

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Astronomia

Larissa Takeda

**Modelos de fotoionização de novas: o uso de  
imagens e cubos de dados em simulações  
tridimensionais**

São Paulo

2019



Larissa Takeda

# **Modelos de fotoionização de novas: o uso de imagens e cubos de dados em simulações tridimensionais**

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências. Versão Corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. Marcos P. Diaz

São Paulo

2019



*Aos amantes da ciência!*



# Agradecimentos

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer a minha família, principalmente aos meus queridos avós, mãe e irmã, que me apoiaram muito durante todo o meu trabalho!

Gostaria de agradecer muito ao Hugo Sália dos Santos, que sempre me incentivou a continuar minha pesquisa e a divulgar a ciência.

Agradeço em especial ao meu orientador prof. Marcos Diaz e ao seu grupo de pesquisa: já são 8 anos trabalhando com novas juntas!

Agradeço todo o suporte oferecido pelo IAG, da secretaria, da informática (obrigada, Marco e Luis por me salvarem tantas vezes!), da segurança, da manutenção, dos professores e dos meus colegas.

Agradeço aos meus colegas de sala, em especial ao Jullian e ao Marcelo, que me fizeram companhia e sempre me ajudaram a programar. E aos que vieram depois, que alegraram a sala com suas histórias.

Um enorme agradecimento à FAPESP pelo apoio financeiro, sob o projeto nº 2014/10326-3.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.



# Resumo

Este trabalho apresenta um aprimoramento nos modelos de fotoionização de envoltórios de novas a partir de tratamentos tridimensionais. Nós utilizamos mapeamentos detalhados da distribuição do gás circumbinário por meio de técnicas de imageamento com óptica adaptativa e espectroscopia espacialmente resolvida (cubos de dados). Tais dados são utilizados em uma versão atualizada do código RAINY3D que permite a caracterização assimétrica da fonte ionizante e do envoltório. São apresentados 3 casos que ilustram as capacidades e vantagens desse tipo de tratamento. No caso da nova RS Oph, obtivemos e reduzimos dados de espectroscopia espacialmente resolvida no óptico do Gemini-GMOS(IFU), com os quais foi possível realizar comparações entre a emissão da fonte central e do envoltório. Diagnósticos de linhas e de perda de massa também foram realizados para esse objeto. Para a nova V723 Cas, utilizamos dados de espectroscopia de campo integral do Keck-OSIRIS com óptica adaptativa no infra-vermelho. A qualidade de imagem, próxima ao limite de difração, permitiu uma extensa análise do envoltório e da fonte central. Nesse caso, um mapeamento 3D da distribuição de gás foi utilizado nos modelos de fotoionização, assim como a anisotropia do campo de radiação ionizante indicado pelas observações. Os resultados apontam para uma fonte central composta ao menos parcialmente por um disco de acreção reestabelecido e para valores de abundâncias da Al, Ca e Si revisados. Foram feitos modelos de diferentes graus de complexidade, partindo dos tradicionais modelos unidimensionais, ainda muito utilizados, para os modelos detalhados com geometrias complexas. Esse estudo endossa a necessidade de um tratamento detalhado e personalizado, que permite o ajuste simultâneo de fluxos de linhas, razões de fluxos de linhas e estruturas das imagens nas linhas. Por fim, apresentamos o estudo da nova V382 Vel, a partir de imageamentos com óptica adaptativa realizados com o SOAR-SAMI, nos filtros de linha

de  $H\alpha$  e  $[O III] 5007\text{\AA}$ . O uso do módulo de óptica adaptativa permitiu a obtenção da melhor resolução espacial das imagens de uma nova de neônio até então. Assim foi possível medir seu diâmetro angular e, com a distância estipulada pelo projeto Gaia, estimar sua velocidade de expansão média. Novamente foi feito o mapeamento da distribuição de gás para ser utilizado nas simulações RAINY3D. No entanto, devido à ausência do eixo espectral, mostramos uma alternativa de deprojeção por meio da transformada inversa de Abel, transformada de Fourier 2D e distribuições randômicas de distância das condensações na linha de visada. Os modelos indicam que a fotoionização na época das observações SOAR-SAMI é mantida pelo disco de acreção. Assim como no caso V723 Cas, conseguimos ajustar os fluxos de linhas, as razões de fluxos de linhas e as estruturas observadas, obtendo valores revisados de abundância de O e de limite superior da massa de hidrogênio e da massa total ejetada no envoltório.

# Abstract

This work presents an improvement in photoionization models of nova shells through a three-dimensional treatment. We used detailed circumbinary gas distributions from adaptive optics fed imaging and spatially resolved spectroscopy data (data cubes). The data was used in a updated version of RAINY3D that enables the characterization of asymmetric ionizing source and shell. We present 3 cases in order to illustrate the capacities and advantages of this treatment. In the case of RS Oph, we obtained and reduced spatially resolved optical spectroscopic data from Gemini-GMOS(IFU), based on which we could compare the central source and shell emission features. We also calculated line diagnostics and mass loss for this object. For V723 Cas, we obtained infrared integral field spectroscopy from Keck-OSIRIS with adaptive optics. The image quality, near the diffraction limit, enabled an extensive analysis of the shell and central source. In this case, the 3D gas distribution map and the anisotropy of the ionizing radiation field, as suggested by the observations, were introduced in the RAINY3D photoionization models. The results point to a central source composed at least partially by a re-established accretion disk and to revised Al, Ca and Si abundances. We have performed photoionization models with different degrees of complexity, from the regular one-dimensional models, still broadly used, to detailed models with complex geometries. This study endorses the need of a detailed and custom treatment, which allows the simultaneous fit of line fluxes, line fluxes ratios and line narrow band image structures. Lastly we present the study of V382 Vel based on SOAR-SAMI imaging with adaptive optics in the narrow bands of  $H\alpha$  and  $[O\ III] 5007\text{\AA}$ . As we used an adaptive optics module, we could achieve the best spatial resolution yet published for a neon nova shell. Thus it was possible to obtain its angular diameter and to estimate the average expansion velocity with the distance from Gaia archive. We also

map the gas distribution to be used in RAINY3D simulations. As the data did not have the spectral axis, we propose an alternative deprojection method using the Abel inverse transform, 2D Fourier transform and random distance distribution for the clumps in the line of sight. The models indicate that the photoionization is powered by the accretion disk at the epoch of SOAR-SAMI observations. As in the case of V723 Cas, we were able to fit the line fluxes, line fluxes ratios and observed structures, deriving revised values for O abundance, and upper limits to H mass and total ejected shell mass.

## Lista de Figuras

1.1	Imagem do livro <i>De nova et nullius aevi memoria prius visa stella</i> , mostrando a localização da “nova” estrela (Brahe, 1573). . . . .	26
1.2	Imagem do livro <i>De Stella Nova</i> , em que a posição da suposta estrela nova é identificada com a letra “N” (Kepler, 1606). . . . .	27
1.3	Superfície representando o potencial de Roche para um sistema binário com razão de massas $q = 0,5$ . Observar o formato do potencial nos pontos de Lagrange. Figura de Marc van der Sluys. . . . .	29
1.4	Estrutura do sistema binário visto do polo da órbita, (Warner, 1995). . . .	30
1.5	Visualização esquemática da pseudo-fotosfera de uma nova rápida durante as fases da erupção (Hachisu e Kato, 2014). . . . .	31
1.6	Curvas de luz pós erupção de novas de diferentes classes (Strope et al., 2010). . . . .	32
1.7	Diagrama das fases da evolução espectral de novas tipo “Fe II” e “He/N” (Williams, 1992). . . . .	33
1.8	Evolução espectral no óptico da nova Cen 1991, partindo de um espectro de linhas permitidas caracterizado pelas linhas de Fe II, e terminando como um espectro de linhas de transições proibidas (Williams et al., 1994). . . . .	34
1.9	Diâmetro angular de um envoltório de nova (em segundos de arco) em função da distância (em kpc) para uma nova com velocidade de ejeção de 1000 km/s após 1 ano de erupção. . . . .	36

1.10	Imagem da nova V1974 Cyg (1992) no filtro estreito de [O III] 5007Å obtida pelo Hubble Space Telescope (Paresce & Jedrzejewski), imagem tratada da nova RS Oph no filtro estreito de [O III] 5007Å obtida pelo Hubble Space Telescope (Ribeiro et al., 2009), imagem de T Pyx (2011) em uma combinação de filtros estreitos no óptico obtida pelo Hubble Space Telescope (Shara, Williams & Gilmozzi) e imagem da nova V5668 Sgr obtida no contínuo em rádio pelo ALMA (Diaz et al., 2018), mostrando a variedade de geometrias e distribuições de condensações em envoltórios de novas. . . . .	38
1.11	Comparação entre um contraste de densidade de um envoltório descrita por uma lei de potência e um contraste de densidade de um envoltório com condensações gaussianas (Moraes e Diaz, 2011). . . . .	39
1.12	Compilação de valores de abundâncias de envoltório de novas feitas por diferentes autores (Hachisu e Kato, 2006). . . . .	41
2.1	As 10 primeiras ordens dos polinômios de Zernike apresentadas na forma de curvas de superfície (Lakshminarayanan e Fleck, 2011). . . . .	47
2.2	Visualização esquemática das entradas e saída de um modelo de fotoionização.	48
2.3	Interface do RAINY3D. . . . .	50
2.4	Diagrama de organização dos arquivos de entrada e saída do RAINY3D. . . . .	51
3.1	Observações feitas em $\Delta t_1 = 155$ : (a) Imagem de RS Oph do HST em [O III] 5007Å com PSF estelar subtraída. (b) Resultado da deconvolução da imagem <i>a</i> . (c) Resultado da deconvolução da imagem de RS Oph em [Ne v] 3426Å. (d) Imagem <i>b</i> em um ângulo maior, evidenciando estruturas mais distantes da fonte central. Todas as imagens possuem brilho superficial em escala logarítmica e uma barra vertical indicando a escala de cor linear correspondente ao intervalo de 0 a 50% do pico de emissão (Bode et al., 2007).	54
3.2	(a) Imagem bruta de RS Oph feita com a câmera WFPC2 HST na segunda época ( $\Delta t_2 = 449$ ). (b) Resultado da deconvolução da imagem <i>a</i> com PSF subtraída (Ribeiro et al., 2009) . . . . .	55
3.3	Imagem calibrada da nova RS Oph em 2010 no filtro estreito da linha de $H\alpha$ , a partir do cubo de dados GMOS-IFU. Imagem em escala logarítmica de fluxo. . . . .	56

3.4	Imagem calibrada da nova RS Oph em 2010 no filtro estreito das linhas sobrepostas de [O III] 5007Å e He I 5016Å, a partir do cubo de dados GMOS-IFU. Imagem em escala logarítmica de fluxo. . . . .	56
3.5	Colunas: (a) Emissão na linha de H $\alpha$ , razão entre emissão normalizada de linha e contínuo e corte no eixo norte-sul da imagem da razão entre linha e contínuo. (b) Emissão na linha de He I 6678Å razão entre emissão normalizada de linha e contínuo e corte no eixo norte-sul da imagem da razão entre linha e contínuo. (c) Emissão na linha de [O III] 5007Å razão entre emissão normalizada de linha e contínuo e corte no eixo norte-sul da imagem da razão entre linha e contínuo. . . . .	58
3.6	Distribuição da razão entre o fluxo de H $\alpha$ e H $\beta$ para cada pixel na região da fonte central (em roxo) e na região do envelope (em laranja), com os valores da média e mediana. . . . .	59
3.7	Distribuição da razão entre o fluxo de H $\gamma$ e H $\beta$ para cada pixel na região da fonte central (em roxo) e na região do envelope (em laranja), com os valores da média e mediana. . . . .	59
3.8	Evolução espectral de RS Oph, feito com dados do Stony Brook/SMARTS Nova Atlas (Walter et al., 2012) e com o espectro médio dos dados do GMOS-IFU de 2010. Os fluxos estão em $erg\ s^{-1}cm^{-2}\text{\AA}^{-1}$ e o comprimento de onda em Å. . . . .	61
3.9	Perfil de H $\alpha$ e H $\beta$ no espectro na fonte central (em lilás) e no envelope (em verde). As escalas da fluxo à esquerda correspondem às emissões da fonte central, e à direita, do envoltório e ambas estão em $erg\ s^{-1}cm^{-2}\text{\AA}^{-1}$ . . . .	62
3.10	Perfil da fonte central em um corte nas colunas com ajuste de gaussiana. Os fluxos estão em $erg\ s^{-1}cm^{-2}\text{\AA}^{-1}$ . . . . .	62
3.11	Perfil da fonte central em um corte nas linhas com ajuste de gaussiana. Os fluxos estão em $erg\ s^{-1}cm^{-2}\text{\AA}^{-1}$ . . . . .	63
4.1	Evolução espectral de V723 Cas no IR (Lyke e Campbell, 2009). O espectro de 2004 foi obtido com o espectrógrafo NIRSPEC e o restante corresponde aos espectros integrados obtidos com o espectrógrafo de campo integral OSIRIS. . . . .	66

4.2	Imagens de filtros estreitos de diferentes linhas de emissão no IR em 4 datas distintas (Lyke e Campbell, 2009). O contínuo das imagens foi subtraído e as imagens foram normalizadas. . . . .	67
4.3	Deslocamento Doppler indica a presença de um anel e uma emissão polar (Lyke e Campbell, 2009). . . . .	68
4.4	Renderização do cubo de dados em cada filtro estreito indica ionização distinta nas diferentes estruturas (Lyke e Campbell, 2009). . . . .	69
4.5	Comparação entre diferentes modelos de atmosfera (Rauch, 2003). . . . .	72
4.6	Abundâncias iônicas relativas a $H^+$ obtidas por Iijima (2006). Os valores da tabela devem ser multiplicados por $10^{-4}$ . . . . .	73
4.7	Visão esquemática da distribuição de massa da hidrogênio utilizada nos modelos de fotoionização (Takeda et al., 2018). Além do anel, da emissão polar e das condensações, foi incluída também uma componente difusa na forma de uma casca esférica, que não está representada na figura para facilitar a visualização dos demais componentes. . . . .	75
4.8	Logaritmo dos fluxos totais de linhas dos modelos RAINY3D para geometria de casca esférica e campo ionizante uniforme (Takeda et al., 2018). Os quadrados correspondem aos modelos com $M_{env} = 6,0 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , os pontos aos modelos com $M_{env} = 8,5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ e as cruzeiras aos modelos com $M_{env} = 1,2 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . As linhas tracejadas correspondem aos fluxos observados escalados para a distância de $d = 3,85 \text{ kpc}$ e $E(B-V) = 0,5$ . A área cinza corresponde ao intervalo de fluxos limitado por valores dos fluxos observados combinados com diferentes valores de distâncias e $E(B-V)$ . A primeira coluna corresponde a $\log(L) = 36,5$ , a segunda a $\log(L) = 37,0$ e a terceira a $\log(L) = 37,5$ , onde os valores de $L$ estão em $\text{erg/s}$ . Os valores de $F$ estão em $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . . . . .	77

