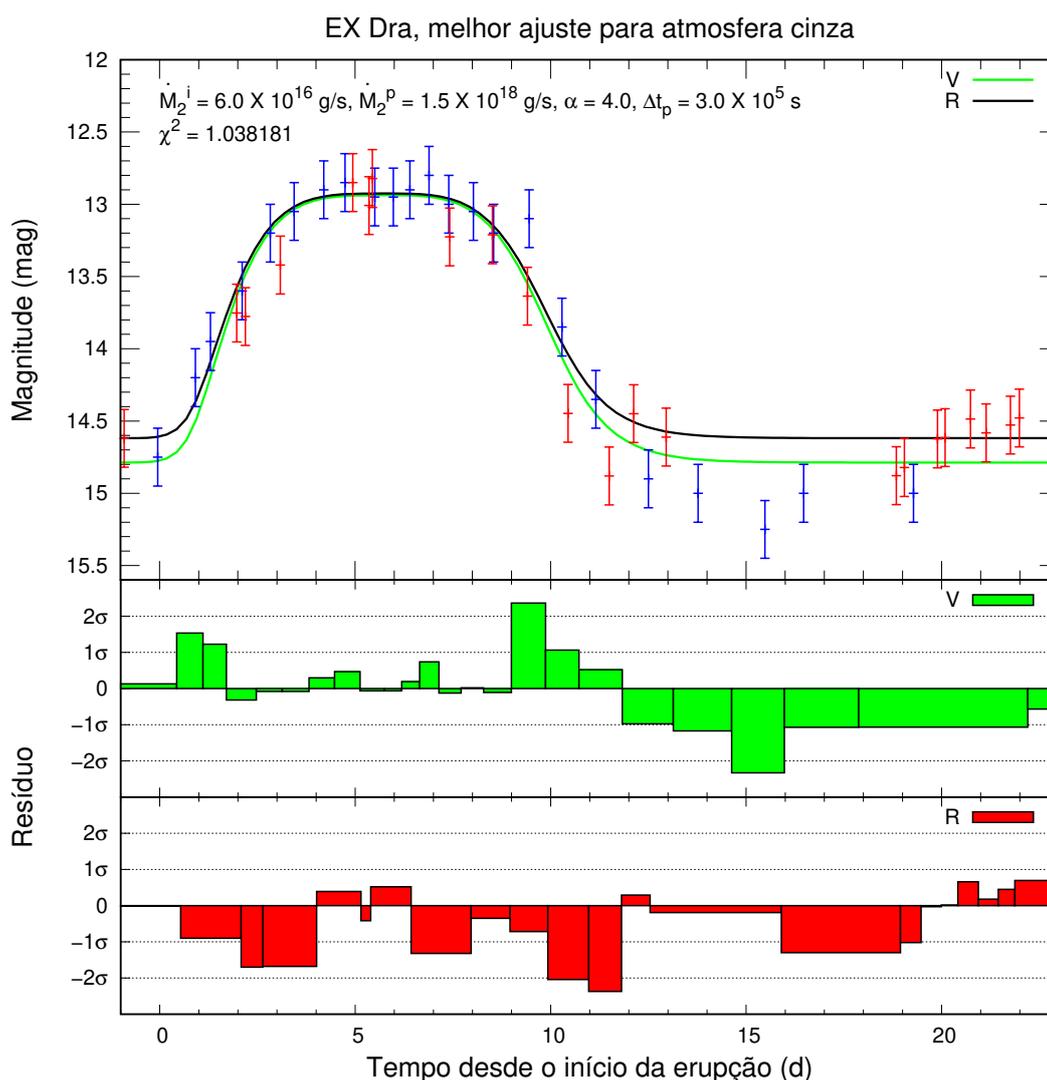


Figura 68 – Simulação de melhor ajuste para o caso de emissão local por atmosfera cinza. Análoga à Fig. 67.

do ponto na distribuição radial onde a intensidade se iguala à máxima intensidade do *bright spot* em quiescência, as simulações estimam o valor de R_d a partir do raio de truncamento do disco de acrecimento. Essas definições são distintas e podem levar a resultados diferentes ao longo da erupção. Apesar disto, os modelos de melhor ajuste descrevem bem as variações observadas no raio do disco ao longo da erupção, com diferenças ao nível máximo de $2\text{-}\sigma$ em um par de casos.

Os modelos MTIM preveem um quase imperceptível encolhimento no raio do disco no início da erupção e um aumento quase imediato em R_d , com o máximo raio sendo alcançado pouco antes do máximo de brilho. A existência de penetração do jorro de matéria no disco elimina a redução inicial marcante em R_d presente nas simulações de Livio e Verbunt (1988) e Ichikawa e Osaki (1992) e fornece uma variação consistente com as observações. A amplitude da variação do R_d em nossas simulações é menor do que a observada. Isso pode ser devido às diferenças entre as definições de R_d de

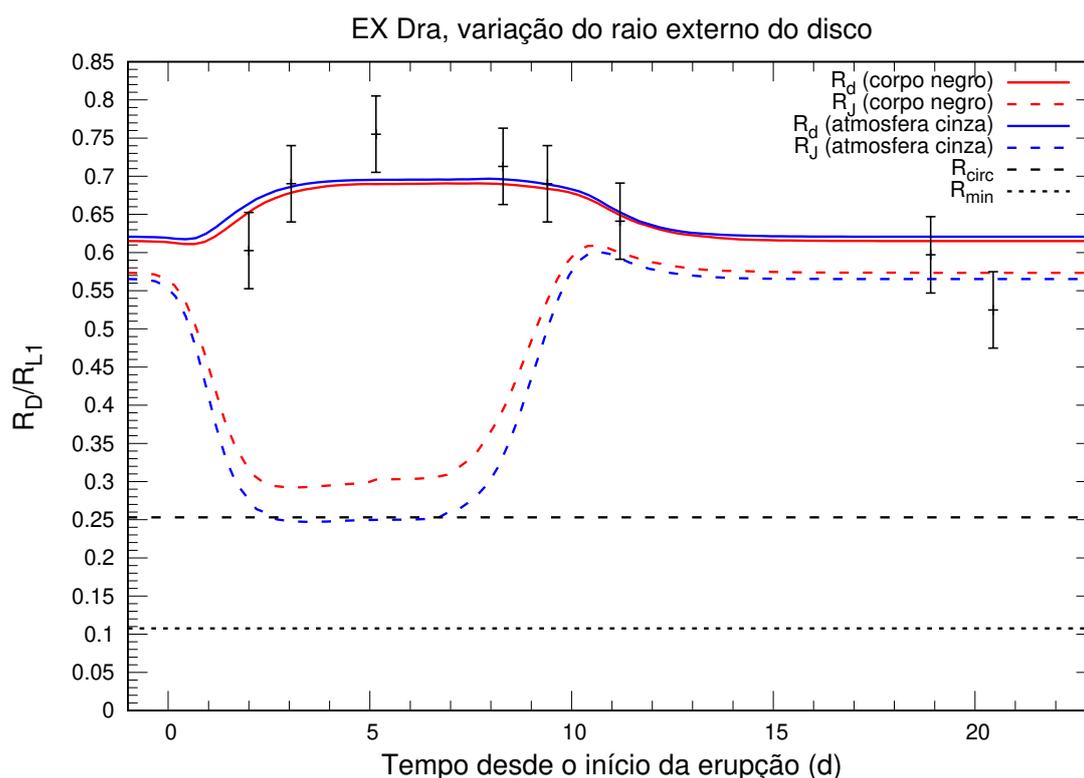


Figura 69 – Comparação da variação do raio externo do disco das nossas simulações com o resultados observacionais de Baptista e Catalán (2001). Os pontos com barra de erro são as medidas de Baptista e Catalán (2001), enquanto as linhas vermelhas e azuis representam o caso de emissão local por corpo negro e atmosfera cinza, respectivamente – sendo a linha sólida o raio externo do disco e a linha tracejada o raio de penetração do jorro. As linhas tracejada e pontilhada preta marcam o valor do raio de circularização e o raio mínimo de Lubow e Shu (1975), respectivamente.

Baptista e Catalán (2001) e a do programa de simulações, ou a um formato diferente do adotado para o depósito do jorro sobre o disco. Neste segundo caso, um tratamento mais realista requer uma descrição analítica da interação entre as partículas do jorro e do disco a partir de simulações 3D do fluxo de acréscimo. Não há ainda qualquer trabalho neste sentido na literatura. Alternativamente, Buat-Ménard *et al.* (2001) sugerem que é possível reproduzir variações de maior amplitude no raio do disco ao longo da erupção reduzindo o expoente da dependência radial do termo do efeito de maré.

6.2 YZ LMI

A subclasse das AM Canum Venaticorum (AM CVn) compreende binárias ultra-compactas ($P_{\text{orb}} < 65$ min), onde uma estrela doadora de baixa massa deficiente em hidrogênio, parcial ou totalmente degenerada, transborda seu lobo de Roche e transfere matéria para sua companheira (anã branca) através de um disco de acréscimo.

Desde que átomos de hélio são mais pesados do que os de hidrogênio, estrelas

de hélio são mais compactas do que as de hidrogênio para a mesma massa, e assim só entram em contato com seu lobo de Roche em separações orbitais pequenas. Nas AM CVn a transferência de massa é controlada por radiação gravitacional, que é o mecanismo dominante de perda de momento angular em pequenas separações orbitais (NELEMANS *et al.*, 2004). Os sistemas AM CVn são de grande interesse, pois podem ser os progenitores de supernovas Tipo Ia (TUTUKOV; YUNGELSON, 1981; WEBBINK, 1984; IBEN JR.; TUTUKOV, 1984). Além disso, devido aos seus períodos muito curtos, prevê-se que as AM CVn sejam as fontes mais fortes de ondas gravitacionais detectáveis pelo experimento *Laser Interferometer Space Antenna* – LISA (STROEER; VECCHIO, 2006; ROELOFS *et al.*, 2007).