4.9	Logaritmo dos fluxos totais de linhas dos modelos RAINY3D para distribuição de massa 3D baseada nas observações e campo ionizante uniforme (Takeda et al., 2018). As linhas tracejadas correspondem aos fluxos observados escalados para a distância de $d = 3,85 \text{ kpc}$ e $E(B-V) = 0,5$ . A área cinza corresponde ao intervalo de fluxos limitado por valores dos fluxos observados combinados com diferentes valores de distâncias e $E(B-V)$ . A luminosidade da fonte central foi fixada em $\log(L) = 36,5$ e a massa total do envoltório em $M_{env} = 6,0 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . Os fluxos estão em $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . . . . .	82
4.10	Visualização do plano polar do mapa de emissividade local das linhas $\text{Br}\gamma$ , $[\text{Al IX}]$ , $[\text{Si VI}]$ e $[\text{Ca VIII}]$ gerado pelo RAINY3D, a partir do modelo de distribuição de massa 3D baseada nas observações e fonte ionizante esférica com $T = 300.000 \text{ K}$ (Takeda et al., 2018). A emissividade está em unidades de $\text{erg/cm}^3/\text{s}$ e disposta em escala logarítmica. . . . .	84
4.11	Visualização do plano equatorial do mapa de emissividade local das linhas $\text{Br}\gamma$ , $[\text{Al IX}]$ , $[\text{Si VI}]$ e $[\text{Ca VIII}]$ gerado pelo RAINY3D, a partir do modelo de distribuição de massa 3D baseada nas observações e fonte ionizante esférica com $T = 300.000 \text{ K}$ (Takeda et al., 2018). A emissividade está em unidades de $\text{erg/cm}^3/\text{s}$ e disposta em escala logarítmica. . . . .	85
4.12	Logaritmo dos fluxos totais de linhas dos modelos RAINY3D para distribuição de massa 3D baseada nas observações e campo ionizante anisotrópico (Takeda et al., 2018). As linhas tracejadas correspondem aos fluxos observados escalados para a distância de $d = 3,85 \text{ kpc}$ e $E(B-V) = 0,5$ . A área cinza corresponde ao intervalo de fluxos limitado por valores dos fluxos observados combinados com diferentes valores de distâncias e $E(B-V)$ . Os quadrados correspondem à $\log(L) = 37,0$ , os círculos à $\log(L) = 37,5$ e os triângulos à $\log(L) = 38,0$ , sendo todos os valores de L em $\text{erg/s}$ . Os símbolos preenchidos pela cor branca representam os modelos com $M_{env} = 1,2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ e os preenchidos pela cor preta, os modelos com $M_{env} = 5,6 \times 10^{-6} M_{\odot}$ . Os fluxos estão em $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . . . . .	86

4.13	Visualização do plano polar do mapa de emissividade local das linhas $\text{Br}\gamma$ , $[\text{Al IX}]$ , $[\text{Si VI}]$ e $[\text{Ca VIII}]$ gerado pelo RAINY3D, a partir do modelo de distribuição de massa 3D baseada nas observações e disco de acreção como fonte ionizante com $T = 300.000 \text{ K}$ (Takeda et al., 2018). A emissividade está em unidades de $\text{erg}/\text{cm}^3/\text{s}$ e disposta em escala logarítmica. As regiões em branco correspondem às regiões de gás não ionizado, devido à distribuição de luminosidade do disco. . . . .	87
4.14	Resultados dos modelos RAINY3D para diferentes contribuições do disco para a luminosidade total ( $L_T = 10^{38} \text{ erg/s}$ ), na forma de logaritmo da emissividade volumétrica média ( $\text{erg}/\text{cm}^3/\text{s}$ ) das linhas $\text{Br}\gamma$ , $[\text{Al IX}]$ , $[\text{Si VI}]$ e $[\text{Ca VIII}]$ ao longo do raio nos planos polar (coluna direita) e equatorial (coluna esquerda) em função da luminosidade do disco (Takeda et al., 2018).	89
4.15	Na coluna da direita: projeções em escala logarítmica normalizada da emissividade integrada na linha de visada para $\text{Br}\gamma$ , $[\text{Si VI}]$ , $[\text{Al IX}]$ e $[\text{Ca VIII}]$ no modelo com melhor ajuste às observações (Takeda et al., 2018). Na coluna da esquerda: imagens do Keck-OSIRIS de filtro estreito para cada linha. . . . .	91
5.1	Imagens da nova V382 Vel, obtidas em março de 2015 com o SOAR-SAMI, com os filtros de $\text{H}\alpha$ , $[\text{O III}] 5007\text{\AA}$ e y-Strömgen. . . . .	97
5.2	Imagens do envelope da nova V382 Vel, nos filtros de $\text{H}\alpha$ e $[\text{O III}] 5007\text{\AA}$ após deconvolução e subtração do contínuo e da fonte central. . . . .	99
5.3	Imagem deconvoluída no filtro de $\text{H}\alpha$ e contornos da emissão da imagem de $[\text{O III}]$ . Os eixos maior e menor medidos para $\text{H}\alpha$ são mostrados. . . . .	100
5.4	Imagem da nova V382 Vel no filtro de banda estreita $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ obtida no espectrógrafo Fabry-Perot (Tomov et al., 2015). . . . .	101
5.5	Perfil radial de densidade de hidrogênio derivado a partir da transformada inversa de Abel. . . . .	102
5.6	Resultados dos modelos de fotoionização RAINY3D para V382 Vel, na forma de fluxos de linha integrados como função da temperatura da fonte central. Os círculos correspondem à luminosidade de fonte central de $10^{35} \text{ erg/s}$ , as cruces de $10^{35,5} \text{ erg/s}$ e os triângulos de $10^{36} \text{ erg/s}$ , respectivamente. As linhas tracejadas indicam os fluxos observados das linhas. . . . .	105

5.7	Projeção dos mapas de emissividade de $H\alpha$ e $[O III]$ resultantes dos modelos RAINY3D para os casos de disco paralelo à estrutura bipolar (cima) e perpendicular (baixo). O disco está alinhado horizontalmente nas figuras. . . . .	106
A.1	No topo: imagem SOAR-SAMI em $H\alpha$ da nova V4160 Sgr, de campo $3' \times 3'$ . Embaixo: sua respectiva carta celeste, de campo $6' \times 6'$ . As duas imagens possuem mesma orientação e não é possível observar a emissão do envoltório da nova. . . . .	126
A.2	No topo: imagem SOAR-SAMI em $H\alpha$ da nova V1065 Cen, de campo $3' \times 3'$ . Embaixo: sua respectiva carta celeste, de campo $6' \times 6'$ . As duas imagens possuem mesma orientação e não é possível observar a emissão do envoltório da nova. . . . .	127
A.3	Imagem SOAR-SAMI em $H\alpha$ da nova V1491 Aql, de campo $3' \times 3'$ . É possível observar o envoltório na região marcada na imagem. Além da fonte central, há outras 2 estrelas localizadas na região interna ao envelope. . . . .	128



## Lista de Tabelas

4.1	Valores de E(B-V) obtidos para a nova V723 Cas por diferentes métodos. . .	70
4.2	Valores de distância obtidos para a nova V723 Cas por diferentes autores. . .	71
4.3	Abundâncias utilizadas nos modelos da nova V723 Cas. . . . .	73
4.4	Valores de densidade máxima utilizado nas estruturas do envoltório. . . . .	74
4.5	Razões de fluxos de linhas para os modelos unidimensionais com $\log(L) = 36,5$ (Takeda et al., 2018). . . . .	79
4.6	Razões de fluxos de linhas para os modelos unidimensionais com $\log(L) = 37,0$ (Takeda et al., 2018). . . . .	80
4.7	Razões de fluxos de linhas para os modelos unidimensionais com $\log(L) = 37,5$ (Takeda et al., 2018). . . . .	81
4.8	Razões de fluxos de linhas para a segunda grade de modelos (Takeda et al., 2018). . . . .	83
4.9	Fluxos ( $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) de linhas referentes aos modelos da figura 4.13. . . . .	87
4.10	Razões de fluxos das linhas de [Si VI], [Ca VIII] e [Al IX] para o modelo 3D de melhor ajuste com os dados observados (Takeda et al., 2018). . . . .	90
5.1	Parâmetros de entrada. . . . .	104



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	25
1.1 Um pouco de etimologia . . . . .	25
1.2 As novas . . . . .	28
1.3 As fases da erupção . . . . .	31
1.4 Observações de envoltórios de novas . . . . .	35
1.5 Fotoionização em novas . . . . .	36
2. <i>Metodologia</i> . . . . .	43
2.1 Cubos de dados . . . . .	43
2.1.1 Gemini-GMOS(IFU) . . . . .	44
2.1.2 Keck-OSIRIS . . . . .	44
2.2 Imageamento com óptica adaptativa . . . . .	45
2.3 RAINY3D . . . . .	46
3. <i>RS Oph</i> . . . . .	53
3.1 A nova RS Oph . . . . .	53
3.2 Dados HST . . . . .	53
3.3 Dados GMOS-IFU . . . . .	55
3.4 Evolução Espectral . . . . .	60
4. <i>V723 Cas</i> . . . . .	65
4.1 A nova V723 Cas . . . . .	65
4.2 Cubos de dados Keck-OSIRIS . . . . .	66
4.3 Calibração de fluxos . . . . .	70

4.4	Modelo da fonte central . . . . .	71
4.5	Abundâncias . . . . .	72
4.6	Geometria e mapa 3D de densidade de hidrogênio . . . . .	72
4.7	Anisotropia no campo de radiação ionizante . . . . .	75
4.8	Os modelos de fotoionização RAINY3D . . . . .	76
4.8.1	Modelos de casca esférica . . . . .	76
4.8.2	Modelos com distribuição de massa 3D e fonte ionizante uniforme . . . . .	78
4.8.3	Modelos 3D com anisotropia do campo de radiação ionizante . . . . .	83
4.9	Discussão . . . . .	90
4.9.1	Distribuição de gás baseado em observações e anisotropia do campo ionizante . . . . .	90
4.9.2	Identificação de linhas . . . . .	92
4.9.3	Abundâncias de Si, Ca e Al . . . . .	92
4.9.4	A estrela secundária de V723 Cas . . . . .	93
4.9.5	V723 Cas como uma nova de neônio . . . . .	93
5.	V382 Vel . . . . .	95
5.1	A nova V382 Vel . . . . .	95
5.2	Dados SOAR-SAMI . . . . .	96
5.2.1	Redução dos dados . . . . .	96
5.3	Análise do envoltório . . . . .	99
5.3.1	O diâmetro angular do envoltório . . . . .	99
5.3.2	Distância por paralaxe e velocidade de expansão . . . . .	101
5.3.3	Distribuição de densidade de H . . . . .	102
5.3.4	Massa total de hidrogênio . . . . .	103
5.4	Modelos de fotoionização . . . . .	103
5.5	Discussão . . . . .	107
5.5.1	Condensações e subestruturas em envoltórios de novas . . . . .	107
5.5.2	A massa ejetada . . . . .	107
5.5.3	V382 Vel no contexto das novas de neônio . . . . .	108
6.	Conclusões . . . . .	111

<i>Referências</i> . . . . .	113
<i>Apêndice</i>	123
<i>A. Outras observações SOAR-SAMI</i> . . . . .	125
<i>B. Publicações</i> . . . . .	129

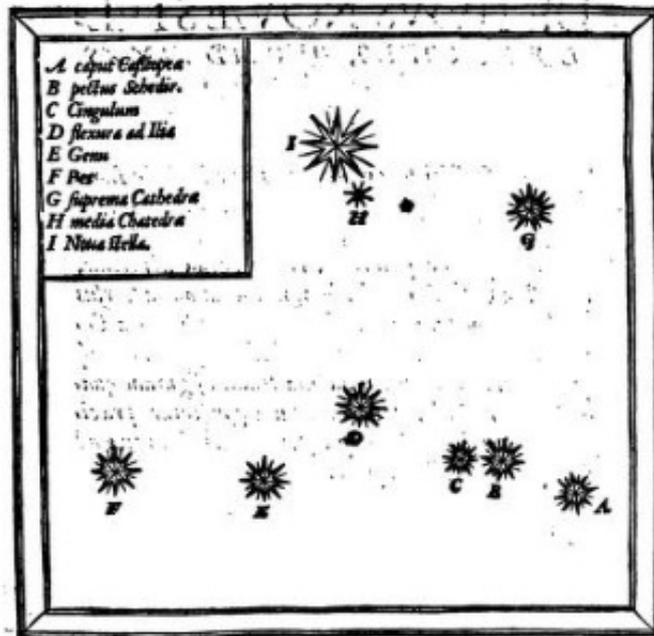


## Introdução

### 1.1 *Um pouco de etimologia*

Os relatos mais antigos do uso da palavra “nova” para se referir a objetos astronômicos remetem a uma observação feita por Hiparco em 134 a.C. (Rooney, 2013). Enquanto realizava suas observações periódicas do céu para catalogar mais de 800 estrelas e classificá-las de acordo com seus brilhos, Hiparco notou um objeto brilhante na constelação de Escorpião. Nas coordenadas desse ponto brilhante não havia registros de estrelas, de modo que ele a considerou uma “nova” estrela. Devido à escassez de informações, como duração do evento astronômico, até hoje não se sabe qual a classe do objeto que Hiparco observou. Porém, relatos chineses feitos na mesma época indicam que o objeto observado era na verdade um cometa (Sarton, 1993).

Em 1572, Tycho Brahe observou o que também considerou ser uma nova estrela no céu, na constelação de Cassiopeia (figura 1.1), relatando o evento astronômico em seu livro *De nova et nullius aevi memoria prius visa stella* (Brahe, 1573). Anos depois, em 1606, Johannes Kepler publicou o livro *De Stella Nova* (Kepler, 1606), sobre a descoberta de uma outra estrela “nova”, na constelação de Ofiúco (figura 1.2). A ideia de novas estrelas entrava em conflito direto com as crenças de que o céu era imutável e de que as estrelas eram fixas, propostas feitas por Aristóteles. Junto com as observações astrométricas realizadas por Tycho Brahe e as equações de movimento dos planetas elaboradas por Johannes Kepler, as “novas” estrelas e outras descobertas marcaram a invalidação dos modelos de sistema solar ptolomaico e do Universo aristotélico.



*Distantiam verò huius stellæ à fixis aliquibus  
in hac Cassiopeia constellatione, exquisito instrumento,  
& omnium minorum capaci, aliquoties obseruavi. In-  
ueni autem eam distare ab ea, quæ est in pectore, Schedir  
appellata B, 7. partibus & 55. minutis: à superiori  
verò*

Figura 1.1: Imagem do livro *De nova et nullius aevi memoria prius visa stella*, mostrando a localização da “nova” estrela (Brahe, 1573).



Figura 1.2: Imagem do livro *De Stella Nova*, em que a posição da suposta estrela nova é identificada com a letra “N” (Kepler, 1606).

A palavra *nova*, ou *stella nova*, começou então a ser usada para identificar aumentos repentinos de luz no céu que diminuía até não serem mais visíveis no intervalo de meses ou anos, apesar de que não havia teorias consolidadas sobre o que eram e como eram formados tais objetos. Apenas no século 20 foi proposta uma separação das “novas” em dois grupos de acordo com a magnitude. Para os objetos mais brilhantes, astrônomos propuseram o nome “supernova”, enquanto os menos brilhantes ainda eram chamados de “novas”. Hoje sabemos que as supostas estrelas novas observadas por Brahe e Kepler eram na verdade supernovas e que nem as novas nem as supernovas estão relacionadas ao nascimento de estrelas, mas sim a explosões que aumentam rapidamente suas magnitudes. No entanto, os nomes nova e supernova foram mantidos. Bode e Evans (2008) oferecem mais detalhes e informações sobre a origem do termo “nova” e o desenvolvimento das teorias sobre esse grupo de objetos.

## 1.2 As novas

As novas são estrelas binárias cerradas, compostas por uma anã branca (estrela primária) e uma estrela menos evoluída (secundária), normalmente da sequência principal ou sub-gigante, em rotação sincronizada. Durante a evolução da binária, seu momento angular diminui por emissão de ondas gravitacionais (Landau e Lifshitz, 1975) e freamento rotacional relacionado à atividade magnética (Schatzman, 1962), de modo que o lóbulo de Roche da secundária se contrai e se torna completamente preenchido por gás. Devido à geometria do potencial Roche (figura 1.3), ocorre o vazamento do gás da secundária pelo ponto interno de Lagrange ( $L_1$ ). Esse gás é atraído pela estrela primária, que possui maior massa, iniciando a transferência de matéria na forma de um disco de acreção. Uma vez no disco, o gás perde momento angular ao transformar energia cinética em térmica e/ou em energia magnética, e também ao ter sua matéria redistribuída, como por vazamento de gás para fora do disco (Frank et al., 2002). No caso de anãs brancas magnéticas, ao invés do disco, a transferência é feita total ou parcialmente por colunas de acreção, que seguem as linhas de campo magnético da estrela.

Ao receber continuamente o gás da secundária, a superfície da anã branca sofre um aumento de temperatura e pressão do gás de elétrons degenerados. Quando esse gás superficial atinge a pressão necessária para iniciar reações de fusão do hidrogênio, há uma detonação termonuclear e a erupção do material na forma de um envelope (Nomoto e Kondo, 1991). Esse processo é extremamente eficiente devido à composição da anã branca, que frequentemente possui elementos catalisadores da fusão de H em He, como C, N e O.

Essa erupção é observada no céu como o aumento de 6 a 19 magnitudes (Warner, 1995). A ejeção típica de uma nova ocorre com perda de matéria no intervalo entre  $10^{-8}$  e  $10^{-5} M_{\odot}$ , a velocidades de centenas ou até poucos milhares de  $km/s$ .

Ao contrário das explosões de supernovas, a detonação das novas ocorre apenas na superfície da anã branca, mantendo o sistema binário intacto. Portanto, após a erupção, a transferência de massa da secundária para a primária é reestabelecida, podendo gerar outras erupções. A nova que teve apenas uma erupção registrada é chamada de nova clássica e a que teve múltiplas erupções, é denominada nova recorrente.

Além do disco de acreção, há outras componentes importantes na estrutura do sistema binário: o *hot spot* (ou *bright spot*) e a *boundary layer*. O *hot spot* é a região de contato

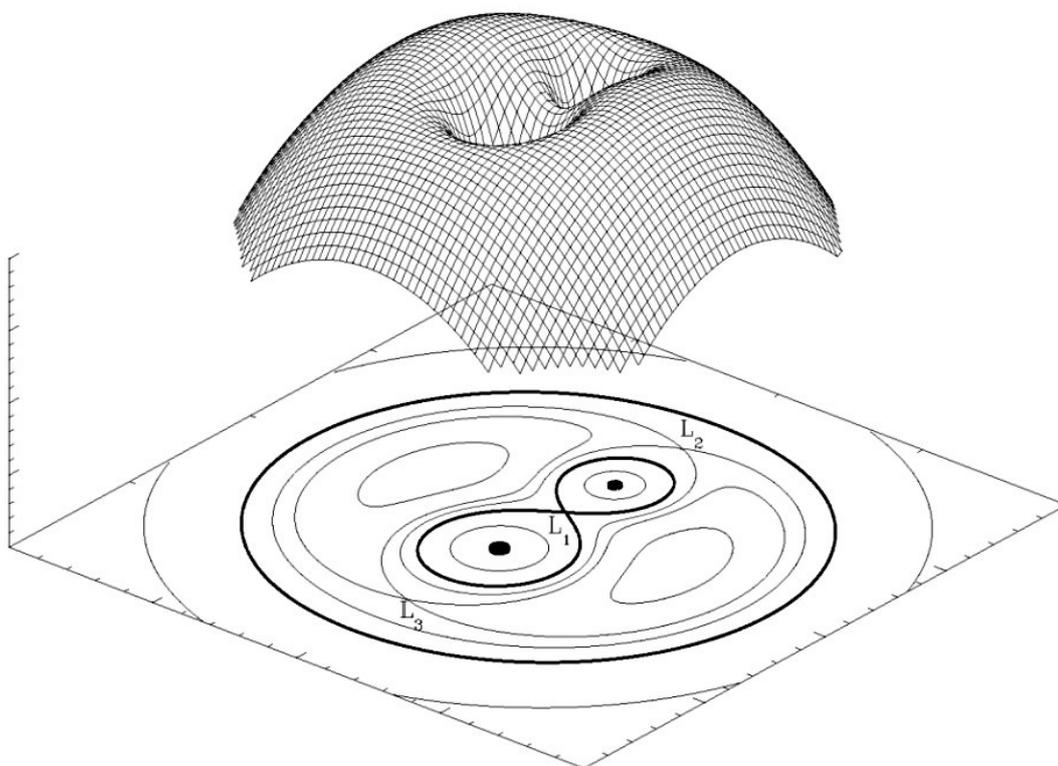


Figura 1.3: Superfície representando o potencial de Roche para um sistema binário com razão de massas  $q = 0,5$ . Observar o formato do potencial nos pontos de Lagrange. Figura de Marc van der Sluys.

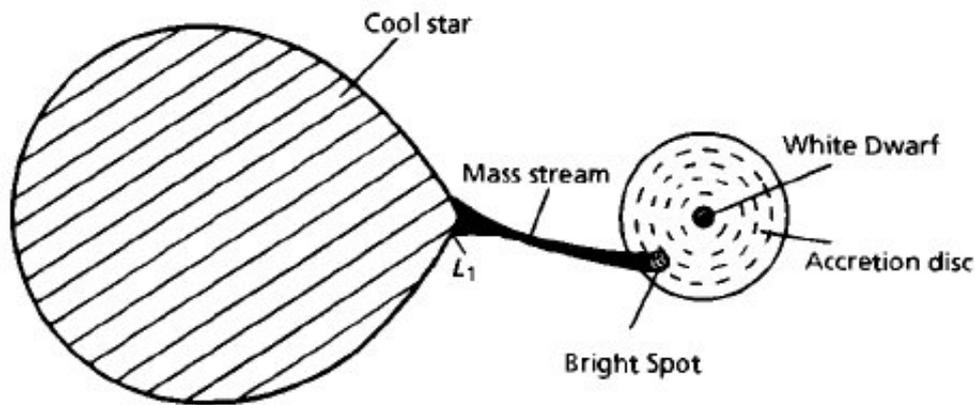


Figura 1.4: Estrutura do sistema binário visto do polo da órbita, (Warner, 1995).

entre o gás da secundária e o disco de acreção. Como o gás tem velocidade supersônica, o *hot spot* é aquecido por ondas de choque e pode ter uma temperatura mais elevada que o disco. Já a *boundary layer* é a camada em que o material do disco entra em contato com a anã branca. Nela, o gás do disco é desacelerado para atingir a velocidade superficial do gás da primária. A figura 1.4 mostra a disposição das componentes do sistema binário.

O estudo de novas pode ajudar a resolver vários problemas abertos na astrofísica. Por serem frequentes na Galáxia e passarem por diversos processos em intervalos de poucos anos, as novas são um laboratório de estudos para discos de acreção, por exemplo. Os processos físicos relacionados à formação do disco, sua estabilidade, distribuição de velocidades e temperatura podem ser estudados e aplicados a discos de outros objetos, principalmente de outras binárias. As novas também são objetos fundamentais para o estudo de evolução estelar de binárias, detonações termonucleares e processos de ejeção de matéria. Observações de grãos no infravermelho (IV) de novas nas fases finais da erupção também são usadas para o estudo de formação de grãos circunstelares e isótopos radioativos (Gehrz, 1988). Observações recentes de alta resolução espectral no início da erupção mostraram que as novas também podem ter uma contribuição fundamental para a abundância de lítio na Galáxia (Tajitsu et al., 2015; Izzo et al., 2018).

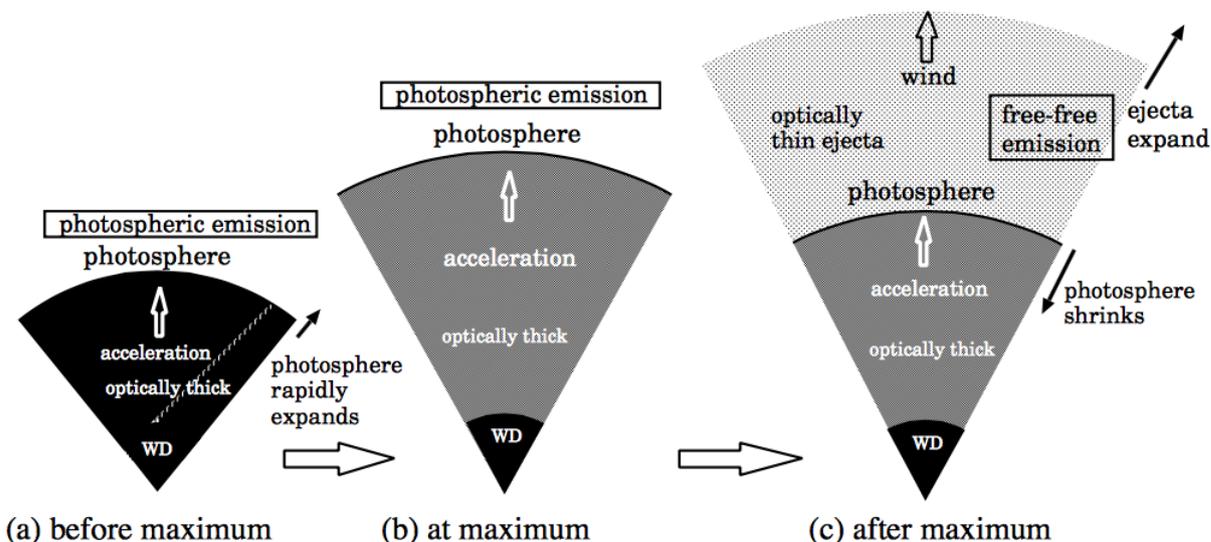


Figura 1.5: Visualização esquemática da pseudo-fotosfera de uma nova rápida durante as fases da erupção (Hachisu e Kato, 2014).

### 1.3 As fases da erupção

Antes da erupção da nova, na fase de quiescência, a transferência de massa é constante e mantém o brilho da nova baixo ( $V \sim 20$  para novas a poucos kpc de distância) e aproximadamente constante. O espectro é então dominado pela emissão do disco de acreção, e é composto por linhas de transições permitidas, principalmente de H e He, um reflexo da composição química da estrela secundária.