Deste que o protótipo de sistemas AM CVn foi descoberto há 50 anos atrás (SMAK, 1967; PACZYŃSKI, 1967), pouco mais de duas dúzias de outros objetos desta classe foram descobertos (ROELOFS *et al.*, 2005; ANDERSON, S. F. *et al.*, 2005, 2008; ROELOFS *et al.*, 2009; RAU *et al.*, 2010). Um deles foi a binária eclipsante YZ Leonis Minoris ¹ (ANDERSON, S. F. *et al.*, 2005), o primeiro objeto eclipsante conhecido desta classe, e também uma das binárias eclipsantes de menor período conhecida. Suas curvas de luz mostram eclipses profundos (~ 2 mag) a cada 28.3 min, que duram ~ 2 min, assim como erupções de ~ 2 mag de amplitude a cada $\sim 100 - 200$ dias. *Superhumps* foram anteriormente observados em suas curvas de luz (COPPERWHEAT *et al.*, 2011).

Um estudo a partir de dados de fotometria rápida desse objeto foi reportado por Copperwheat *et al.* (2011). Os autores modelaram curvas de luz em três bandas fotométricas (u' , g' e r') para estimar os parâmetros da binária. Os resultados estão listados na Tabela 5. Os autores também estimaram a contribuição do objeto central (ou das partes centrais do disco) no ótico e no ultravioleta, assumiram se tratar de anã branca totalmente visível (ou seja, assumiram que as partes internas do disco são opticamente finas), e ajustaram os fluxos resultantes usando a biblioteca de espectros sintéticos de anãs brancas de Gänsicke *et al.* (1995), obtendo uma anã branca de 17000 K e $\log g = 8.33$, para uma correspondente distância ao sistema de 460–470 pc.

Observações de YZ LMi em erupção mostram pronunciada emissão ao longo da trajetória balística para dentro da borda externa do disco (COPPERWHEAT *et al.*, 2011; SZYPRYT *et al.*, 2014), sugerindo a ocorrência ou de transbordamento do jorro de matéria por sobre o disco ou de penetração do jorro no disco. O mesmo efeito foi observado quando o disco quiescente é maior que o usual (SCHLINDWEIN; BAPTISTA, 2018). Isso motivou Baptista e Schlindwein (2021) a investigar detalhadamente a possibilidade de transbordamento e de penetração do jorro em YZ LMi no contexto dos modelos DIM e MTIM. Aqui reportamos dois resultados fundamentais para caracterizar o disco MTIM desse estudo: (i) o uso do programa de simulações de erupções para

¹ YZ LMi, antiga SDSS J0926+3624

Tabela 5 – Parâmetros orbitais de YZ LMi obtidos por Copperwheat *et al.* (2011) para as diferentes bandas observadas com a ULTRACAM.

Parâmetro	u' band	g' band	r' band
q	0.038 ± 0.003	0.041 ± 0.002	0.040 ± 0.002
i	$82.8^\circ \pm 0.3^\circ$	$82.6^\circ \pm 0.3^\circ$	$82.7^\circ \pm 0.2^\circ$
R_1/a	0.038 ± 0.003	0.033 ± 0.002	0.031 ± 0.005
a/R_\odot	0.281 ± 0.007	0.295 ± 0.005	0.299 ± 0.012
M_1/M_\odot	0.74 ± 0.05	0.85 ± 0.04	0.90 ± 0.10
M_2/M_\odot	0.028 ± 0.004	0.035 ± 0.003	0.036 ± 0.006
K_1 (km s $^{-1}$)	26 ± 3	30 ± 2	29 ± 3
K_2 (km s $^{-1}$)	692 ± 18	723 ± 13	735 ± 29
R_2/R_\odot	0.044 ± 0.002	0.047 ± 0.001	0.047 ± 0.003

inferir o parâmetro de viscosidade a partir do declínio da erupção, e (ii) a estimativa da taxa de transferência de matéria em quiescência.

Copperwheat *et al.* (2011) observaram YZ LMi durante o declínio de uma erupção em 2009. Em 29 de março de 2009, descobriu-se que YZ LMi estava em erupção. As observações de Copperwheat *et al.* (2011) cobrem as duas noites seguintes. A Fig. 70 mostra estas observações, sendo que a escala vertical foi normalizada ao fluxo fora do eclipse em quiescência. YZ LMi foi vista ~ 3.1 e ~ 1.9 vezes mais brilhante do que em quiescência, respectivamente na primeira e na segunda noite de observação; o objeto caiu de brilho, de 3.2 para 3.0 vezes o fluxo quiescente, ao longo das observações na primeira noite.

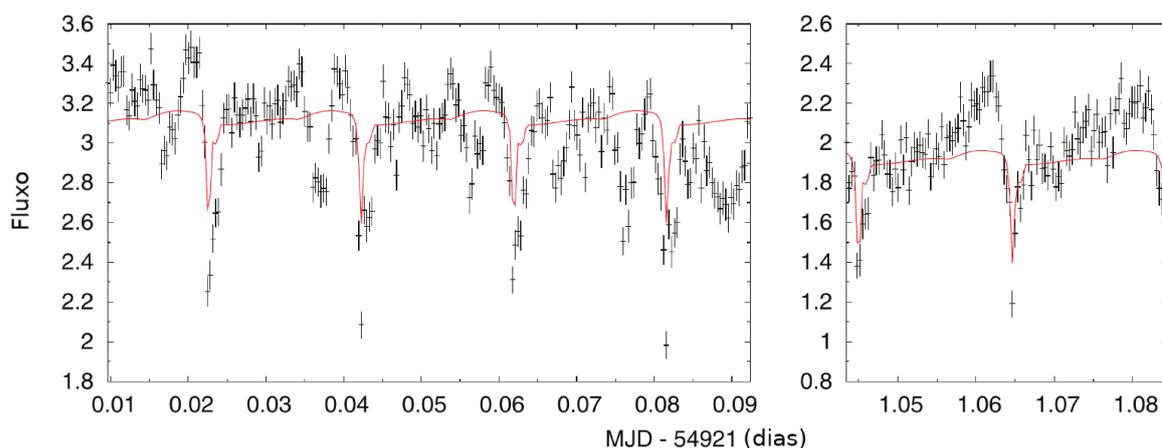


Figura 70 – Curvas de luz obtidas em 30 e 31 de março de 2009 – 1 e 2 d depois de uma erupção YZ LMi ter sido detectada, respectivamente. Os dados estão plotados em unidades do fluxo fora do eclipse em quiescência. A linha sólida é o modelo ajustado para a quiescência por Copperwheat *et al.* (2011) com o *superhump* subtraído. Um deslocamento vertical foi aplicado à curva em quiescência para melhor comparação. Adaptado de Copperwheat *et al.* (2011).

Usamos essas informações para estimar o valor do parâmetro de viscosidade α para YZ LMi assumindo que suas erupções são causadas pelo MTIM. Assumimos os parâmetros binários na banda g' da Tabela 5. Como estamos interessados em modelar apenas o declínio da erupção, adotamos um pulso de matéria aumentada no formato de caixa de amplitude 10 vezes o valor de \dot{M}_2 em quiescência. O depósito é distribuído uniformemente na borda externa do disco ($0.9R_d < R < R_d$), com $c\omega = 30$ rad/s (Eq. 115). Por simplicidade, assumimos emissão de corpo negro, pois nosso estudo indica que o disco de acréscimo de YZ LMi é opticamente espesso mesmo em quiescência e porque o modelo de atmosfera cinza desenvolvido não se aplica a um disco deficiente em hidrogênio e predominantemente constituído por hélio.

A lei de Kramers adotada nas simulações anteriores não é adequada para descrever a opacidade de um gás deficiente em hidrogênio. Para as simulações de YZ LMi usamos as opacidades obtidas no site do LANL (Seção 3.2.5), combinando as opacidades de Rosseland (adequadas para regiões opticamente espessas) com as de Planck (adequadas para regiões opticamente finas) segundo a prescrição,

$$\kappa = \frac{\tau_e}{1 + \tau_e} \kappa_R + \frac{1}{1 + \tau_e} \kappa_P, \quad (146)$$

onde $\tau_e = \Sigma \kappa_R / 2$ é a profundidade ótica estimada do disco. Essa prescrição difere ligeiramente da adotada por Hameury *et al.* (1998) para o cálculo da estrutura vertical de um disco de acréscimo na aproximação de atmosfera cinza (usamos τ_e na função de ponderação ao invés de τ_e^2), e permite uma transição mais suave entre regiões opticamente finas e espessas. Note que quando $\tau_e \gg 1$ temos $\kappa \rightarrow \kappa_R$, enquanto que quando $\tau_e \ll 1$ temos $\kappa \rightarrow \kappa_P$. No caso particular de $\tau_e = 1$ temos $\kappa = (\kappa_R + \kappa_P) / 2$. Aqui, a equação para a profundidade ótica (Eq. 39) tem um fator 1/2 adicional. Usamos uma composição química de $X = 0.00$, $Y = 0.97$ e $Z = 0.03$, onde a fração de cada metal foi escalonada de acordo com a Tabela 1. Essa composição é adequada para YZ LMi, pois em seu espectro não se encontram evidências da presença de hidrogênio (ANDERSON, S. F. *et al.*, 2005).

A Fig. 71 mostra a simulação que melhor descreve o declínio da erupção reportada por Copperwheat *et al.* (2011). Para bem reproduzir o declínio observado de brilho de um fator 3.2 para 3.0 ao longo da primeira observação (duração 0.1 d) e de 3.2 para 1.9 em um intervalo adicional de 1.05 d, é necessário adotar $\alpha = 1.5$. Este valor é consistentemente uma ordem de grandeza maior que as estimativas de α para objetos do tipo AM CVn obtidas assumindo o modelo DIM (ver Seção 5.1.3).