A erupção do tipo nova é um evento complexo e pode ser dividido em 3 etapas (Gehrz, 1988). O início da erupção é chamado de “*fireball*” e corresponde à expansão da pseudo-fotosfera ocasionada pelas reações termonucleares na superfície da anã branca. Nessa fase, o envelope possui alta densidade, alta opacidade e alta luminosidade, que pode até ultrapassar o limite de Eddington da primária (Shaviv e Dotan, 2012). O nome “pseudo-fotosfera” remete ao fato de que a distribuição de energia e a temperatura espectroscópica do envelope são semelhantes às de um modelo de corpo negro para a fotosfera de uma estrela do tipo F (Ney e Hatfield, 1978). A ejeção de material não ocorre de maneira constante, podendo ser aproximada a múltiplas erupções em camadas. Essa fase corresponde ao rápido aumento de magnitude até a magnitude máxima da erupção na curva de luz da nova. A figura 1.5 mostra uma visualização esquemática da pseudo-fotosfera nessa fase, indicada pela letra (b). Em alguns casos, como os de curvas de luz tipo C segundo a classificação de

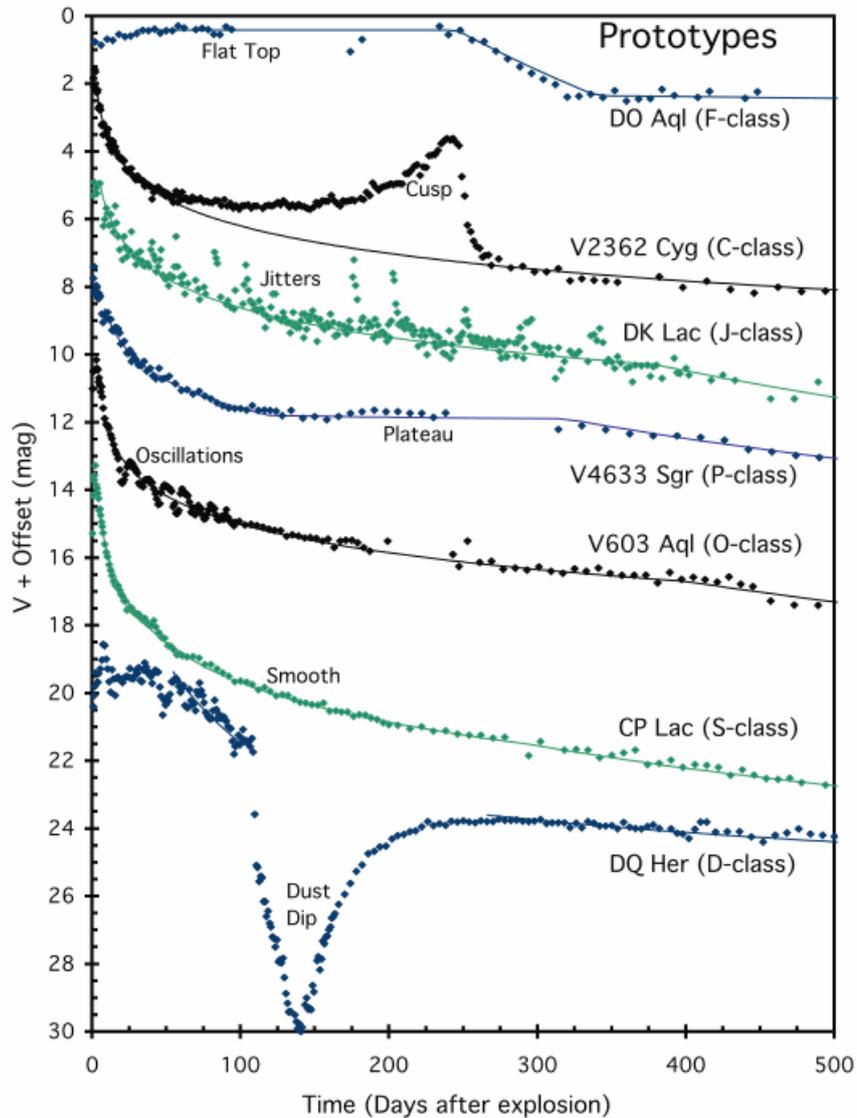


Figura 1.6: Curvas de luz pós erupção de novas de diferentes classes (Strope et al., 2010).

Strope et al. (2010), é possível observar um segundo aumento de magnitude (figura 1.6), consecutivo ao primeiro, que pode estar associado a uma segunda erupção (Strope et al., 2010). O espectro no óptico típico dessa fase inicial é dominado por linhas de transições permitidas, especialmente pelas linhas de Balmer e linhas de Fe II ou He e N (Williams, 1992), como pode ser observado na figura 1.8, no início da evolução espectral tipo “Fe II” da nova Cen 1991. A composição química do gás ejetado reflete uma combinação de elementos da primária, da secundária e dos elementos criados pela detonação termonuclear.

Na segunda fase, chamada “*Optically thin gas emission phase*”, o gás começa a se dissipar devido ao vento da primária, acelerado pela pressão de radiação, diminuindo sua

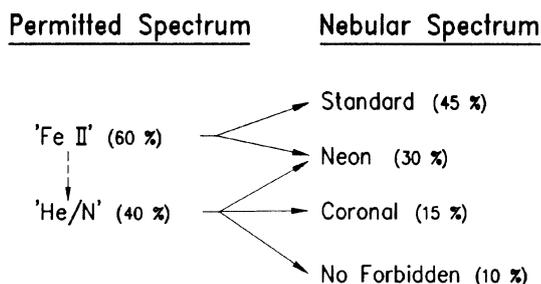


Figura 1.7: Diagrama das fases da evolução espectral de novas tipo “Fe II” e “He/N” (Williams, 1992).

opacidade (fase c da figura 1.5). Dessa maneira, as camadas inferiores próximas à primária começam a se tornar visíveis. A extensão física do envelope nesse momento torna o gradiente de temperatura elevado. Dessa maneira é possível observar vários íons diferentes dos mesmos elementos no espectro, que correspondem às diferentes camadas em diferentes temperaturas e densidades. As regiões de baixa densidade podem emitir linhas espectrais proibidas, de transições coronais, nebulares e aurorais, como pode ser observado nos estágios finais da evolução espectral apresentada na figura 1.8. Os espectros das novas que apresentaram Fe II logo após a erupção começam a apresentar linhas proibidas de N e O (espectro nebular padrão) ou linhas de Ne (espectro nebular de neônio). Já os espectros que antes eram dominados por linhas de He/N passam a ser dominados por linhas proibidas de [Fe X] (espectro nebular coronal), ou de Ne, ou não apresentam linhas proibidas (ver diagrama da figura 1.7). Nesse momento a distribuição de energia deixa de ser ajustável ao modelo de corpo negro e a curva de luz mostra um declínio significativo de magnitude.

Uma última fase de formação de poeira pode ser associada a algumas novas. Com o decaimento da luminosidade no óptico, percebe-se um aumento na emissão térmica no infravermelho (IV) associado à formação de poeira. Nesse momento, a curva de luz nas bandas B, V e R costumam apresentar oscilações, além do decaimento de emissão (ver classe D na figura 1.6). Uma nova pode apresentar envelopes de poeira opticamente finos ou espessos e na maior parte dos casos, não apresentar formação alguma de poeira. A distribuição dos grãos de um envelope de nova e, conseqüentemente, sua distribuição de densidades, podem ser obtidos por observações no IV.

Quando a fonte ionizante se apaga com o disco de acreção reestabelecido, a nova volta a entrar em quiescência. A curva de luz decai lentamente para a magnitude anterior à erupção e o espectro volta a ser dominado pela emissão do disco.

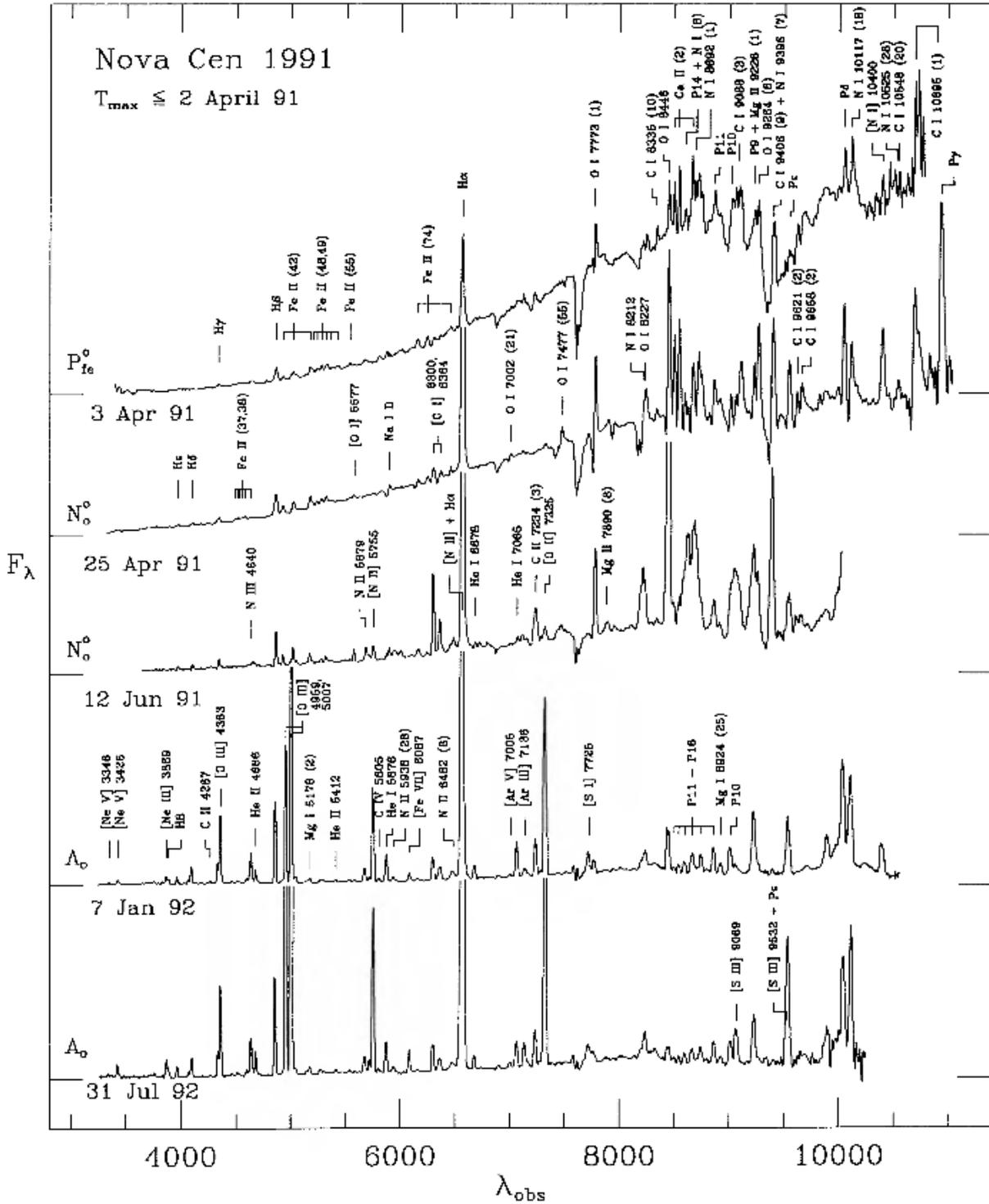


Figura 1.8: Evolução espectral no óptico da nova Cen 1911, partindo de um espectro de linhas permitidas caracterizado pelas linhas de Fe II, e terminando como um espectro de linhas de transições proibidas (Williams et al., 1994).

## 1.4 Observações de envoltórios de novas

A distância típica entre os centros das estrelas primária e secundária de uma nova é entre 0,5 e 3,0  $R_{\odot}$  (Warner, 1995). Considerando que as novas estão a distâncias da ordem de  $kpc$  da Terra, a separação angular entre as estrelas é da ordem de  $10^{-7}$  arcsec, o que torna impossível resolver as estrelas individualmente. Em quiescência, as novas são consideradas fontes pontuais e seu espectro de emissão é dominado pelas linhas do disco, cujo gás é proveniente da secundária. Nos casos em que a secundária é evoluída, muitas vezes também é possível observar sua contribuição ao contínuo no vermelho e IV.

No início da erupção o envoltório ainda é muito compacto e a fonte ionizante tem luminosidade alta, o que torna mais difícil separar a emissão do gás ejetado da emissão da fonte central no óptico e no IV. Com o passar dos anos, o envoltório se expande (na ordem de poucos arcsec de diâmetro) e pode ser resolvido observacionalmente, facilitando a separação da emissão das componentes. Por outro lado, o fluxo de radiação ionizante diminui drasticamente na nuvem em expansão, de modo que a emissão do gás se torna fraca demais para ser detectada no período de poucos anos. A maior parte dos diagnósticos de envoltórios de novas é feita após a expansão do envoltório, a partir das linhas proibidas tanto no espectro óptico quanto no IV.

O uso de telescópios espaciais ou instrumentos com óptica adaptativa facilita a observação de envoltórios espacialmente resolvidos, pois é possível obter resolução angular suficiente para tal enquanto a emissão do gás ainda é moderadamente alta e o envoltório é moderadamente compacto. As observações e análises dos envoltórios das novas V723 Cas e V382 Vel apresentadas nos próximos capítulos são exemplos das vantagens do uso de módulos de óptica adaptativa.

Uma vez que o envoltório da nova se torna espacialmente resolvido, a nova passa a ser uma fonte extensa (ver figura 1.9, que ilustra o diâmetro angular de um envoltório de nova). Portanto, os espectros unidimensionais devem ser analisados com ressalvas, uma vez que refletem a emissão somada de diferentes fontes com diferentes propriedades físicas e químicas. Assim como para outros tipos de nebulosas e fontes extensas, a obtenção de informações da nuvem de gás é mais precisa com o uso de espectroscopia espacialmente resolvida (IFS, IFU). Os capítulos das novas RS Oph (capítulo 3) e V723 Cas (capítulo 4) mostram os tipos de análises e quais informações podem ser retiradas dos espectros

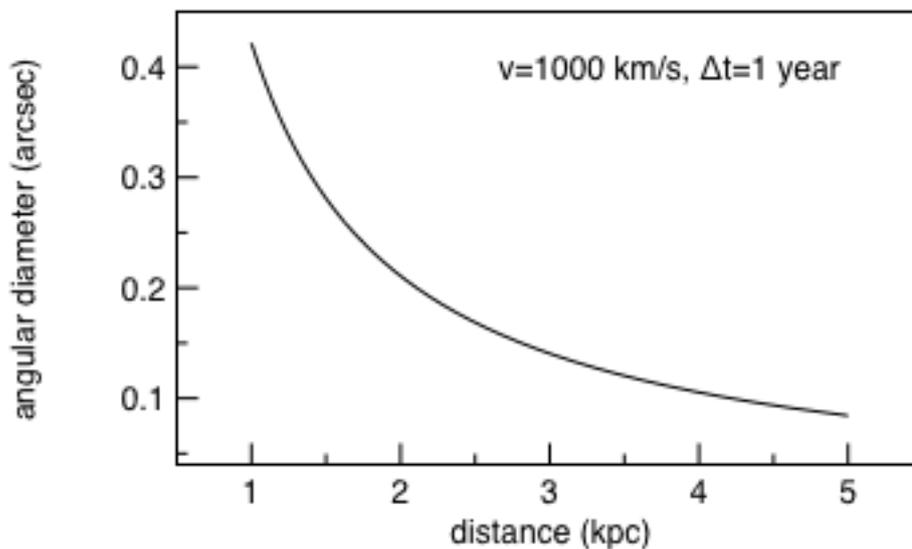


Figura 1.9: Diâmetro angular de um envoltório de nova (em segundos de arco) em função da distância (em kpc) para uma nova com velocidade de ejeção de 1000 km/s após 1 ano de erupção.

bidimensionais.