Schindwein e Baptista (2018) reportaram a análise dos dados de fotometria rápida de YZ LMi no filtro V+R. Eles usaram técnica de mapeamento por eclipse (HORNE, 1985; BAPTISTA, 2016) para obter a distribuição de brilho do disco de acréscimo de YZ LMi. A distribuição radial da temperatura de brilho foi obtida subtraindo da curva de luz a contribuição de uma anã branca DB com temperatura 17000 K (considerada inteiri-

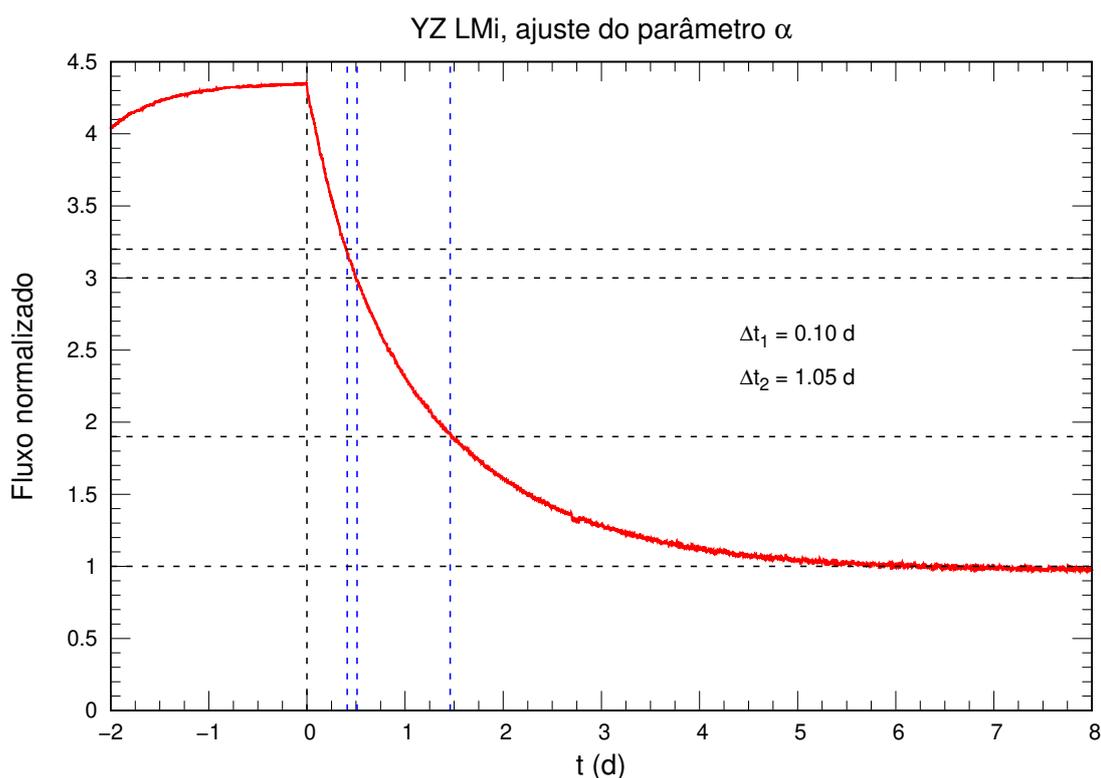


Figura 71 – Ajuste do parâmetro viscoso α para o declínio da erupção descrita por Copperwheat *et al.* (2011). A linha vermelha representa a simulação com $\alpha = 1.5$. As linhas tracejadas marcam os valores de fluxo e de tempo significativos.

ramente visível através de um disco interno opticamente fino) e assumindo a distância de 465 pc estimada por Copperwheat *et al.* (2011). Dados de paralaxe fotométrica obtidos do *Data Release 3* (DR3) do GAIA (GAIA COLLABORATION *et al.*, 2016, 2021), permitem obter uma estimativa refinada para a distância até YZ LMi de 815 ± 138 pc, significativamente maior que a de Copperwheat *et al.* (2011). Distribuições radiais de temperatura de brilho corrigidas para a distância de 815 pc são mostradas na Fig. 72.

Modelos do disco de acréscimo em YZ LMi indicam que as regiões internas do disco são opticamente espessas tanto no cenário DIM quanto no MTIM (BAPTISTA; SCHLINDWEIN, 2021), e que somente o hemisfério superior da anã branca seria visível no centro do disco. Por outro lado, a uma distância de 815 pc a contribuição da anã branca no centro do disco cai por um fator $(815/465)^2 = 3.07$. A combinação destes fatores mostra que uma anã branca de 17000 K no centro de um disco de acréscimo opaco a 815 pc de distância produz um fluxo ~ 6 vezes menor do que o atribuído a esse objeto por Copperwheat *et al.* (2011), indicando que a temperatura adotada para a anã branca nesse sistema e sua contribuição à curva de luz na banda V+R são incertas, bem como a distribuição radial de temperaturas obtida a partir da subtração da uma contribuição dessa anã branca.

Como exercício, podemos inverter o raciocínio e estimar qual contribuição é ne-

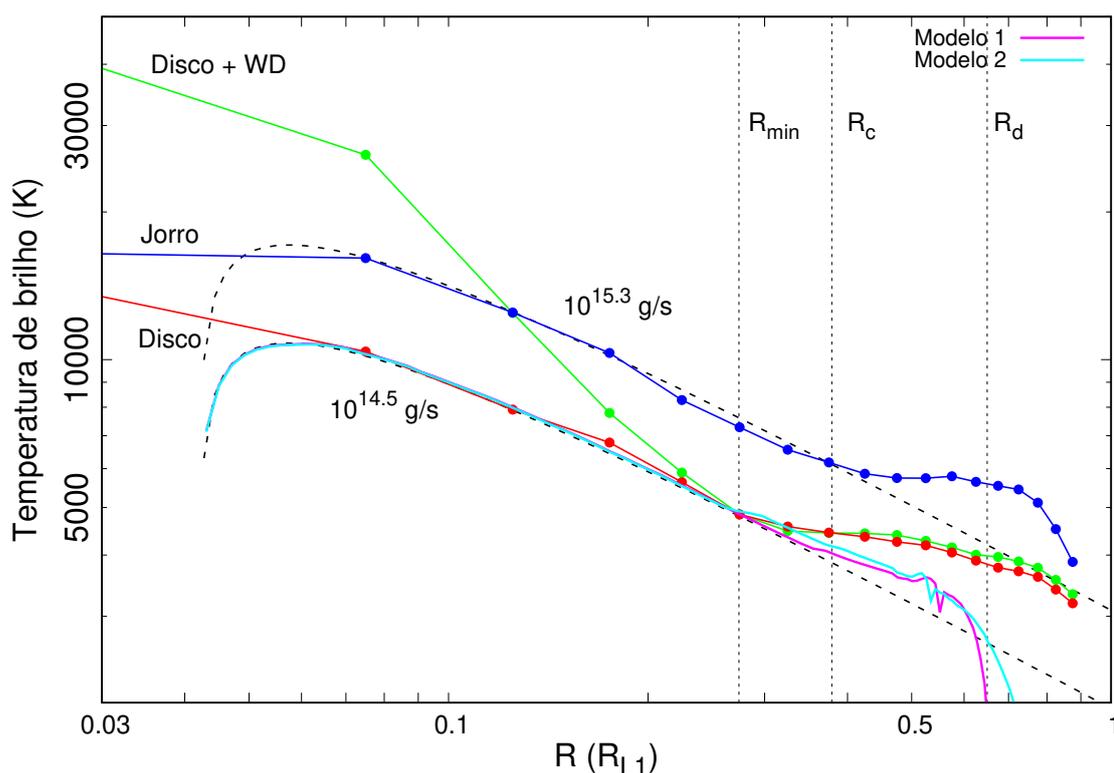


Figura 72 – Distribuições radiais de temperatura de brilho para o tudo (verde), jorro (azul) e do disco (vermelho) para uma distância assumida de 815 pc. Distribuições de temperatura efetiva para um disco fino estacionário com taxa de acréscimo de matéria de $10^{14.5}$ g/s e $10^{15.5}$ g/s são mostrados como linhas tracejadas. O resultado de duas simulações são mostrados em magenta (modelo 1) e ciano (modelo 2) para comparação.

cessário assumir para a anã branca de modo que a distribuição radial de temperaturas do disco seja bem descrita pela lei $T(R) \propto R^{-3/4}$. O fluxo necessário para isso é de 0.0245 mJy, correspondendo a uma anã branca com temperatura ~ 29000 K se as partes internas do disco são opticamente finas, e uma anã branca ainda mais quente para o caso das regiões internas do disco serem opticamente espessas. Nesse caso a distribuição radial de temperaturas nas regiões internas do disco é bem descrita por um disco fino estacionário com taxa de acréscimo de $\dot{M} = 10^{14.5}$ g/s. Contudo, essa temperatura é significativamente maior que a esperada para a anã branca numa AM CVn com período orbital de 28.3 min ($T_{WD} \simeq 21300 - 23800$ K) conforme modelos evolutivos de Bildsten *et al.* (2006) e Deloye *et al.* (2007), e está em contradição com o espectro óptico de YZ LMi (ANDERSON, S. F. *et al.*, 2005), que não mostra qualquer evidência da presença de linhas largas ($\sim 100 - 200 \text{ \AA}$) em absorção de He I e He II esperadas se a anã branca contribuísse uma fração significativa ($\sim 1/2$) do fluxo total no visível.

As distribuições radiais de temperatura da Fig. 72 são mais planas do que a lei $T(R) \propto R^{-3/4}$ nas regiões externas do disco. Isso poderia ser resultado de um disco

opticamente fino em suas partes externas (Seção 3.2.6; TYLENDÁ, 1981), o que está em contradição com os resultados de Baptista e Schlindwein (2021). Alternativamente, o achatamento da distribuição radial de temperatura nas partes externas do disco pode ser causado por fontes adicionais de aquecimento do disco nestas regiões. Consideramos aqui duas possibilidades promissoras. Primeiramente temos a dissipação por maré, que está relacionada com o torque de maré D por,

$$D_2 = D \frac{\Omega - \omega}{4\pi R}, \quad (147)$$

onde ω é a velocidade angular do movimento orbital binário e D é dado pela Eq. 115. A simulação que leva em conta as dissipações viscosa e por maré será chamada de *modelo 1*. A outra possível fonte de calor é a dissipação de energia cinética do jorro depositado sobre o disco,

$$D_3 = \frac{\beta GM_1}{4R} \frac{s}{2\pi R}, \quad (148)$$

onde s é a taxa de massa fornecida por unidade da distância radial e β representa a fração da energia dissipada de forma axi-simétrica no disco pelo jorro depositado. Fixamos $\beta = 0.5$ nesse teste. Portanto, a simulação que leva em conta essas três fontes de dissipação será denominada de *modelo 2*.

Realizamos duas simulações com $\alpha = 1.5$ e os parâmetros descritos nessa seção para os modelos 1 e 2. O modelo 2 assume um depósito uniforme do material do jorro sobre o disco até R_{min} , para levar em conta a emissão aumentada ao longo da trajetória balística observada por Schlindwein e Baptista (2018). Os resultados dessas duas simulações são mostrados na Fig. 72. A inclusão dos efeitos de dissipação por maré e da energia cinética do jorro aumenta as temperaturas nas regiões externas do disco e achata a distribuição radial de temperatura nestas regiões, contribuindo para uma melhor concordância entre o modelo e as observações. Contudo, a amplitude do efeito ainda não é o suficiente para explicar as temperaturas inferidas. Duas possíveis formas de melhorar a qualidade deste ajuste incluem introduzir no programa de simulações o cálculo detalhado da estrutura vertical do disco (conforme modelo descrito por HAMEURY *et al.*, 1998), e/ou testar valores diferentes para o expoente da Eq. 115 que descreve o efeito de maré (conforme sugerido por BUAT-MÉNARD *et al.*, 2001).

6.3 FUTURAS APLICAÇÕES

6.3.1 OY Car

OY Carinae (OY Car) é uma nova-anã eclipsante de período curto ($P_{orb} \simeq 91$ min) do tipo SU UMa. O jorro de matéria transferida pela estrela secundária segue a trajetória balística até a borda externa do disco, onde ocorrem choques, formando um *bright spot* no local. Emissão anisotrópica desse *bright spot* provoca uma modulação

orbital pronunciada no formato de corcova (*hump*) nas curvas de luz em quiescência. Além da modulação orbital, as curvas de luz de OY Car mostram eclipses profundos (~ 2.5 mag), que duram ~ 9 min, assim como erupções e supererupções em escala de tempo de dias-meses.

Em um artigo em fase final de redação, revisamos os parâmetros binários de OY Car utilizando dados coletados com o telescópio SOAR juntamente com as medidas anteriores encontradas na literatura. Os resultados são mostrados na Tabela 6. A medida de distância mais atual foi obtida pelo GAIA DR3 (GAIA COLLABORATION *et al.*, 2016, 2021), 90.6 ± 0.2 pc.

Tabela 6 – Os parâmetros binários calculados para OY Car.

q	0.098 ± 0.003
i	$83.8^\circ \pm 0.2^\circ$
M_1/M_\odot	0.78 ± 0.05
M_2/M_\odot	0.076 ± 0.006
R_1/M_\odot	0.0103 ± 0.0006
R_2/M_\odot	0.130 ± 0.003
a/R_\odot	0.632 ± 0.014
K_1 (km s $^{-1}$)	45 ± 2
K_2 (km s $^{-1}$)	459 ± 10
R_{L_1}/R_\odot	0.46 ± 0.01

Nesse mesmo artigo, estudamos a evolução temporal de algumas grandezas durante o ciclo da erupção. Os resultados são mostrados na Fig. 73, onde \dot{M}_2 foi estimado a partir da luminosidade do *bright spot* – se houver penetração do jorro de acréscimo essa estimativa não é válida, o que pode explicar o menor valor de \dot{M}_2 logo após a erupção. O declínio exponencial da temperatura da anã branca está de acordo com o esperado para o esfriamento dessa estrela após o episódio de aquecimento por acréscimo decorrente da erupção (SION, 1999) e é consistente com observações anteriores (CHENG *et al.*, 2000). Por outro lado, o declínio exponencial do fluxo do disco no tempo está em franca contradição com as previsões do DIM; o declínio temporal tanto do fluxo quanto do raio do disco estão de acordo com previsões do MTIM. Isso nos motiva a usar o programa de simulações numéricas desenvolvido para verificar se é possível reproduzir essas observações no cenário MTIM.

6.3.2 V4140 Sgr

V4140 Sagittarii (V4140 Sgr) é uma nova-anã eclipsante de período curto ($P_{\text{orb}} \simeq 88$ min) do tipo SU UMa (JABLONSKI; STEINER, 1987; BAPTISTA *et al.*, 1989). Esse objeto apresenta erupções de baixa amplitude (~ 1 mag) recorrentes a cada 80-90 d e com duração de 5-10 d. Também são presentes supererupções mais

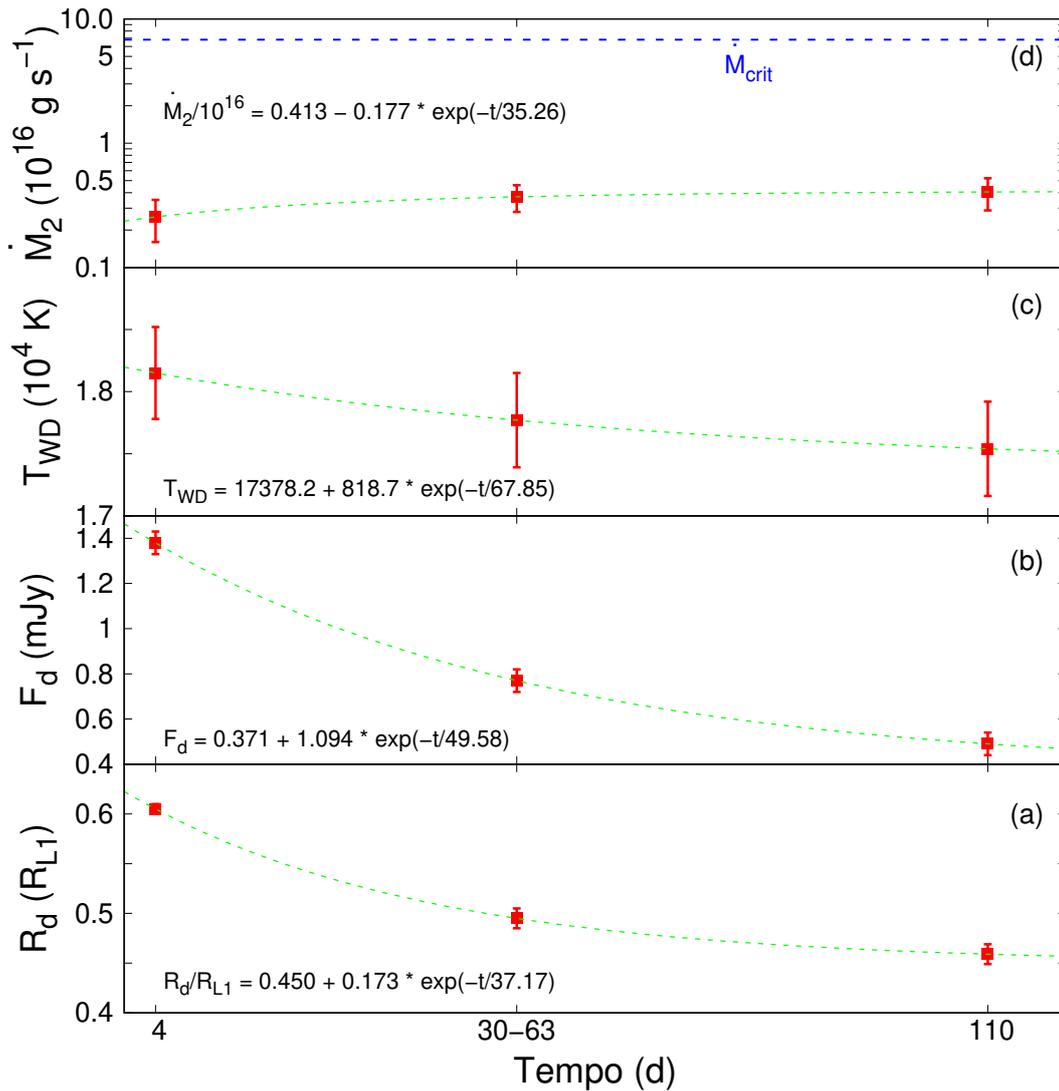


Figura 73 – Variação da taxa de transferência de matéria (\dot{M}_2), da temperatura da anã branca (T_{WD}), do fluxo do disco (F_d) e do raio do disco de acréscimo (R_d) versus o tempo desde à última erupção. Os pontos vermelho com barras de erro são a nossas medidas, e a curva tracejada verde é o ajuste dado pela função mostrada no corpo da figura. A linha tracejada azul no painel d representa o valor de \dot{M}_2 crítico segundo o DIM.

longas e brilhantes, onde *superhumps* aparecem em suas curvas de luz (BORGES; BAPTISTA, 2005).

Borges e Baptista (2005) revisaram os parâmetros binários de V4140 Sgr. Os resultados são mostrados na Tabela 7. A medida de distância mais atual foi obtida pelo GAIA DR3 (GAIA COLLABORATION *et al.*, 2016, 2021), 694 ± 50 pc. A essa distância, a distribuição radial de temperatura em quiescência é bem descrita por um disco estacionário opaco, sugerindo que se trata de uma nova-anã cujas erupções são causadas por pulsos de matéria aumentada e não por instabilidade térmica em seu disco de acréscimo. Pretendemos usar o programa de simulações para modelar as observações de erupções nesse objeto, estimando o parâmetro de viscosidade do seu

Tabela 7 – Os parâmetros binários de V4140 Sgr.

q	0.125 ± 0.015
i	$80.2^\circ \pm 0.5^\circ$
M_1/M_\odot	0.73 ± 0.08
M_2/M_\odot	0.092 ± 0.016
R_1/M_\odot	0.0108 ± 0.0008
R_2/M_\odot	0.136 ± 0.008
a/R_\odot	0.61 ± 0.05
K_1 (km s ⁻¹)	55 ± 7
K_2 (km s ⁻¹)	442 ± 15
R_{L_1}/R_\odot	0.427 ± 0.035

disco e a variação na taxa de transferência de matéria durante suas erupções. Adicionalmente, as distribuições radiais de temperatura apresentam o mesmo achatamento nas partes externas do disco observado em YZ LMi, sugerindo que a dissipação por maré seja igualmente importante nesse objeto. Temos as ferramentas adequadas para testar essa hipótese.

6.3.3 V2051 Oph

V2051 Ophiuchi (V2051 Oph) é uma nova-anã eclipsante de curto período ($P_{\text{orb}} \simeq 90$ min) descoberta por Sanduleak (1972). Warner e Cropper (1983) e Cook e Brunt (1983) relataram curvas de luz no óptico mostrando *flickering* de grande amplitude (variações de brilho aleatórias de 0.1-1 mag), eclipses profundos ($\Delta B \simeq 2.5$ mag) e um abundância de diferentes perfis de eclipse. Supererupções foram observadas e *superhumps* foram detectados por Kiyota e Kato (1998) e Vrielmann e Offutt (2003), implicando que V2051 Oph é uma nova-anã do tipo SU UMa.