Maiores detalhes sobre os módulos de óptica adaptativa e os cubos de dados usados nesse trabalho estão descritos no capítulo de Metodologia (capítulo 2).

### 1.5 Fotoionização em novas

Os envoltórios de novas, assim como outras nebulosas, emitem radiação devido à presença de uma fonte de radiação ultravioleta, com temperaturas superficiais acima de 30.000 K. Os fótons da fonte central (pseudo-fotosfera) transferem energia para o gás do envoltório por meio de fotoionização. A energia térmica é distribuída no gás por meio de colisões entre elétrons e entre elétrons e íons. O grau de ionização local é determinado pelo equilíbrio entre ionização e neutralização (Osterbrock e Ferland, 2006). Como os envoltórios de novas normalmente apresentam condensações de densidade, é possível manter diferentes níveis de ionização simultaneamente. Para as regiões de baixa densidade, as transições provenientes dos estados excitados metaestáveis (cujos tempos de vida médios são maiores que 1 s) são mais prováveis do que a desexcitação colisional, gerando linhas de emissão proibidas. Linhas de recombinação também são comuns em envoltórios de novas, principalmente de hidrogênio e hélio. Tais linhas são o resultado de transições de estados excitados para os estados fundamentais na recaptura de elétrons. A emissão de linhas de recombinação está

diretamente relacionada à densidade de hidrogênio e é pouco dependente da temperatura do gás. A emissividade volumétrica pode ser obtida a partir da equação de equilíbrio de ionização, e é dada por  $4\pi j_\nu = n_p n_e \alpha_\nu^{eff} h\nu$ , sendo  $n_p$  a densidade de prótons,  $n_e$  a densidade de elétrons e  $\alpha_\nu^{eff}$  o coeficiente de recombinação para os fótons com energia  $h\nu$ . Nos casos em que a maior parte do hidrogênio está ionizada, é possível aproximar a emissividade de H para  $4\pi j_\nu \sim n_H^2 \alpha_\nu^{eff} h\nu$ , de modo que a emissividade se torna proporcional ao quadrado da densidade de hidrogênio.

Uma das ferramentas mais poderosas para obter as informações da fonte central altamente absorvida pelo meio interestelar, portanto, é o modelo de fotoionização. Os modelos de fotoionização de novas simulam o espectro emitido pelo envoltório a partir de cálculos dos principais processos físicos relacionados à ionização. O espectro simulado pode ser comparado ao espectro observado, de modo a restringir as propriedades físicas e químicas do sistema binário. Para isso, é necessário simular a fonte central, responsável pelo campo de radiação ionizante, em termos de atmosfera, luminosidade total e temperatura, sendo que os últimos podem ser inferidos por meio de observações em raios-X. Informações como distribuição de gás no envoltório, seu tamanho, sua geometria e composição química também são necessárias. O gás aquecido pelo campo de radiação de alta energia tem baixas densidades, configurando uma região fora do equilíbrio termodinâmico local (NLTE).

Na erupção da nova, o gás é ejetado criando um envelope com estruturas complexas, refletindo uma combinação de instabilidades, rotação e a presença do gás circumbinário. Cada nova apresenta diferentes propriedades do envelope, principalmente em termos de geometria e condensações de densidade (Warner, 1995), como mostra a figura 1.10. Apesar disso, os modelos de fotoionização atuais do envelopes de novas normalmente assumem geometrias esféricas e densidades uniformes para o gás ou, em poucos casos, geometrias bipolares e distribuições de massa randômicas (Schwarz et al., 2007). A figura 1.11 mostra uma comparação entre uma função de densidade radial gerada por lei de potência e uma função de condensações gaussianas, ressaltando a inadequação do uso de leis de potência para descrever ambientes com condensações.

As discrepâncias entre os modelos e as reais estruturas podem ser notadas nos resultados de diferentes modelos do mesmo objeto. Por exemplo, os valores de massa ejetada e das abundâncias de metais pesados da mesma nova estimados por diferentes autores são muitas vezes incompatíveis entre si, o que leva a interpretações distintas das propriedades físicas

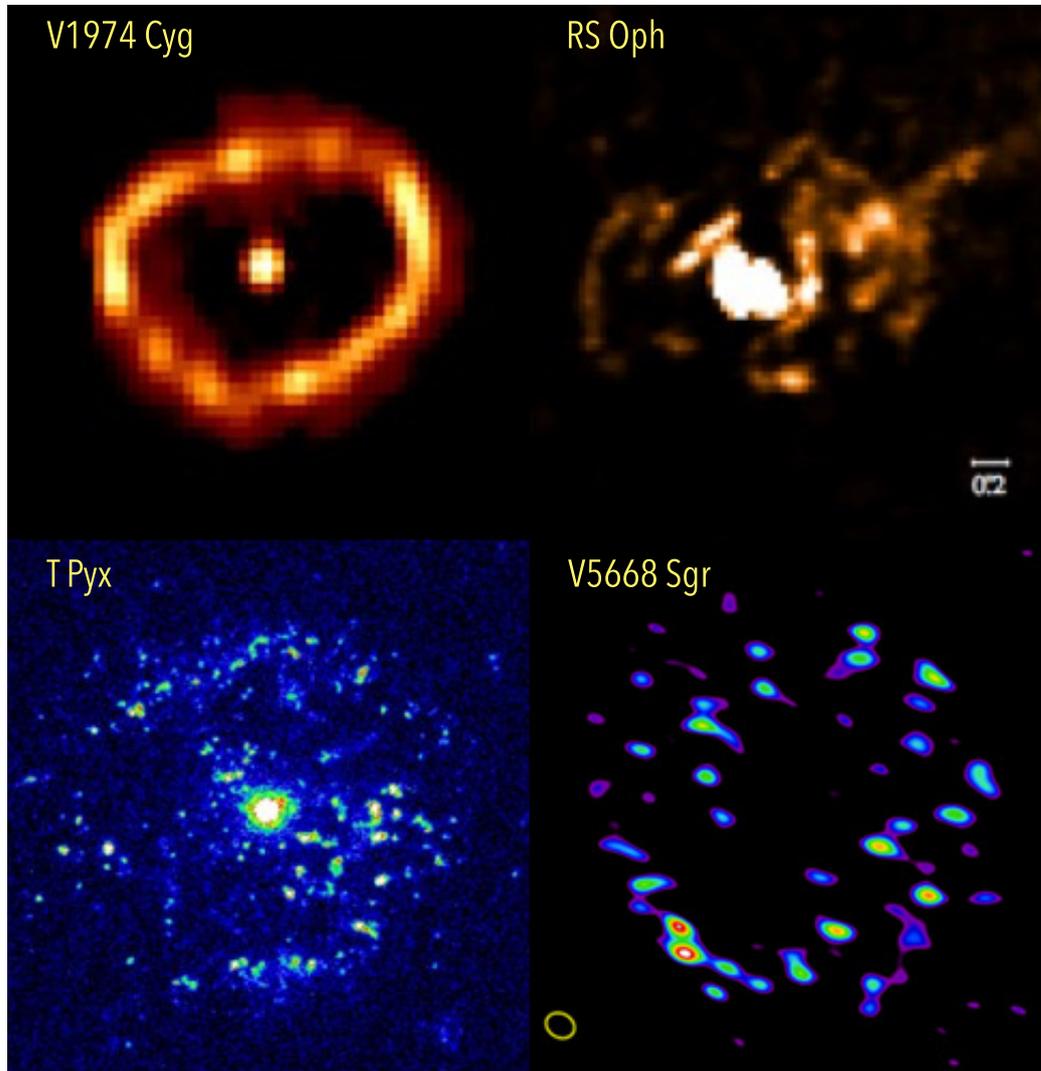


Figura 1.10: Imagem da nova V1974 Cyg (1992) no filtro estreito de [O III] 5007Å obtida pelo Hubble Space Telescope (Paresce & Jedrzejewski), imagem tratada da nova RS Oph no filtro estreito de [O III] 5007Å obtida pelo Hubble Space Telescope (Ribeiro et al., 2009), imagem de T Pyx (2011) em uma combinação de filtros estreitos no óptico obtida pelo Hubble Space Telescope (Shara, Williams & Gilmozzi) e imagem da nova V5668 Sgr obtida no contínuo em rádio pelo ALMA (Diaz et al., 2018), mostrando a variedade de geometrias e distribuições de condensações em envoltórios de novas.

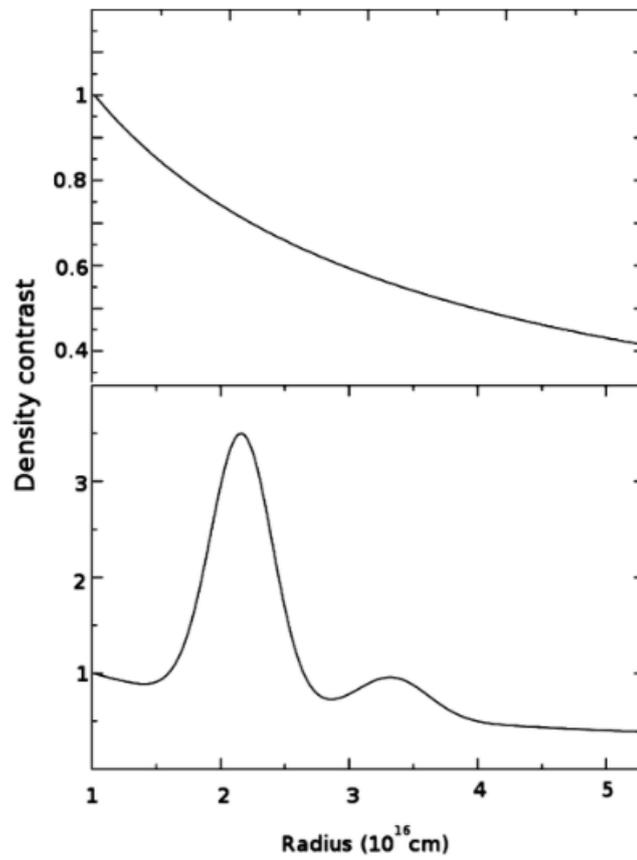


Figura 1.11: Comparação entre um contraste de densidade de um envoltório descrita por uma lei de potência e um contraste de densidade de um envoltório com condensações gaussianas (Moraes e Diaz, 2011).

da nova (veja a figura 1.12 como um exemplo). Os valores de abundância de envoltórios de novas são tipicamente estimados a partir de espectros unidimensionais. Caso o espectro apresente linhas de absorção, é possível derivar as abundâncias por meio da curva de crescimento (Mustel' e Baranova, 1965). No entanto, tal método é incerto por depender de distribuições não-uniformes de velocidade e massa e de temperaturas de ionização e excitação muitas vezes desconhecidas. Normalmente, a determinação de abundâncias no envelope de novas é feita pelas linhas de emissão do espectro. No início da erupção, as linhas de emissão possuem altos fluxos, mas os efeitos de auto-absorção impedem um diagnóstico preciso de abundâncias (Williams, 1985). Na fase nebular, os efeitos de auto-absorção deixam de ser importantes (com certas exceções), mas os fluxos das linhas são extremamente sensíveis aos valores de densidade e temperatura adotados (Snijders, 1987). Como se tratam de espectros unidimensionais, os valores de densidade e temperatura tendem a ser médias que não representam os diferentes meios presentes no envoltório. Um último método para estimar valores de abundância em novas é analisando o espectro individual de setores do envelope espacialmente resolvido, no estágio final de erupção. Tais observações, combinadas com modelos de fotoionização adequados, levam às determinações mais precisas de abundâncias (Evans et al., 1992).

Nesse trabalho apresentamos uma análise inédita feita a partir de imageamento com óptica adaptativa e espectroscopia bidimensional com modelos de fotoionização 3D, demonstrando a importância do tratamento 3D de envoltórios de novas.

Object	H	CNO	Ne	Na-Fe	Reference
V382 Vel 1999.....	0.47	0.0018	0.0099	0.0069	Augusto & Diaz (2003)
V382 Vel 1999.....	0.66	0.043	0.027	0.0030	Shore et al. (2003)
CP Cru 1996.....	0.47	0.18	0.047	0.0026	Lyke et al. (2003)
V723 Cas 1995.....	0.52	0.064	0.052	0.042	Iijima (2006)
V1425 Aql 1995.....	0.51	0.22	0.0046	0.0019	Lyke et al. (2001)
V705 Cas 1993 #2.....	0.57	0.25	...	0.0009	Arhipova et al. (2000)
V4169 Sgr 1992 #2.....	0.41	0.033	...	...	Scott et al. (1995)
V1974 Cyg 1992.....	0.55	0.12	0.06	...	Vanlandingham et al. (2005)
V1974 Cyg 1992.....	0.19	0.375	0.11	0.0051	Austin et al. (1996)
V1974 Cyg 1992.....	0.30	0.14	0.037	0.075	Hayward et al. (1996)
V351 Pup 1991.....	0.37	0.32	0.11	...	Saizar et al. (1996)
V838 Her 1991.....	0.60	0.028	0.056	...	Vanlandingham et al. (1997)
Nova LMC 1990 #1.....	0.18	0.75	0.026	0.014	Vanlandingham et al. (1999)
V443 Sct 1989.....	0.49	0.060	0.00014	0.0017	Andreä et al. (1994)
V977 Sco 1989.....	0.51	0.072	0.26	0.0027	Andreä et al. (1994)
V2214 Oph 1988.....	0.34	0.37	0.017	0.015	Andreä et al. (1994)
QV Vul 1987.....	0.68	0.051	0.00099	0.00096	Andreä et al. (1994)
V827 Her 1987.....	0.36	0.34	0.00066	0.0021	Andreä et al. (1994)
V842 Cen 1986.....	0.41	0.36	0.00090	0.0038	Andreä et al. (1994)
V842 Cen 1986.....	0.58	0.049	...	0.0014	de Freitas Pacheco et al. (1989)
QU Vul 1984 #2.....	0.638	0.034	0.034	0.005	Schwarz (2002)
QU Vul 1984 #2.....	0.36	0.26	0.18	0.0014	Austin et al. (1996)
QU Vul 1984 #2.....	0.33	0.25	0.086	0.063	Andreä et al. (1994)
QU Vul 1984 #2.....	0.30	0.06	0.040	0.0049	Saizar et al. (1992)
PW Vul 1984 #1.....	0.62	0.13	0.001	0.0027	Schwarz et al. (1997)
PW Vul 1984 #1.....	0.47	0.30	0.0040	0.0048	Andreä et al. (1994)
PW Vul 1984 #1.....	0.69	0.066	0.00066	...	Saizar et al. (1991)
PW Vul 1984 #1.....	0.49	0.28	0.0019	...	Andreä & Drechsel (1990)
GQ Mus 1983.....	0.37	0.24	0.0023	0.0039	Morisset & Péquignot (1996)
GQ Mus 1983.....	0.27	0.40	0.0034	0.023	Hassall et al. (1990)
GQ Mus 1983.....	0.43	0.19	...	...	Andreä & Drechsel (1990)
V1370 Aql 1982.....	0.044	0.28	0.56	0.017	Andreä et al. (1994)
V1370 Aql 1982.....	0.053	0.23	0.52	0.11	Snijders et al. (1987)
V693 CrA 1981.....	0.40	0.14	0.23	...	Vanlandingham et al. (1997)
V693 CrA 1981.....	0.16	0.36	0.26	0.030	Andreä et al. (1994)
V693 CrA 1981.....	0.29	0.25	0.17	0.016	Williams et al. (1985)
V1668 Cyg 1978.....	0.45	0.33	...	...	Andreä et al. (1994)
V1668 Cyg 1978.....	0.45	0.32	0.0068	...	Stickland et al. (1981)
V1500 Cyg 1975.....	0.57	0.149	0.0099	...	Lance et al. (1988)
V1500 Cyg 1975.....	0.49	0.275	0.023	...	Ferland & Shields (1978)
HR Del 1967.....	0.45	0.074	0.0030	...	Tylenda (1978)
DQ Her 1935.....	0.27	0.57	...	...	Petitjean et al. (1990)
DQ Her 1935.....	0.34	0.56	...	...	Williams et al. (1978)
RR Pic 1925.....	0.53	0.032	0.011	...	Williams & Gallagher (1979)
T Aur 1891.....	0.47	0.13	...	...	Gallagher et al. (1980a)

Figura 1.12: Compilação de valores de abundâncias de envoltório de novas feitas por diferentes autores (Hachisu e Kato, 2006).