Baptista *et al.* (1998a) usaram o *Hubble Space Telescope* e observações a partir do solo para restringir os parâmetros binários. Os resultados encontrados são mostrados na Tabela 8. A medida de distância mais atual foi obtida pelo GAIA DR3 (GAIA COLLABORATION *et al.*, 2016, 2021), 108.6 ± 0.5 pc.

Tabela 8 – Os parâmetros binários de V2051 Oph.

q	0.19 ± 0.03
i	$83.3^\circ \pm 1.4^\circ$
M_1/M_\odot	0.78 ± 0.06
M_2/M_\odot	0.15 ± 0.03
R_1/M_\odot	0.0103 ± 0.0007
R_2/M_\odot	0.16 ± 0.01
a/R_\odot	0.64 ± 0.02
K_1 (km s ⁻¹)	83 ± 12
K_2 (km s ⁻¹)	436 ± 11
R_{L_1}/a	0.66 ± 0.01

Baptista *et al.* (2007) analisaram um conjunto de dados de uma erupção de V2051 Oph em julho de 2000, obtendo a evolução da distribuição radial de temperatura de brilho ao longo dessa erupção (Fig. 74).

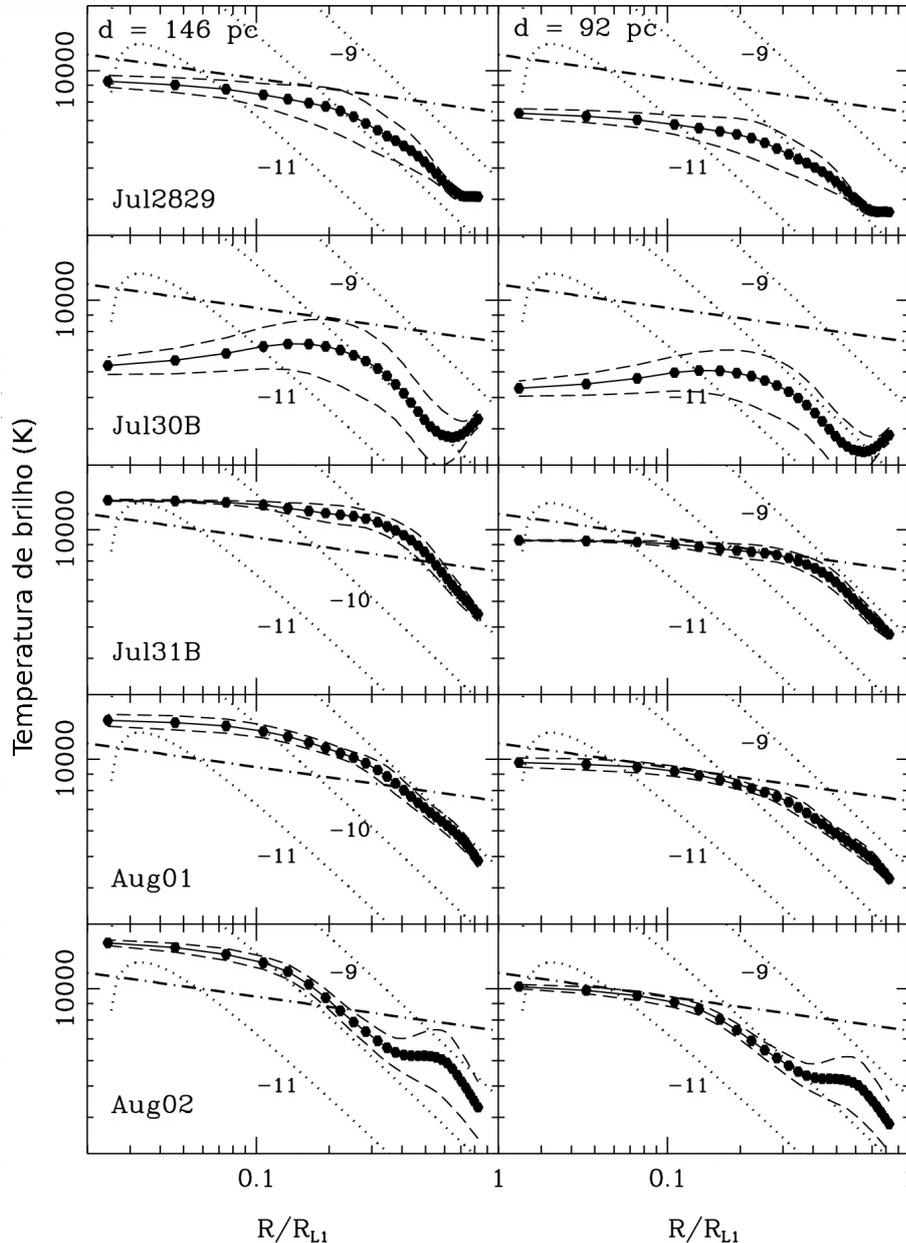


Figura 74 – Evolução da distribuição radial de temperatura de brilho ao longo da erupção de julho de 2000, assumindo distâncias de 146 pc (esquerda) e 92 pc (direita) para a binária. Modelos de disco fino estacionário para $\dot{M} = 10^{-9}$, 10^{-10} , e $10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ são plotados como linhas pontilhadas para comparação. Uma linha tracejada-pontilhada marca a temperatura crítica acima da qual o gás deve permanecer em um regime de acréscimo de matéria alta e estável de acordo com o DIM. Adaptado de Baptista *et al.* (2007).

Podemos aplicar as nossas simulações na modelagem da erupções descritas por Baptista *et al.* (2007) e verificar se essas podem ser satisfatoriamente descritas no cenário MTIM.

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho revisamos o conhecimento sobre discos de acréscimo em torno de anãs brancas, descrevendo a estrutura de discos finos estacionários juntamente com o seu espectro emitido, e discutindo os dois modelos propostos para explicar as erupções em novas-anãs, o DIM e o MTIM. Igualmente revisamos os trabalhos de Livio e Verbunt (1988) e Ichikawa e Osaki (1992), que investigam a resposta de um disco viscoso a um aumento súbito na taxa de matéria injetada no disco, conforme previsto pelo MTIM.

Apresentamos também os resultados do desenvolvimento de um programa de simulações da resposta de discos de acréscimo à pulsos de matéria aumentada, no contexto do MTIM. Nosso programa retoma as simulações com o MTIM a partir do trabalho de Ichikawa e Osaki (1992), a última publicação no assunto encontrada na literatura. O programa desenvolvido foi validado com a reprodução dos resultados obtidos tanto por Pringle (1981) quando por Ichikawa e Osaki (1992).

Com a base das simulações verificada, expandimos o horizonte das simulações MTIM. Primeiramente, analisamos a influência da dependência radial do parâmetro de viscosidade α e concluímos que α crescente em raio fornece um declínio da erupção mais rápido. Todavia, as nossas simulações mostraram que $\alpha \geq 1$ são necessários para descrever as erupções em novas-anãs. Isso se deve ao fato que $\alpha_{\text{MTIM}} \sim 10\alpha_{\text{DIM}}$, pois o escoamento do matéria no disco é um evento viscoso para o MTIM e térmico para o DIM. Em seguida, verificamos que o formato da erupção é altamente correlacionado com a forma do pulso de matéria aumentada, exemplificando com alguns casos. Descobrimos também que considerar penetração do jorro de matéria no disco de acréscimo (até o raio de circularização) permite descrever bem variações no raio do disco observadas durante a erupção. Por fim, consideramos discos de acréscimo com emissão tanto como corpo negro quanto com atmosfera cinza, o que nos permite levar em conta a emissão das regiões opticamente finas do disco.

Um outro parâmetro que ainda podemos considerar é o momento magnético da primária, μ_m , e sua influência no raio interno do disco em função da taxa de acréscimo sobre a anã branca. Neste caso o raio interno do disco pode aumentar quando a taxa de acréscimo cai durante o declínio da erupção, permitindo reduzir mais rapidamente a luminosidade nesta fase e obter melhor ajuste das simulações MTIM às observações de novas-anãs em erupção. Bisikalo *et al.* (2020) realizou simulações MHD com campo magnético no objeto central e mostrou que o efeito gerado é análogo à existência de um buraco no centro do disco de acréscimo, e que esse efeito pode ser bem descrito pela variação do raio interno do disco.

Aplicamos o programa de simulações desenvolvido a dois objetos: EX Draconis, uma nova-anã eclipsante de longo período, e YZ Leonis Minoris, uma variável cataclís-

mica eclipsante com uns dos menores períodos conhecida e membro da classe das AM CVn.

Usamos dados de Baptista e Catalán (2001) para modelar a curva de luz e as variações no raio do disco em EX Dra ao longo da erupção. Nossas simulações descrevem bem as variações de brilho de EX Dra ao longo da erupção e reproduzem razoavelmente bem as correspondentes variações no raio do disco. Cabe enfatizar que esta é a primeira vez que uma simulação de erupções em novas-anãs é comparada diretamente aos dados observacionais com teste de χ^2 . Normalmente os dados e as simulações são plotados em figuras diferentes nos artigos da literatura, pois suas simulações não descrevem bem o comportamento em quiescência.

Podemos ainda refinar as simulações de EX Dra. Um primeiro passo seria introduzir no programa de simulações o cálculo da estrutura vertical do disco ao invés de assumir uma atmosfera simplificada e descrita pela lei de Kramers. Isso não foi feito nesse momento pelo alto tempo computacional requerido por essa versão, estimado em duas ordem de grandeza maior que o tempo computacional atual, inviabilizando a realização de um teste do tipo χ^2 em tempo razoável. Um maneira futura para diminuir o tempo computacional requerido é a paralelização do programa, sendo que, em testes preliminares, a ferramenta de paralelização MPI se mostrou mais vantajosa do que o OpenMP. Podemos ainda seguir o exemplo de Hameury *et al.* (2020) e incluir na modelagem a contribuição de outras fontes de luz no sistema (por exemplo, a primária, a secundária e o *bright spot*/jorro).