## Metodologia

### 2.1 *Cubos de dados*

Os cubos de dados são conjuntos de informações tridimensionais. Os espectros com resolução angular, ou espectros em campo bidimensional (daqui para frente chamados de espectros bidimensionais), são os cubos de dados observacionais tratados nesse trabalho. Nesses cubos de dados, há 2 dimensões espaciais e 1 espectral, observadas simultaneamente. O campo de observação por esse tipo de espectroscopia é menor do que por Interferometria Fabry-Perot e Imageamento por transformada de Fourier, mas é suficientemente grande para enquadrar envelopes de novas, que costumam ter poucos segundos de arco de diâmetro. Outras vantagens desses métodos são a ausência de fendas, e portanto ausência das perdas de fluxo e possíveis erros em velocidade radial que elas causam, a tolerância na precisão de aquisição do alvo e a facilidade de correção de efeitos de dispersão atmosférica (Allington-Smith, 2006).

Para o estudo de envoltórios de novas, em que a distribuição de gás é complexa e permite a coexistência de diferentes níveis de ionização, a espectroscopia bidimensional é uma ferramenta extremamente poderosa. Ela permite um mapeamento simultâneo da emissão do envoltório em diferentes linhas, de diferentes ionizações e tipos de transição. Além disso, com as informações de velocidades oriundas dos deslocamentos dos centros das linhas, muitas vezes é possível reconstruir uma terceira dimensão espacial a partir do eixo espectral (renderização por velocidade).

Nesse trabalho serão apresentados dados de espectroscopia bidimensional da nova RS Oph feitos com o Gemini-GMOS(IFU), e da nova V723 Cas, feitos com o Keck-OSIRIS. No caso da nova RS Oph, foram feitas a redução dos dados e a análise, enquanto no caso

da nova V723 Cas, obtivemos os dados já reduzidos.

### 2.1.1 Gemini-GMOS(IFU)

O instrumento de espectroscopia de campo integral do telescópio Gemini é o *Gemini Multi-Object Spectrograph Integral Field Unit* (GMOS-IFU). Ele possui cobertura espectral de 0,4 a 1,1  $\mu\text{m}$  e diâmetro projetado das lentes individuais de 0,2". Pode ser usado no modo *One-slit*, com número de fibras e campo de visão (5"x3,5") reduzidos, mas com extensa cobertura em comprimento de onda, ou no modo *Two-slit*, com máximo de fibras e campo de visão (5"x7"), mas cobertura espectral limitada (Allington-Smith et al., 2002). Não há módulo de óptica adaptativa disponível para o instrumento. Esse aspecto limita os alvos no presente estudo a pouquíssimos envoltórios evoluídos de alto brilho superficial, como, por exemplo, o de HR Del (Moraes e Diaz, 2009).

Para a redução dos dados GMOS-IFU, foi utilizado o pacote *gemini* dentro do IRAF, além de rotinas complementares de Bryan Miller, Pieter van Dokkum, Tiago Ricci e da Associação de Universidades de Pesquisa em Astronomia (AURA). Tais rotinas foram essenciais para tratar de problemas de vazamento de luz entre as fibras, que influenciam a subtração do espectro do céu, e para a remoção de raios cósmicos e *bad pixels*. Nos cubos de dados de RS Oph, cujo intervalo em comprimento de onda era extenso, também corrigimos os efeitos da dispersão atmosférica, recalculando devidamente a posição do centro da estrela para cada comprimento de onda.

### 2.1.2 Keck-OSIRIS

OSIRIS é o espectrógrafo de campo integral instalado no telescópio Keck II, junto ao módulo de óptica adaptativa LGSAO. Ele possui cobertura espectral de 1 a 2,4  $\mu\text{m}$ , com resolução de até 3800, e uma câmera interna com 20" de campo de visão. OSIRIS pode gerar até 3000 espectros simultâneos e seu imageador possui uma escala de placa fixa de 0,02 arcsec/pixel (Larkin et al., 2010). Para os cubos de dados de V723 Cas, não foi necessária a correção dos efeitos de dispersão atmosférica, uma vez que estes são desprezíveis no IV.

## 2.2 Imageamento com óptica adaptativa

Os primeiros imageamentos detalhados de envoltórios de novas foram feitos com o telescópio espacial Hubble (Shara et al., 1997), que possuía resolução espacial suficiente para tal devido à ausência dos efeitos da atmosfera terrestre. Como uma alternativa ao uso de telescópios espaciais, os telescópios terrestres começaram a adotar medidas de minimização dos efeitos de turbulência da atmosfera com a implantação dos módulos de óptica adaptativa. O conceito básico da óptica adaptativa é utilizar uma fonte pontual de luz cuja emissão seja conhecida (uma estrela natural ou um laser) para corrigir as distorções cumulativas da frente de onda utilizando um espelho deformável controlado por computadores em tempo real. Quando a luz da fonte de referência chega ao sensor de frente de onda, o computador calcula a distorção causada pela turbulência atmosférica e a curvatura do espelho deformável necessária para corrigi-la. A correção é então aplicada à luz do alvo.

A validade da correção de óptica adaptativa ocorre dentro de um campo isoplanático, ou seja, uma região em que há coerência entre as PSFs medidas. Esse campo é caracterizado pelo ângulo isoplanático, que pode ser obtido pela equação  $\alpha_0 = r_0/H$ , em que  $r_0$  é o comprimento de coerência de Fried e  $H$  é a altitude da camada dominante. O comprimento de coerência de Fried é diretamente proporcional ao comprimento de onda, de forma que a correção de óptica adaptativa é mais eficiente para maiores comprimentos de onda (Beckers, 1993). Para o comprimento de onda  $\lambda = 0,5 \mu m$ ,  $\alpha_0$  é tipicamente um valor no intervalo 5 – 10 arcsec (Léna et al., 2012), o que significa que a correção de óptica adaptativa é tipicamente válida para todo o envoltório de uma nova em uma única imagem.

Uma frente de onda pode ser descrita pelos polinômios de Zernike (figura 2.1), que classificam as aberrações ópticas em termos de fase da onda (Léna et al., 2012). A primeira ordem, chamada de *tip-tilt* representa quase 14% da deformação total da frente de onda, e é corrigida por todos os módulos de óptica adaptativa. Para a correção de *tip-tilt*, o campo de validade das correções de óptica adaptativa é chamado isocinético, e é caracterizado pelo ângulo isocinético  $\alpha_k = 0,3D/H$ , em que  $D$  é o diâmetro do telescópio e  $H$  a altitude da camada dominante (Beckers, 1993). Esse ângulo pode chegar a 100 arcsec para um telescópio de 8 m e  $H = 5.000 m$ , o que também garante que a correção é válida em todo o envoltório da nova observada.

A atmosfera é considerada estável em um intervalo de tempo  $\tau_0 = 0,31r_0/v$ , em que  $v$  é a velocidade de turbulência e  $r_0$  é o comprimento de coerência de Fried. O valor mínimo de  $r_0$  para um campo típico de grandes telescópios é da ordem de 10 *cm* no óptico, o que corresponde a  $FWHM = 1''$  em  $\lambda = 0,5 \mu m$ . A velocidade de turbulência pode apresentar grandes variações em diferentes altitudes, mas uma média de seu valor é da ordem de  $v = 20 m/s$ . Portanto, um tempo médio de estabilidade da atmosfera terrestre no óptico é tipicamente  $\tau_0 = 1,6 ms$ , o que implica um limite superior para o tempo de um *loop* da correção por óptica adaptativa.

Nesse trabalho, usamos os dados do Keck-OSIRIS e SOAR-SAMI com óptica adaptativa. O primeiro, de alta ordem, é mais eficiente e permite imagens no limite de difração no IV. O segundo permitiu qualidade de imagem próximas a  $0,5''$  no óptico ( $H\alpha$  e  $[O III]$ ), quando o *seeing* se encontrava na ordem de  $0,7''$ . Para os dados SOAR-SAMI também não houve necessidade de correção de efeitos de dispersão atmosférica, pois os filtros possuem comprimento de onda próximos, e a variação do ângulo de dispersão atmosférica entre eles é desprezível.

### 2.3 RAINY3D

Os códigos de fotoionização simulam as condições físicas fora do equilíbrio de um gás na presença de um campo de radiação e prevêm seu espectro. Eles fazem o cálculo de como o gás de uma nuvem se comporta na presença de uma fonte ionizante e qual a radiação resultante da interação (figura 2.2). Os códigos consideram os equilíbrios térmico e estatístico, equações que balanceiam os processos de ionização e neutralização e os processos de aquecimento e resfriamento. As populações relevantes são todas calculadas em regime NLTE.

Existem diversos códigos de fotoionização disponíveis na literatura, como o Mocassin (Ercolano et al., 2005), o Cloudy (Ferland et al., 2013), o pyCloudy (Morisset, 2013) e o XSTAR (Kallman e Bautista, 2001). Nós utilizamos o código RAINY3D, desenvolvido no nosso grupo (Moraes e Diaz, 2011), que usa o Cloudy como uma subrotina em um estrutura 3D, para simular envelopes estruturados. O RAINY3D foi criado antes do pyCloudy, e foi desenvolvido paralelamente a ele. Apesar de ambos usarem o código unidimensional Cloudy em uma grade 3D, o pyCloudy é direcionado a modelos de nebulosas planetárias,

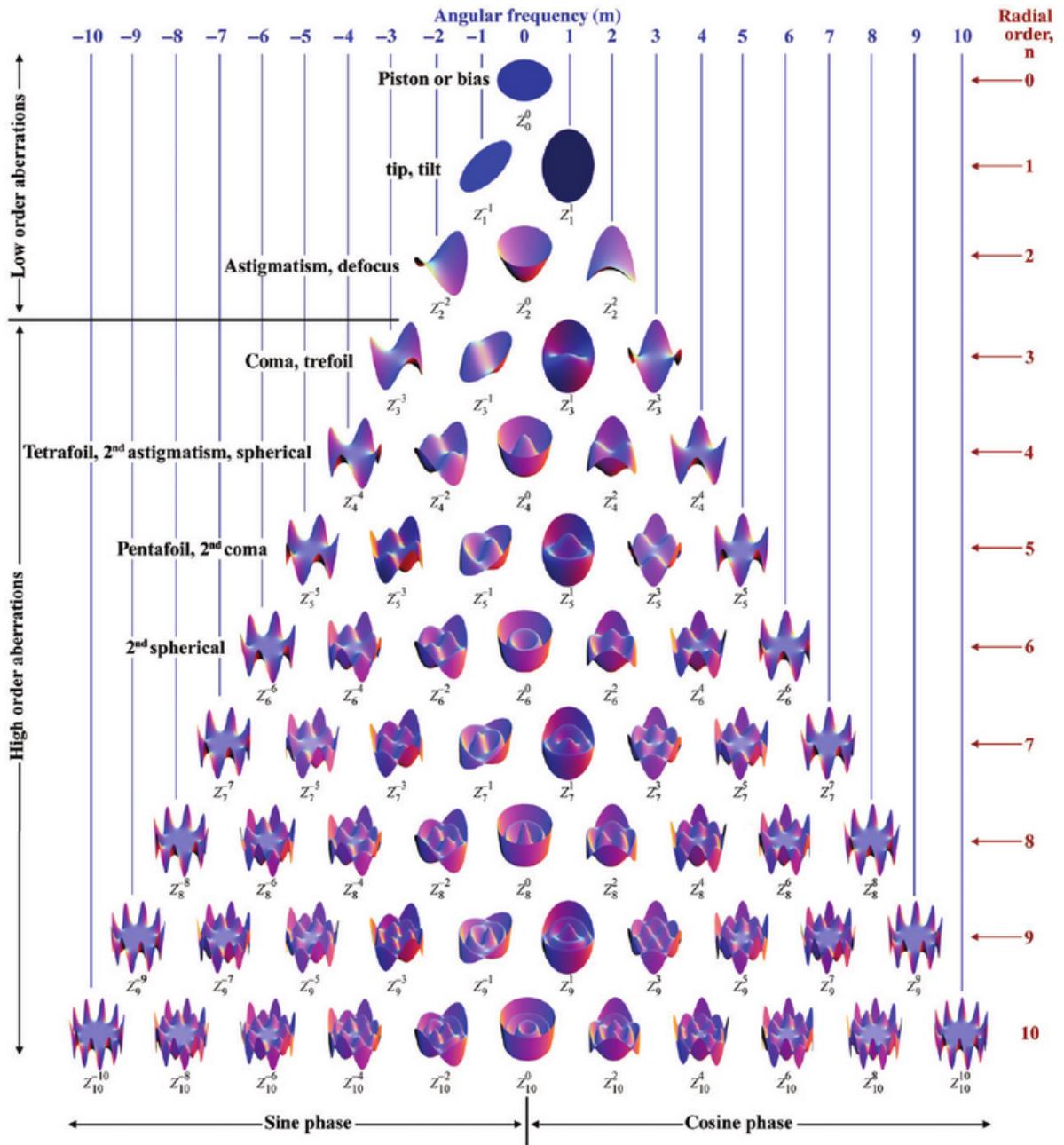


Figura 2.1: As 10 primeiras ordens dos polinômios de Zernike apresentadas na forma de curvas de superfície (Lakshminarayanan e Fleck, 2011).