Usamos o programa de simulações para estimar um $\alpha = 1.5$ para o disco de acréscimo de YZ LMi a partir do tempo de declínio da erupção, assumindo que essas sejam causadas pelo MTIM. Usamos dados do GAIA para refinar a distância até YZ LMi e para recalcular a distribuição radial da temperatura de brilho em seu disco de acréscimo, estimando a taxa de acréscimo para o disco quiescente no cenário MTIM. O achatamento da distribuição de temperaturas nas regiões externas do disco sugere que dissipação por maré e da energia cinética do jorro em sua colisão com o disco são efeitos importantes e que precisam ser considerados nesse objeto.

O desenvolvimento do programa de simulações dessa tese elimina uma lacuna de décadas e finalmente permite que o modelo MTIM seja testado pela comparação a um amplo leque de observações de novas-anãs, com o mesmo nível de detalhamento desfrutado pelo DIM. Existe um bom número de novas-anãs cujas erupções não são consistentes com o DIM e para as quais existe detalhado conjunto de observações que permite testar a validade do MTIM. Há uma longa colheita pela frente. Citamos aqui apenas os exemplos mais imediatos (OY Car, V2051 Oph e V4140 Sgr).

Por fim, vale a pena mencionar a bagagem adquirida durante a minha formação. Venho de um mestrado onde realizei coleta e análise de dados observacionais (YZ LMi e OY Car), e durante o doutorado realizei estudos teóricos com desenvolvimento de

simulações que possibilitaram expandir a minha linha de atuação. Ressalto ainda que durante o doutorado continuei a participar de observações astronômicas, por exemplo, as observações de V2051 Oph com o telescópio SOAR utilizando o novo instrumento TripleSpec. Portanto, finalizo a minha jornada de 10.5 anos na UFSC, sendo 9.5 anos com o grupo de astrofísica, com mais esse trabalho realizado.

REFERÊNCIAS

ALLER, L. H. **Spectroscopy of Astrophysical Plasmas**. 1st. Cambridge: Cambridge University Press, 1987.

ANDERSON, N. Models of U Geminorum and Z Chamaeleontis based on disk radius variations. **ApJ**, v. 325, p. 266, 1988.

ANDERSON, S. F. *et al.* Two More Candidate AM Canum Venaticorum (AM CVn) Binaries from the Sloan Digital Sky Survey. **AJ**, v. 135, p. 2108, 2008.

ANDERSON, S. F. *et al.* Ultracompact AM Canum Venaticorum Binaries from the Sloan Digital Sky Survey: Three Candidates Plus the First Confirmed Eclipsing System. **AJ**, v. 130, p. 2230, 2005.

ASPLUND, M.; GREVESSE, N.; SAUVAL, A. J.; ALLENDE PRIETO, C.; KISELMAN, D. Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance. **A&A**, v. 417, p. 751, 2004.

ASPLUND, M.; NORDLUND, Å.; TRAMPEDACH, R.; STEIN, R. F. Line formation in solar granulation. II. The photospheric Fe abundance. **A&A**, v. 359, p. 743, 2000.

BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks - I. Linear analysis. **AJ**, v. 376, p. 214, 1991.

BAPTISTA, R. Accretion disk evolution in dwarf novae through outbursts: Disk instability and mass-transfer instability cases. **MmSAI**, v. 83, p. 530, 2012.

BAPTISTA, R. Eclipse Mapping: Astrotomography of Accretion Discs. *In*: ASTRONOMY at High Angular Resolution. Berlim: Springer International Publishing, 2016. v. 439, p. 155.

BAPTISTA, R.; BORGES, B. W.; OLIVEIRA, A. S. SOAR observations of the high-viscosity accretion disc of the dwarf nova V4140 Sagittarii in quiescence and in outburst. **MNRAS**, v. 463, p. 3799, 2016.

BAPTISTA, R.; BORTOLETTO, A. Eclipse Mapping of the Flickering Sources in the Dwarf Nova V2051 Ophiuchi. **AJ**, v. 128, p. 411, 2004.

- BAPTISTA, R.; CATALÁN, M. S. Changes in the structure of the accretion disc of EX Draconis through the outburst cycle. **MNRAS**, v. 324, p. 599, 2001.
- BAPTISTA, R.; CATALÁN, M. S.; COSTA, L. Eclipse studies of the dwarf nova EX Draconis. **MNRAS**, v. 316, p. 529, 2000.
- BAPTISTA, R.; CATALAN, M. S.; HORNE, K.; ZILLI, D. HST and ground-based eclipse observations of V2051 Ophiuchi: binary parameters. **MNRAS**, v. 300, p. 233, 1998a.
- BAPTISTA, R.; HORNE, K.; WADE, R. A.; HUBENY, K. S.; RUTTEN, R. G. M. HST spatially resolved spectra of the accretion disc and gas stream of the nova-like variable UX Ursae Majoris. **MNRAS**, v. 298, p. 1079, 1998b.
- BAPTISTA, R.; JABLONSKI, F. J.; STEINER, J. E. Photometry of the eclipsing cataclysmic variable NSV 12615. **MNRAS**, v. 241, p. 631, 1989.
- BAPTISTA, R.; SANTOS, R. F.; FAÚNDEZ-ABANZ, M.; BORTOLETTO, A. A Study of the Evolution of the Accretion Disk of V2051 Ophiuchi through Two Outburst Cycles. **AJ**, v. 134, p. 867, 2007.
- BAPTISTA, R.; SCHLINDWEIN, W. Challenging the disk instability model: I - The case of YZ LMi. **AJ**, Submetido, 2021.
- BAPTISTA, R.; STEINER, J. E.; CIESLINSKI, D. Multicolor eclipse studies of UU Aquarii. 1: Observations and system parameters. **ApJ**, v. 433, p. 332, 1994.
- BARLOW, M. J. *et al.* The 1979 outburst of U Scorpii. **MNRAS**, v. 195, p. 61, 1981.
- BATES, D. R. Absorption of radiation by an atmosphere of H, H⁺ and H₂⁺ -semi-classical treatment. **MNRAS**, v. 112, p. 40, 1952.
- BATH, G. T. Dynamical instabilities and mass exchange in binary systems. **MNRAS**, v. 171, p. 311, 1975.
- BATH, G. T. Periodicities and Disks in Dwarf Novae. **Nature Phys. Sci.**, v. 246, p. 84, 1973.
- BATH, G. T. Time-dependent studies of dynamical instabilities in semidetached binary systems. **ApJ**, v. 173, p. 121, 1972.

- BATH, G. T.; CLARKE, C. J.; MANTLE, V. J. The light-curve properties of mass-transfer events in cataclysmic variables. **MNRAS**, v. 221, p. 269, 1986.
- BATH, G. T.; EDWARDS, A. C.; MANTLE, V. J. The evolution of viscous discs - IV. Stream penetration effects. **MNRAS**, v. 205, p. 171, 1983.
- BATH, G. T.; PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs - I. Mass transfer variations. **MNRAS**, v. 194, p. 967, 1981.
- BELL, K. L.; BERRINGTON, K. A. Free-free absorption coefficient of the negative hydrogen ion. **Journal of Physics B Atomic Molecular Physics**, v. 20, p. 801, 1987.
- BESSELL, M. S. UBVRI passbands. **PASP**, v. 102, p. 1181, 1990.
- BIEMONT, E.; GREVESSE, N.; FAIRES, L. M.; MARSDEN, G.; LAWLER, J. E.; WHALING, W. Lifetimes and transition probabilities in V II and the solar abundance of vanadium. **A&A**, v. 209, p. 391, 1989.
- BILDSTEN, Lars; TOWNSLEY, Dean M.; DELOYE, Christopher J.; NELEMANS, Gijs. The Thermal State of the Accreting White Dwarf in AM Canum Venaticorum Binaries. **ApJ**, v. 640, p. 466, 2006.
- BILLINGTON, Ian; MARSH, T. R.; DHILLON, V. S. The eclipsing dwarf nova HS 1804+6753. **MNRAS**, v. 278, p. 673, 1996.
- BISIKALO, D. V. Numerical Modeling of Mass Transfer in Close Binaries. **Ap&SS**, v. 296, p. 391, 2005.
- BISIKALO, D. V.; BOYARCHUK, A. A.; CHECHETKIN, V. M.; KUZNETSOV, O. A.; MOLTENI, D. Three-dimensional numerical simulation of gaseous flow structure in semidetached binaries. **MNRAS**, v. 300, p. 39, 1998a.
- BISIKALO, D. V.; BOYARCHUK, A. A.; KUZNETSOV, O. A.; CHECHETKIN, V. M. The influence of parameters on the flow structure in semidetached binary systems: 3-D numerical modeling. **Astron. Rep.**, v. 42, p. 621, 1998b.
- BISIKALO, D. V.; ZHILKIN, A. G.; ISAKOVA, P. B.; KURBATOV, E. P. MHD simulation of accretion processes in magnetic cataclysmic variable EX Hya. **Advances in Space Research**, v. 66, p. 1057, 2020.

BORD, D. J.; COWLEY, C. R.; MIRIJANIAN, D. A Re-Evaluation of the Abundance of Lutetium in the Sun. **Solar Phy.**, v. 178, p. 221, 1998.

BORD, Donald J.; COWLEY, Charles R. On the Abundance of Holmium in the sun. **Solar Phy.**, v. 211, p. 3, 2002.

BORGES, B. W.; BAPTISTA, R. V4140 Sgr: A short period dwarf nova with a peculiar behavior. **A&A**, v. 437, p. 235, 2005.

BUAT-MÉNARD, V.; HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J. -P. The nature of dwarf nova outbursts. **A&A**, v. 366, p. 612, 2001.

CAMPBELL, W. W. Observations of Nova (7787 Q) Cygni [1876]. **AJ**, v. 15, p. 100, 1895.

CANNIZZO, J. K. The Accretion Disk Limit Cycle Model: Toward an Understanding of the Long-Term Behavior of SS Cygni. **ApJ**, v. 419, p. 318, 1993.

CHENG, F. H.; HORNE, Keith; MARSH, T. R.; HUBENY, Ivan; SION, E. M. Temporal Variations of the White Dwarf and Disk in OY Carinae Following the 1992 Superoutburst. **ApJ**, v. 542, p. 1064, 2000.

COLEMAN, M. S. B.; KOTKO, I.; BLAES, O.; LASOTA, J.-P.; HIROSE, S. Dwarf nova outbursts with magnetorotational turbulence. **MNRAS**, v. 462, p. 3710, 2016.

COOK, M. C.; BRUNT, C. C. V2051 Oph: a white dwarf eclipsing cataclysmic variable. **MNRAS**, v. 205, p. 465, 1983.

COPPERWHEAT, C. M. *et al.* SDSS J0926+3624: The shortest period eclipsing binary star. **MNRAS**, v. 410, p. 1113, 2011.

COX, A. N.; TABOR, J. E. Radiative opacity tables for 40 stellar mixtures. **ApJS**, v. 31, p. 271, 1976.

DELOYE, Christopher J.; TAAM, Ronald E.; WINISDOERFFER, Christophe; CHABRIER, Gilles. The thermal evolution of the donors in AM Canum Venaticorum binaries. **MNRAS**, v. 381, p. 525, 2007.

DGANI, R.; LIVIO, M.; SOKER, N. On the stream-accretion disk interaction - Response to increased mass transfer rate. **ApJ**, v. 336, p. 350, 1989.

DUERBECK, H. W. V745 Sco - a new member of the elusive group of recurrent novae. **The Messenger**, v. 58, p. 34, 1989.

FAULKNER, J.; LIN, D. N. C.; PAPALOIZOU, J. On the evolution of accretion disc flow in cataclysmic variables. I - The prospect of a limit cycle in dwarf nova systems. **MNRAS**, v. 205, p. 359, 1983.

FIEDLER, H.; BARWIG, H.; MANTEL, K. H. HS 1804+6753: a new eclipsing CV above the period gap. **A&A**, v. 327, p. 173, 1997.

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion Power in Astrophysics**. 3rd. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

GAIA COLLABORATION; BROWN, A. G. A.; VALLENARI; AL., et. Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties. **A&A**, v. 649, a1, 2021.

GAIA COLLABORATION; PRUSTI, T.; DE BRUIJNE; AL., et. The Gaia mission. **A&A**, v. 595, a1, 2016.

GÄNSICKE, B. T.; BEUERMANN, K.; MARTINO, D. de. The white dwarf in AM Herculis. **A&A**, v. 303, p. 127, 1995.

GAUNT, J. A. Continuous Absorption. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A**, v. 229, p. 163, 1930.

GODON, Patrick; SHARA, Michael M.; SION, Edward M.; ZUREK, David. HST/COS Far-ultraviolet Spectroscopic Analysis of U Geminorum Following a Wide Outburst. **ApJ**, v. 850, p. 146, 2017.

GOLDBERG, Leo; MULLER, Edith A.; ALLER, Lawrence H. The Abundances of the Elements in the Solar Atmosphere. **ApJS**, v. 5, p. 1, 1960.

GRAY, D. **The Observation and Analysis of Stellar Photospheres**. 3rd. Cambridge: Cambridge University Press, 2005.

GREVESSE, N.; SAUVAL, A. J. Standard Solar Composition. **Space Sci. Rev.**, v. 85, p. 161, 1998.

HAEFNER, R.; SCHOEMBS, R.; VOGT, N. The outbursts of the dwarf nova VW Hydri - A comparative study of short and long eruptions. **A&A**, v. 77, p. 7, 1979.

HAMEURY, J.-M. A review of the disc instability model for dwarf novae, soft X-ray transients and related objects. **Advances in Space Research**, v. 66, p. 1004, 2020.

HAMEURY, J.-M.; KNIGGE, C.; LASOTA, J. -P.; HAMBSCH, F. -J.; JAMES, R. Modelling hystereses observed during dwarf nova outbursts. **A&A**, v. 636, a1, 2020.

HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P. Anomalous Z Cam stars: A response to mass-transfer outbursts. **A&A**, v. 569, p. 48, 2014.

HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P. Dwarf nova outbursts in intermediate polars. **A&A**, v. 602, a102, 2017a.

HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P. The disappearance and reformation of the accretion disc during a low state of FO Aquarii. **A&A**, v. 606, a7, 2017b.

HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P. Tidal torques, disc radius variations, and instabilities in dwarf novae and soft X-ray transients. **A&A**, v. 443, p. 283, 2005.

HAMEURY, J.-M.; MENO, K.; DUBUS, G.; LASOTA, J.-P.; HURE, J.-M. Accretion disc outbursts: a new version of an old model. **MNRAS**, v. 298, p. 1048, 1998.

HANSEN, Carl J.; KAWALER, Steven D.; TRIMBLE, Virginia. **Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution**. 2nd. Berlin: Springer-Verlag, 2004.

HAWLEY, J. F.; BALBUS, S. A. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks - II. Nonlinear evolution. **AJ**, v. 376, p. 223, 1991.

HELLIER, C.; MASON, K. O.; CROPPER, M. Spectroscopy of the intermediate polar FO Aquarii. **MNRAS**, v. 242, p. 250, 1990.

HELLIER, Coel. **Cataclysmic Variable Stars: How and Why they Vary**. 1st. Berlin: Springer-Praxis, 2001.

- HESSMAN, Frederic V. On the Occurrence of Stream Overflow in Cataclysmic Variables with Accretion Disks. **ApJ**, v. 510, p. 867, 1999.
- HIND, J. R. On a new variable star. **MNRAS**, v. 16, p. 56, 1856.
- HORNE, K. Images of accretion discs. I - The eclipse mapping method. **MNRAS**, v. 213, p. 129, 1985.
- HORNE, K.; COOK, M. C. UVB images of the Z Cha accretion disc in outburst. **MNRAS**, v. 214, p. 307, 1985.
- HOSHI, R. Accretion Model for Outbursts of Dwarf Nova. **Progress of Theoretical Physics**, v. 61, p. 1307, 1979.
- IBEN JR., I.; TUTUKOV, A. V. Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses). **ApJS**, v. 54, p. 335, 1984.
- ICHIKAWA, S.; OSAKI, Y. Time evolution of the accretion disk radius in a dwarf nova. **PASJ**, v. 44, p. 15, 1992.
- JABLONSKI, F. J.; STEINER, J. E. NSV 12615: an Eclipsing Cataclysmic Variable with Ultrashort Period. **ApJ**, v. 313, p. 376, 1987.
- JOHN, T. L. The free-free absorption coefficients of the negative ion of molecular hydrogen in the far-IR. spectrum. **MNRAS**, v. 269, p. 865, 1994.
- KATO, T.; HAMBSCH, F.-J.; COOK, L. M. Detection of the supercycle in V4140 Sagittarii: First eclipsing ER Ursae Majoris-like object. **PASJ**, v. 70, p. I3, 2018.
- KATO, T.; KANATSU, K.; TAKAMIZAWA, K.; TAKAO, A.; STUBBINGS, R. Possible Nova in Puppis. **IAU Circ.**, v. 7552, p. 1, 2000.
- KEPLER, S. O.; SARAIVA, M. F. O. **Astronomia & Astrofísica**. 3^a. São Paulo: Livraria da Física, 2013.
- KING, A. R.; CANNIZZO, J. K. Low States in Cataclysmic Variables. **ApJ**, v. 499, p. 348, 1998.

- KIYOTA, S.; KATO, T. Detection of Superhumps in V2051 Oph. **Information Bulletin on Variable Stars**, v. 4644, p. 1, 1998.
- KOPAL, Z. **Close binary systems**. 1st. Londres: Chapman & Hall, 1959.
- KOTKO, I.; LASOTA, J.-P. The viscosity parameter α and the properties of accretion disc outbursts in close binaries. **A&A**, v. 545, a115, 2012.
- KOTKO, I.; LASOTA, J.-P.; DUBUS, G.; HAMEURY, J.-M. Models of AM Canum Venaticorum star outbursts. **A&A**, v. 544, a13, 2012.
- KRAMERS, H. A. XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. **The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science**, v. 46, p. 836, 1923.
- LASOTA, J.-P. The Disc Instability Model of Dwarf Novae and Low-Mass X-ray Binaries. **New Astronomy Reviews**, v. 47, p. 449, 2001.
- LAWLER, J. E.; BONVALLET, G.; SNEDEN, Christopher. Experimental Radiative Lifetimes, Branching Fractions, and Oscillator Strengths for La II and a New Determination of the Solar Lanthanum Abundance. **ApJ**, v. 556, p. 452, 2001a.
- LAWLER, J. E.; WICKLIFFE, M. E.; COWLEY, C. R.; SNEDEN, C. Atomic Transition Probabilities in Tb II with Applications to Solar and Stellar Spectra. **ApJS**, v. 137, p. 341, 2001b.
- LAWLER, J. E.; WICKLIFFE, M. E.; DEN HARTOG, E. A.; SNEDEN, C. Improved Laboratory Transition Parameters for Eu II and Application to the Solar Europium Elemental and Isotopic Composition. **ApJ**, v. 563, p. 1075, 2001c.
- LIVIO, M.; PRINGLE, J. E. Star spots and the period gap in cataclysmic variables. **AJ**, v. 427, p. 956, 1994.
- LIVIO, M.; VERBUNT, F. The response of the accretion disc radius to a temporary enhancement of mass transfer. **MNRAS**, v. 232, 1p, 1988.
- LUBOW, S. H.; SHU, F. H. Gas dynamics of semidetached binaries. **ApJ**, v. 198, p. 383, 1975.

LUBOW, S. H.; SHU, F. H. Gas dynamics of semidetached binaries. II. The vertical structure of the stream. **ApJ**, v. 207, p. 153, 1976.

LYNDEN-BELL, D.; PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. **MNRAS**, v. 168, p. 603, 1974.

MAGEE, N. H. *et al.* Atomic Structure Calculations and New LOS Alamos Astrophysical Opacities. *In*: ADELMAN, Saul J.; WIESE, W. L. (Ed.). **Astrophysical Applications of Powerful New Databases**. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 1995. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series), p. 51.

MAKITA, M.; MIYAWAKI, K.; MATSUDA, T. Two- and three-dimensional numerical simulations of accretion discs in a close binary system. **MNRAS**, v. 316, p. 906, 2000.