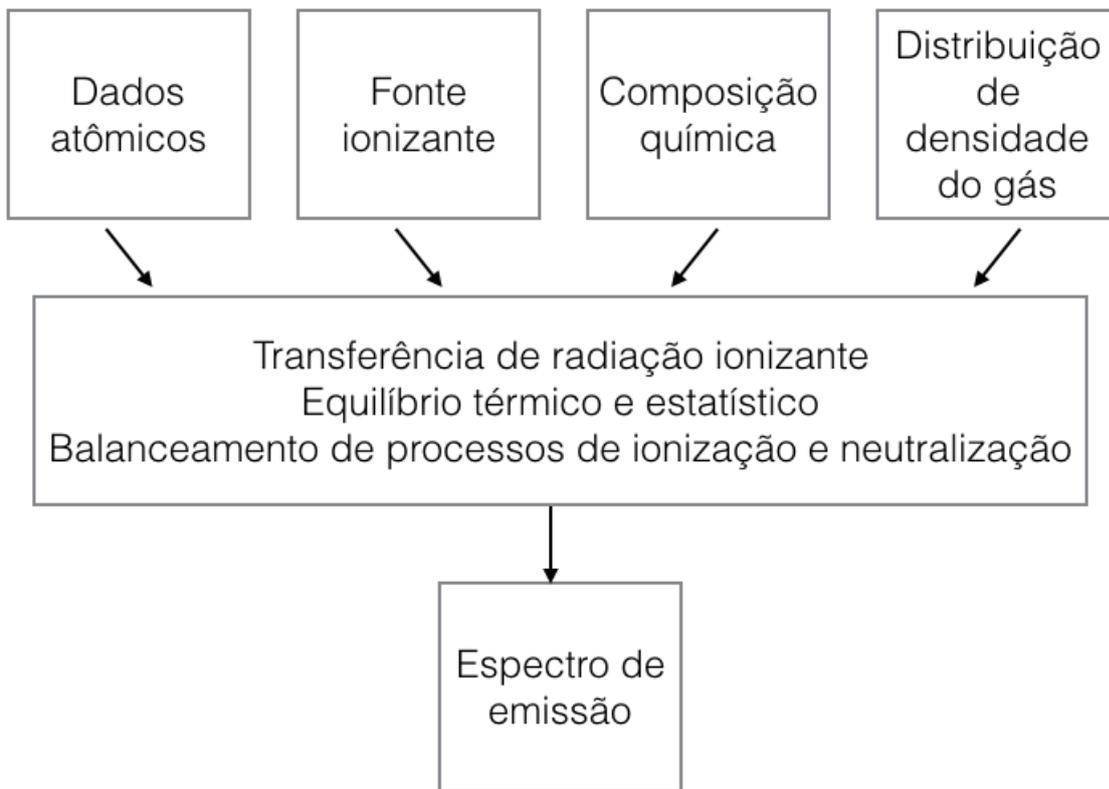


Figura 2.2: Visualização esquemática das entradas e saída de um modelo de fotoionização.

enquanto o RAINY3D é destinado à simulações de envoltórios altamente estruturados, como aqueles presentes em novas. Há apenas um trabalho publicado na literatura de modelos de novas feitos com o pyCloudy (Calvén et al., 2017). Nas nebulosas planetárias, em que as estruturas são extensas, os gradientes de densidade e temperatura são menores do que nas novas, de modo que os cálculos de equilíbrio de pressão e transferência radiativa convergem com mais facilidade. Além disso, a fonte central de uma nebulosa planetária é, na maior parte dos casos, uma estrela única, com campo de radiação ionizante aproximadamente uniforme. As novas, por outro lado, exibem pequenas condensações de gás no envoltório, fazendo com que os gradientes de densidade e temperatura sejam mais acentuados, e ocasionalmente também exibem anisotropia no campo de radiação ionizante.

Os parâmetros de entrada do RAINY3D caracterizam a fonte central e a nuvem. É necessário determinar inicialmente a luminosidade, a temperatura efetiva, a gravidade superficial e o modelo da atmosfera para a fonte central. Para a nuvem, os dados requisitados são dimensão (raio interno e externo), densidade de hidrogênio e abundâncias.

Demais parâmetros podem ser utilizados para melhor restringir as condições físicas do modelo. Dados os parâmetros iniciais, o Cloudy simula a interação entre matéria e radiação em várias distâncias da fonte ionizante em uma única dimensão radial, calculando os processos radiativos necessários para as condições locais. Como resultado, é possível prever os fluxos emitidos em determinados elementos de posição, além de valores de temperatura eletrônica, densidade, ionização e excitação na nuvem, sua massa e outros parâmetros integrados importantes.

No RAINY3D é possível criar modelos com condensações, que fazem com que o envelope seja um ambiente propício à emissão de linhas permitidas e proibidas. Uma vez gerada a distribuição de massa, o RAINY3D utiliza os cálculos de fotoionização em uma dimensão feitos pelo Cloudy, para cada ângulo sólido da grade e integra os fluxos de determinadas linhas para compará-los aos fluxos observados. Tal análise é feita por um ajuste de Método dos Mínimos Quadrados (MMQ) ponderado e relativo entre os resultados de todas as combinações dos parâmetros de entrada e os fluxos das linhas observados.

Atualizamos o RAINY3D, que utilizava a versão c06.02 do Cloudy, para usar a versão c13.04. Além disso, modificamos o código para modelar qualquer geometria de envelope de novas (anéis, emissões bipolares, etc) e implementamos uma ferramenta que lê arquivos de distribuição de densidade externos ao código. Os arquivos precisam estar em coordenadas esféricas e é preciso fornecer o número de pontos no ângulo polar e o passo dos *bins* do raio.

Outra ferramenta importante que foi implementada é a de inclusão de diferentes formatos de campo de radiação ionizante. Para novas em estágios avançados da erupção, é previsto que a pseudo-fotosfera se encolha e fique menor que o disco de acreção. Nesse caso, o disco age como fonte adicional e introduz uma anisotropia no campo de radiação ionizante. Esta ferramenta foi aplicada aos modelos da nova V723 Cas, que apresenta claramente um campo anisotrópico de radiação ionizante, e da nova V382 Vel, cujas propriedades físicas são compatíveis com as de um disco.

O RAINY3D é escrito em SPP, e é acessado via IRAF (figura 2.4). A princípio, o RAINY3D é dividido em 5 conjuntos de parâmetros principais: os dados observacionais (como fluxos de linhas,  $E(B-V)$ ), os dados da fonte central, os parâmetros físicos do envoltório, as abundâncias químicas e os dados do disco de acreção, caso seja aplicável. Os modelos simples, feitos com uma distribuição de densidades feita a partir da combinação

```

                                I R A F
                                Image Reduction and Analysis Facility
PACKAGE = cvrainy
  TASK = rainy

(distmax=          1000.) maximum allowed distance scaling (parsec)
(distmin=          1000.) minimum allowed distance scaling (parsec)
(dist  =           1000.) most probable distance (dmax>dist>dmin) (parsec)
(age   =           1000.) time since outburst (days)
(EBV   =            0.) E(B-V)
(linelis= flux_table.asc) name input (name lambda obsflux relerr%)
(result =          modell) output model name
(savesh =           no) save shell struct (time expensive)
(savefx =           yes) save line fluxes in output parfile (expensive)
(linedep=          yes) force line depth convergence (extremely expensiv
(ots   =           no) force OTS approx (outward transfer otherwise)
(verbose=          yes) print punch last iteration in punch.out
(remote =           no) remote cloudy3d proc (require shared disk & rsh)
(rmachna= nova) remote nodename (if remote)
(sourcep=          ) Central source parameters (pset)
(shellpa=          ) Shell parameters (pset)
(diskpar=          ) Disk parameters (pset)
(chempar=          ) Chemical abundance parameters (pset)
(mode  =           ql)

```

Figura 2.3: Interface do RAINY3D.

de uma lei de potência para uma componente difusa e condensações gaussianas, são gerados inteiramente dentro do código em poucos minutos. É necessário fornecer a fração de massa na forma de condensações, os contrastes de densidade, os tamanhos máximo e mínimo (FWHM) das condensações e suas funções de distribuição de tamanho e densidade. Os arquivos de saída são compostos por tabelas com os parâmetros de entrada, os fluxos integrados nas linhas presentes no arquivo de fluxos de linhas observados, e o  $\chi^2$  ponderado da comparação entre fluxos observados e simulados.

Para o uso de arquivos externos de distribuição de gás no envoltório, há duas possibilidades de tratamento. Na primeira, mais rápida (poucas horas por modelo), deve ser fornecido um único arquivo de distribuição radial de densidade de hidrogênio, o  $\Delta r$  escolhido e o número de pontos em  $r$ . O número de pontos em ângulo polar também deve ser inserido, e é a partir dele que o número de pontos em ângulo longitudinal é definido, usando  $n_\phi = n_{\phi MAX} \sin(\theta)$ , sendo  $n_{\phi MAX}$  definido de forma que a menor estrutura (condensação) seja amostrada em pelo menos dois *bins* e  $n_\phi \geq 4$ . Cada linha do arquivo externo de distribuição de gás deve corresponder às densidades de hidrogênio para cada conjunto  $(\theta, \phi)$ .

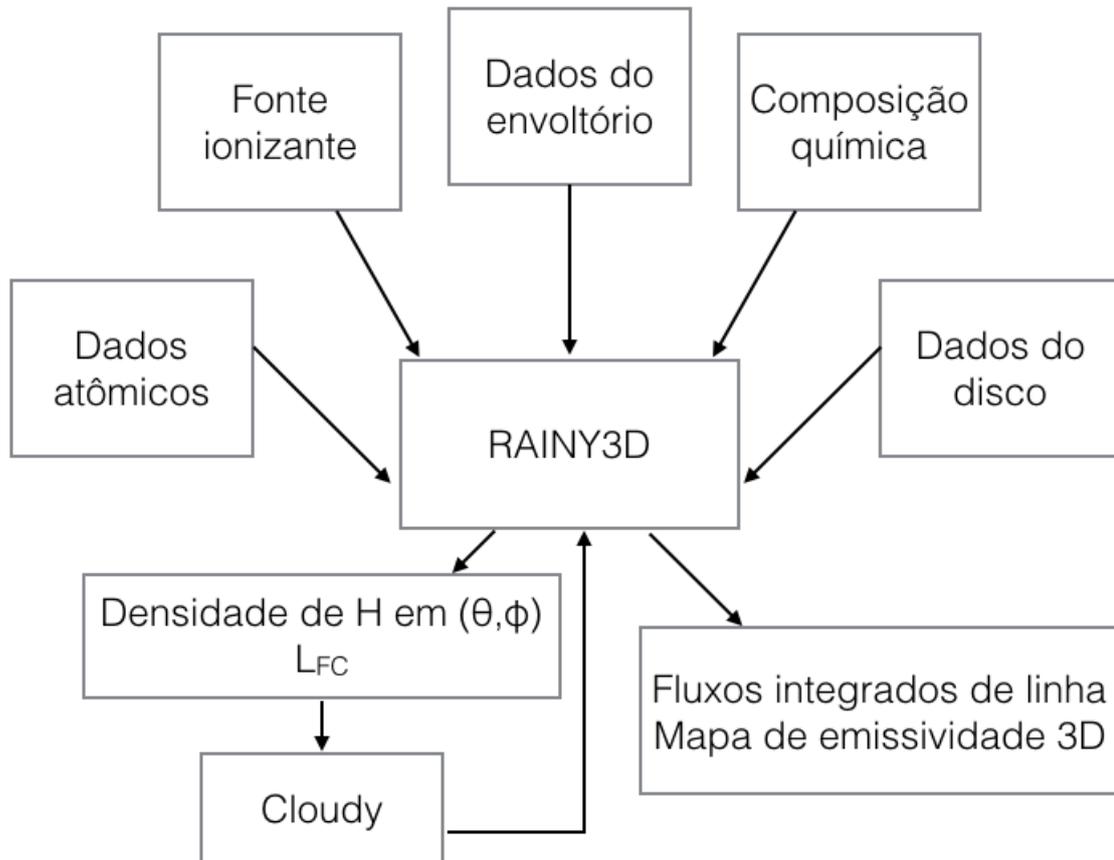


Figura 2.4: Diagrama de organização dos arquivos de entrada e saída do RAINY3D.

Dessa maneira, para cada linha são feitos os cálculos com o Cloudy, cujas saídas são armazenadas e organizadas. Os arquivos de saída do RAINY3D nesse caso são compostos por tabelas com os parâmetros de entrada, os fluxos integrados nas linhas presentes no arquivo de fluxos de linhas observados, e o  $\chi^2$  ponderado da comparação entre fluxos observados e simulados.

A outra maneira de utilizar um arquivo externo de distribuição de gás é inserindo arquivos separados de densidade de hidrogênio para cada conjunto  $(\theta, \phi)$ . Esse modo é mais lento (de 1 até 3 dias de processamento), mas permite o uso de um campo anisotrópico de radiação. O campo anisotrópico padrão é uma combinação de um campo esférico gerado pela pseudo-fotosfera e um campo variável com o ângulo polar gerado pelo disco. Outros tipos de campo podem ser facilmente inseridos no código. Outra vantagem de utilizar esse modo é que para cada  $(\theta, \phi)$  pode ser impresso um arquivo de emissividade para cada linha presente no arquivo de fluxos observados. Assim é possível construir um mapa completo em 3D de emissividade para cada linha. Para a visualização de tais mapas, é necessário

transferir os dados de saída do RAINY3D para coordenadas cartesianas, com o devido ponderamento do elemento de volume. Por isso, criamos rotinas próprias de leitura, organização e visualização dos arquivos em *python*, que utilizam a função de triangulação Delaunay do IDL. Além disso, arquivos de emissividade nos planos polar e equatorial também são criados para cada linha de emissão. Outras informações, como lista completa de linhas de emissão presentes no espectro simulado, valores locais de temperatura, densidade eletrônica e parâmetro de ionização também podem ser facilmente obtidos. Para reduzir o tempo de processamento dos modelos, é possível optar pelo uso de simetria polar, simulando apenas metade do envoltório. O RAINY3D espelha o mapa de emissividade e integra os fluxos de linha de forma a obter resultados de um envoltório completo.