MANTLE, V. J.; BATH, G. T. Theoretical decay rates of cataclysmic variable eruptions. **MNRAS**, v. 202, p. 151, 1983.

MARSH, T. R.; HORNE, K.; SCHLEGEL, E. M.; HONEYCUTT, R. K.; KAITCHUCK, R. H. Doppler imaging of the dwarf nova U Geminorum. **ApJ**, v. 364, p. 637, 1990.

MENZEL, D. H.; PEKERIS, C. L. Absorption coefficients and hydrogen line intensities. **MNRAS**, v. 96, p. 77, 1935.

MEYER, F.; MEYER-HOFMEISTER, E. A model for the standstill of the Z Camelopardalis variables. **A&A**, v. 121, p. 29, 1983.

MEYER, F.; MEYER-HOFMEISTER, E. On the elusive cause of cataclysmic variable outbursts. **A&A**, v. 104, p. 110, 1981.

MINESHIGE, S.; OSAKI, Y. Disk-instability model for outbursts of dwarf novae. II Full-disk calculations. **PASJ**, v. 37, p. 1, 1985.

NELEMANS, G.; YUNGELSON, L. R.; PORTEGIES ZWART, S. F. Short-period AM CVn systems as optical, X-ray and gravitational-wave sources. **MNRAS**, v. 349, p. 181, 2004.

O'DONOGHUE, D. The radius of the accretion disc in Z Cha between outbursts. **MNRAS**, v. 220, 23p, 1986.

OSAKI, Y. An Accretion Model for the Outbursts of U Geminorum Stars. **PASJ**, v. 26, p. 429, 1974.

OSAKI, Y. Dwarf-Nova Outbursts. **PASP**, v. 108, p. 39, 1996.

OSAKI, Y. Irradiation-induced mass-overflow instability as a possible cause of superoutbursts in SU UMa stars. **A&A**, v. 144, p. 369, 1985.

OSAKI, Y.; HIROSE, Masahito; ICHIKAWA, Susumu. Tidal Effects on Accretion Disks in Close Binary Systems. **Advanced Series in Astrophysics and Cosmology**, v. 9, p. 272, 1993.

PACZYŃSKI, B. Gravitational Waves and the Evolution of Close Binaries. **Acta Astron.**, v. 17, p. 287, 1967.

PACZYŃSKI, B. Cataclysmic Variables among Binary Stars I. U Geminorum Stars. **Acta Astronomica**, v. 15, p. 89, 1965.

PAPALOIZOU, J.; PRINGLE, J. E. Tidal torques on accretion discs in close binary systems. **MNRAS**, v. 181, p. 441, 1977.

PICKERING, E. C. A probable new star, RS Ophuichi. **ApJ**, v. 22, p. 90, 1905.

PRINGLE, J. E. Accretion discs in astrophysics. **ARA&A**, v. 19, p. 137, 1981.

PRINGLE, J. E. Soft X-ray emission from dwarf novae. **MNRAS**, v. 178, p. 195, 1977.

RAU, A.; ROELOFS, G. H. A.; GROOT, P. J.; MARSH, T. R.; NELEMANS, G.; STEEGHS, D.; SALVATO, M.; KASLIWAL, M. M. A Census of AM CVn Stars: Three New Candidates and One Confirmed 48.3-Minute Binary. **ApJ**, v. 708, p. 456, 2010.

ROCHE, E. Essai sur la constitution et l'origine du système solaire. **Mémoires de la Section des Sciences**, p. 235, 1873.

ROELOFS, G. H. A.; GROOT, P. J.; MARSH, T. R.; STEEGHS, D.; BARROS, S. C. C.; NELEMANS, G. SDSS J124058.03-015919.2: a new AM CVn star with a 37-min orbital period. **MNRAS**, v. 361, p. 487, 2005.

- ROELOFS, G. H. A.; GROOT, P. J.; STEEGHS, D.; RAU, A.; GROOT, E. de; MARSH, T. R.; NELEMANS, G.; LIEBERT, J.; WOUDT, P. SDSSJ080449.49+161624.8: a peculiar AM CVn star from a colour-selected sample of candidates. **MNRAS**, v. 394, p. 367, 2009.
- ROELOFS, G. H. A.; NELEMANS, G.; GROOT, P. J. The population of AM CVn stars from the Sloan Digital Sky Survey. **MNRAS**, v. 382, p. 685, 2007.
- RUTTEN, R. G. M.; DHILLON, V. S.; HORNE, K.; KUULKERS, E. Spectral eclipse mapping of the accretion disk in the nova-like variable UX Ursae Majoris. **A&A**, v. 283, p. 441, 1994.
- RUTTEN, R. G. M.; KUULKERS, E.; VOGT, N.; PARADIJS, J. van. OY Carinae revisited - Development of the accretion disk during a normal outburst. **A&A**, v. 265, p. 159, 1992.
- SAITO, R. K.; BAPTISTA, R. Spectral mapping of V348 Puppis: Spiral arms in the period gap. **MNRAS**, v. 457, p. 198, 2016.
- SAITO, R. K.; BAPTISTA, R.; HORNE, K. HST/FOS time-resolved spectral mapping of IP Pegasi at the end of an outburst. **A&A**, v. 433, p. 1085, 2005.
- SANDULEAK, N. A New Spectrum Variable Star in Ophiuchus. **Information Bulletin on Variable Stars**, p. 663, 1972.
- SCHLINDWEIN, W. **Mapeando o disco de acréscimo em Variáveis Cataclísmicas: SDSS J0926+3624 e OY Carinae**. 1st. Florianópolis: Programa de Pós-Graduação em Física - UFSC, 2017.
- SCHLINDWEIN, W.; BAPTISTA, R. Mapping the accretion disc of the short period eclipsing binary SDSS J0926+3624. **MNRAS**, v. 478, p. 3841, 2018.
- SCHREIBER, M. R.; HAMEURY, J. -M.; LASOTA, J. -P. Predictions of the disc instability model. *In*: HAMEURY, J. -M.; LASOTA, J. -P. (Ed.). **The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects**. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series), p. 207.
- SCHWARZENBERG-CZERNY, A. Radiation from the discs in cataclysmic variables : the chromosphere. **Acta Astr.**, v. 31, p. 241, 1981.

SCHWASSMANN, A.; WACHMANN, A. Nova 100.1927 Tauri. **Astronomische Nachrichten**, v. 232, p. 273, 1928.

SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. **A&A**, v. 24, p. 337, 1973.

SION, E. M. White Dwarfs in Cataclysmic Variables. **PASP**, v. 111, p. 532, 1999.

SMAK, J. 18-min. Light-Variations of HZ 29. **Information Bulletin on Variable Stars**, v. 182, p. 1, 1967.

SMAK, J. Accretion in cataclysmic binaries. IV - Accretion disks in dwarf novae. **Acta Astr.**, v. 34, p. 161, 1984b.

SMAK, J. Are Disks in Dwarf Novae during their Superoutbursts Really Eccentric? **Acta Astronomica**, v. 59, p. 89, 2009.

SMAK, J. Eruptive binaries. XI - Disk-radius variations in U GEM. **Acta Astr.**, v. 34, p. 93, 1984a.

SMAK, J. On the Structure of the Outer Parts of Accretion Disks in Close Binary Systems. **Acta Astr.**, v. 52, p. 263, 2002.

SMAK, J. Outbursts of Dwarf Novae. **PASP**, v. 96, p. 5, 1984.

SMAK, J. Unsolved problems of dwarf nova outbursts. **New Astronomy Reviews**, v. 44, p. 171, 2000.

SMITH, D. A.; DHILLON, V. S. The secondary stars in cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries. **MNRAS**, v. 301, p. 767, 1998.

STROEER, A.; VECCHIO, A. The LISA verification binaries. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, s809, 2006.

SZYPRYT, P. *et al.* Direct detection of SDSS J0926+3624 orbital expansion with ARCONS. **MNRAS**, v. 439, p. 2765, 2014.

TAPIA, S. Discovery of a magnetic compact star in the AM Herculis/3U 1809+50 system. **ApJ**, v. 212, p. 1125, 1977.

- TRAVIS, Larry D.; MATSUSHIMA, Satoshi. Radiative Opacity in Stellar Atmospheres. I. Metal Absorption Coefficients. **ApJ**, v. 154, p. 689, 1968.
- TUTUKOV, A. V.; YUNGELSON, L. R. Evolutionary Scenario for Close Binary Systems of Low and Moderate Masses. **Nauchnye Informatsii**, v. 49, p. 3, 1981.
- TYLENDÁ, R. Radiation from Optically Thin Accretion Discs. **Acta Astron.**, v. 31, p. 127, 1981.
- UENO, S. **Continuous absorption coefficients of the model stellar atmosphere Variable Stars**. Kyoto: Contributions from the Institute of Astrophysics, Kyoto University, no. 43., 1954.
- VERBUNT, F. Accretion disks in stellar X-Rays sources - A review of the basic theory of accretion disks and its problems. **Space Science Reviews**, v. 32, p. 379, 1982.
- VIALLET, M.; HAMEURY, J.-M. Hydrodynamic simulations of irradiated secondaries in dwarf novae. **A&A**, v. 475, p. 597, 2007.
- VIALLET, M.; HAMEURY, J.-M. Mass transfer variation in the outburst model of dwarf novae and soft X-ray transients. **A&A**, v. 489, p. 699, 2008.
- VRIELMANN, S.; OFFUTT, W. The disc evolution of V2051 Oph on decline from superoutburst. **MNRAS**, v. 338, p. 165, 2003.
- WARNER, B. **Cataclysmic Variable Stars**. 1st. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- WARNER, B. **High speed astronomical photometry**. 1st. Cambridge: Cambridge University Press, 1988.
- WARNER, B.; CROPPER, M. High speed photometry of the dwarf nova V2051 Ophiuchi. **MNRAS**, v. 203, p. 909, 1983.
- WEBBINK, R. F. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae. **ApJ**, v. 277, p. 355, 1984.
- WISHART, A. W. The bound-free photo-detachment cross-section of H-. **MNRAS**, v. 187, 59p, 1979.

WOOD, Janet H. Can the quiescent accretion discs in the dwarf novae OY CAR and Z Chabe in a steady state ? **MNRAS**, v. 243, p. 219, 1990.