## RS Oph

### 3.1 A nova RS Oph

RS Oph é uma nova recorrente, que teve sua primeira erupção registrada em 1898. Desde então, foram observadas outras 5 erupções, em 1933, 1958, 1967, 1985 e 2006. Como característico das novas recorrentes, a anã branca do sistema possui uma massa próxima ao limite de Chandrasekhar, estimada em  $M \sim 1,2 M_{\odot}$ , e uma alta taxa de acreção, estimada em  $10^{-8} M_{\odot}/ano$  (Shore et al., 1996). A estrela secundária de RS Oph é uma gigante vermelha, provável G5III-M4III (Bohigas et al., 1989; Anupama e Mikołajewska, 1999), o que torna RS Oph também um sistema simbiótico. A taxa de perda de massa da secundária é estimada em  $10^{-5} M_{\odot}/ano$  (Shore et al., 1996).

### 3.2 Dados HST

Em 2006, RS Oph foi observada com o telescópio espacial Hubble com as câmeras ACS (Advanced Camera for Surveys) e WFPC2 (Wide Field Planetary Camera 2). Foram usados os filtros de banda estreita  $H\alpha+[N II]$  (filtro F658N),  $[O III] 5007\text{\AA}$  (F502N) e  $[Ne V] 3426\text{\AA}$  (F343N), para mapear a emissão nebular do envoltório. Foram feitas observações em duas épocas:  $\Delta t_1 = 155$  e  $\Delta t_2 = 449$  dias após erupção. Os dados da primeira época mostram um envoltório com simetria bipolar, alinhados ao eixo leste-oeste (Bode et al., 2007). Os resultados dessas observações para  $[O III] 5007\text{\AA}$  são mostrados na figura 3.1. Já na segunda época, com o envelope mais evoluído, é possível notar *clumps* mais dispersos, além da estrutura central bipolar (figura 3.2). Tal imagem é um exemplo claro de como a distribuição de gás não pode ser considerada homogênea dentro de um envelope de nova.

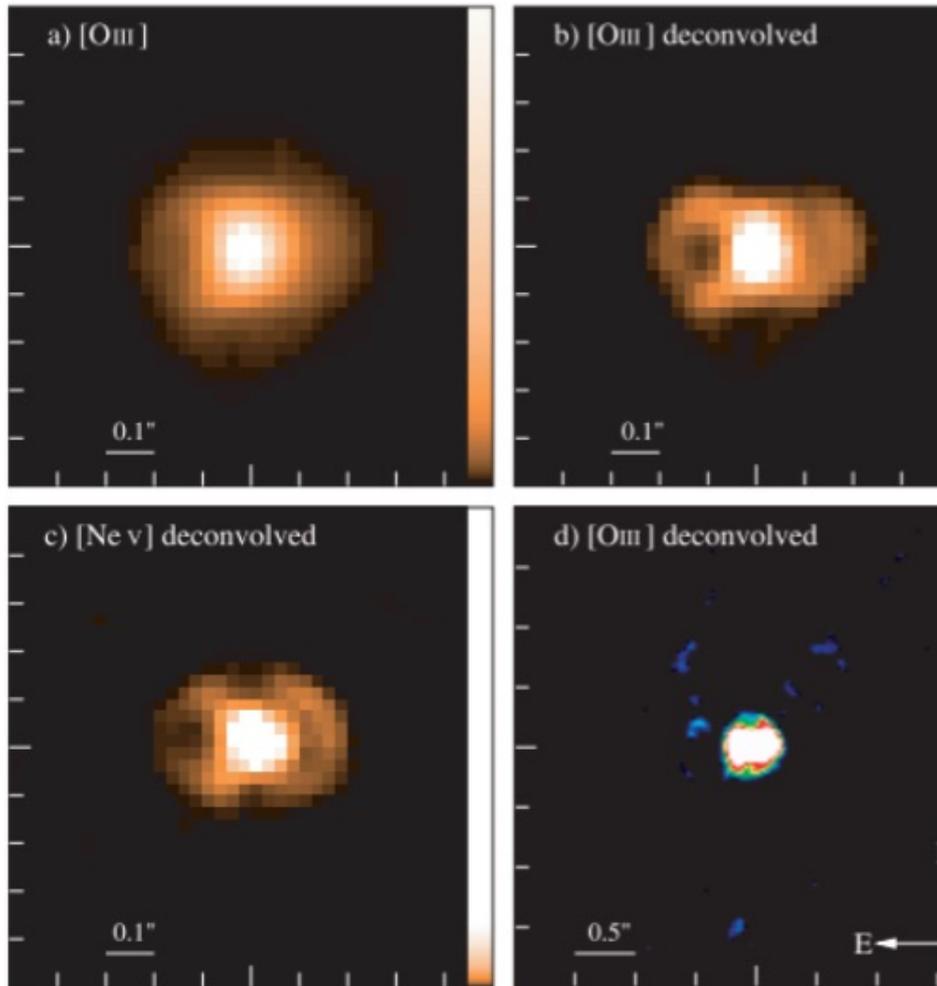


Figura 3.1: Observações feitas em  $\Delta t_1 = 155$ : (a) Imagem de RS Oph do HST em [O III]  $5007\text{\AA}$  com PSF estelar subtraída. (b) Resultado da deconvolução da imagem *a*. (c) Resultado da deconvolução da imagem de RS Oph em [Ne v]  $3426\text{\AA}$ . (d) Imagem *b* em um ângulo maior, evidenciando estruturas mais distantes da fonte central. Todas as imagens possuem brilho superficial em escala logarítmica e uma barra vertical indicando a escala de cor linear correspondente ao intervalo de 0 a 50% do pico de emissão (Bode et al., 2007).

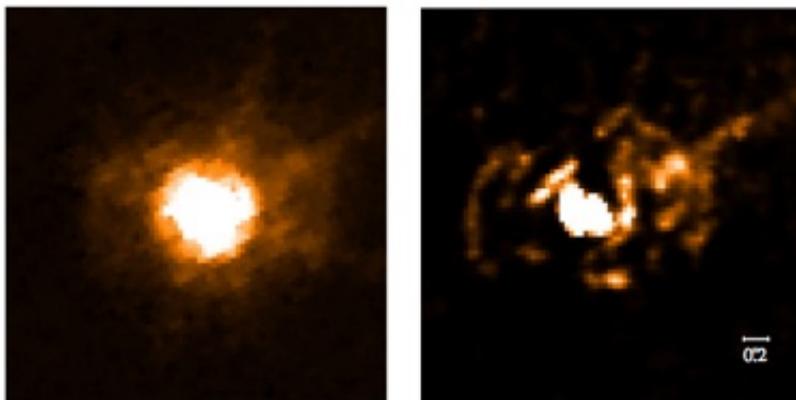


Figura 3.2: (a) Imagem bruta de RS Oph feita com a câmera WFPC2 HST na segunda época ( $\Delta t_2 = 449$ ). (b) Resultado da deconvolução da imagem *a* com PSF subtraída (Ribeiro et al., 2009)

### 3.3 Dados GMOS-IFU

Em 2010 foi feita uma observação de RS Oph com o espectrógrafo de campo integral do Gemini (GMOS-IFU) com o intuito de acompanhar o desenvolvimento das estruturas do envelope da nova, após 4 anos da erupção ( $\Delta t = 1065 d$ ). A espectroscopia bidimensional foi escolhida para realizar diagnósticos de massa e abundância. O *setup* instrumental foi feito de modo que o campo fosse de  $5'' \times 3,5''$ , mapeado em 500 microlentes, e que a cobertura espectral fosse de 4100-10250 Å. O céu foi observado a  $1'$  de distância do alvo, em um campo de  $5'' \times 1,75''$  mapeado em 250 microlentes. Os dados foram reduzidos com o pacote *gemini* para o *IRAF*, com calibrações básicas de *bias*, *sky flats* e *dome flats*, e calibrações em comprimento de onda e fluxo.

Em 2006, as observações do HST mostraram um envelope com aproximadamente  $0,5''$  de diâmetro, considerando apenas a estrutura central, mais compacta. Utilizando o valor de velocidade de expansão no eixo leste-oeste  $v = 1,2 \text{ mas dia}^{-1}$  (Ribeiro et al., 2009) medido nesta época, e considerando-a constante, estimamos que o raio aumentaria cerca de  $1,7''$  em 4 anos, somando  $3,9''$  de diâmetro. Infelizmente, a câmera do GMOS-IFU foi alinhada de modo que a emissão bipolar, no eixo leste-oeste, ficasse no eixo de menor dimensão ( $3,5''$ ). Desse modo, não foi possível mapear o envelope inteiro. Além disso, grande parte do campo dos dados foi coberto pela própria fonte central, uma vez que o *seeing* da observação foi  $\sim 1''$ . A figura 3.3 mostra a imagem do cubo com um filtro na região de  $H\alpha$ , em que é possível perceber apenas a emissão da fonte central. Já a figura

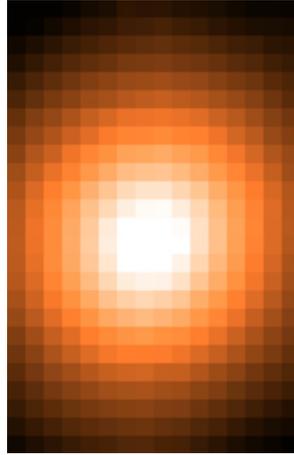


Figura 3.3: Imagem calibrada da nova RS Oph em 2010 no filtro estreito da linha de  $H\alpha$ , a partir do cubo de dados GMOS-IFU. Imagem em escala logarítmica de fluxo.

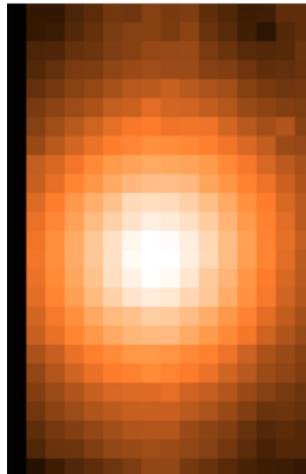


Figura 3.4: Imagem calibrada da nova RS Oph em 2010 no filtro estreito das linhas sobrepostas de [O III] 5007Å e He I 5016Å, a partir do cubo de dados GMOS-IFU. Imagem em escala logarítmica de fluxo.

3.4 mostra o cubo com filtro no *blend* das linhas [O III] 5007Å e He I 5016Å, em que é possível ver uma estrutura fraca alinhada ao eixo vertical.

Para identificar possíveis estruturas extremamente fracas, foi necessário analisar a razão entre o fluxo das linhas e o contínuo. Inicialmente foram feitos filtros para as linhas  $H\alpha$ , [O III] 5007Å e He I 6678Å. Como não é possível separar a emissão de [O III] 5007Å e He I 5016Å, nós comparamos o mapeamento desse *blend* com o da linha mais forte de He I (6678Å, outro singlete, para o qual a transferência radiativa no envoltório é similar) para checar a existência da emissão nebulosa de [O III]. As linhas de He I são emitidas pelas mesmas regiões do envelope, e como as emissões do *blend* e de He I 6678Å são distintas,

há indicação de uma emissão de diferente ionização, sugerindo a presença da linha de [O III].

Em seguida, para cada linha foi escolhido um contínuo local, uma região do espectro sem linhas de emissão, próxima à linha do filtro. Devido à variação do contínuo no extenso intervalo de cobertura espectral e ao baixo fluxo de algumas linhas estudadas, não foi possível definir um contínuo global. Com o espectro normalizado pelo contínuo local, foi feita a razão entre fluxo de linha e contínuo. Os resultados para  $H\alpha$ , [OIII] 5007Å e para He I 6678Å estão dispostos na figura 3.5. Os painéis da primeira linha correspondem às imagens do fluxo das linhas não normalizados com contínuo subtraído, a segunda linha é a razão entre fluxo normalizado da linha e fluxo do contínuo local e a terceira é um corte no eixo norte-sul da imagem da razão de fluxos. É possível notar em todas as imagens que há uma depressão próxima às bordas no sentido norte-sul. Tal depressão é coerente com a emissão bipolar, que está no sentido leste-oeste, identificada pelo HST. Também é possível notar uma depressão no centro do mapa de  $H\alpha$ , que pode estar associada a presença do disco de acreção, que é mais quente que o envelope e emite bastante no contínuo.

Além de realçar as estruturas fracas, as razões de linha e contínuo e as razões entre linhas podem fornecer alguns diagnósticos do envelope. As razões de  $H\alpha$  e  $H\beta$  e  $H\gamma$  e  $H\beta$  podem fornecer informações sobre a opacidade do gás. A opacidade nesse caso se refere apenas à opacidade do H com relação à radiação ionizante decorrente de suas recombinações. Isso se reflete em duas taxas de recombinação limites: aquela que inclui recombinações para o estado fundamental (caso A) ou não (caso B). No caso B as recombinações para o estado fundamental são descontadas da taxa, pois os fótons decorrentes dessas recombinações produzem outra ionização (não escapam) localmente. É a aproximação *on-the-spot* (OTS). Os envelopes de novas, assim como grande parte de nebulosas e outros objetos, se encontram entre os casos A e B. Para saber o quão próximo do caso B o gás se encontra, é necessário analisar as razões de linha da série de Balmer. Os espectros tiveram o avermelhamento corrigido com  $E(B-V)=0,73$  (Snijders, 1987). As figuras 3.6 e 3.7 mostram essas razões. Como há uma região no campo em que há a emissão bipolar e uma região dominada pela fonte central, nós separamos a imagem em duas regiões para medir os fluxos das linhas de Balmer.

As medidas mostram que o gás do envelope está mais próximo do caso B do que a fonte central. A razão entre  $H\alpha$  e  $H\beta$  é mais alta no envelope do que na fonte central, pois os

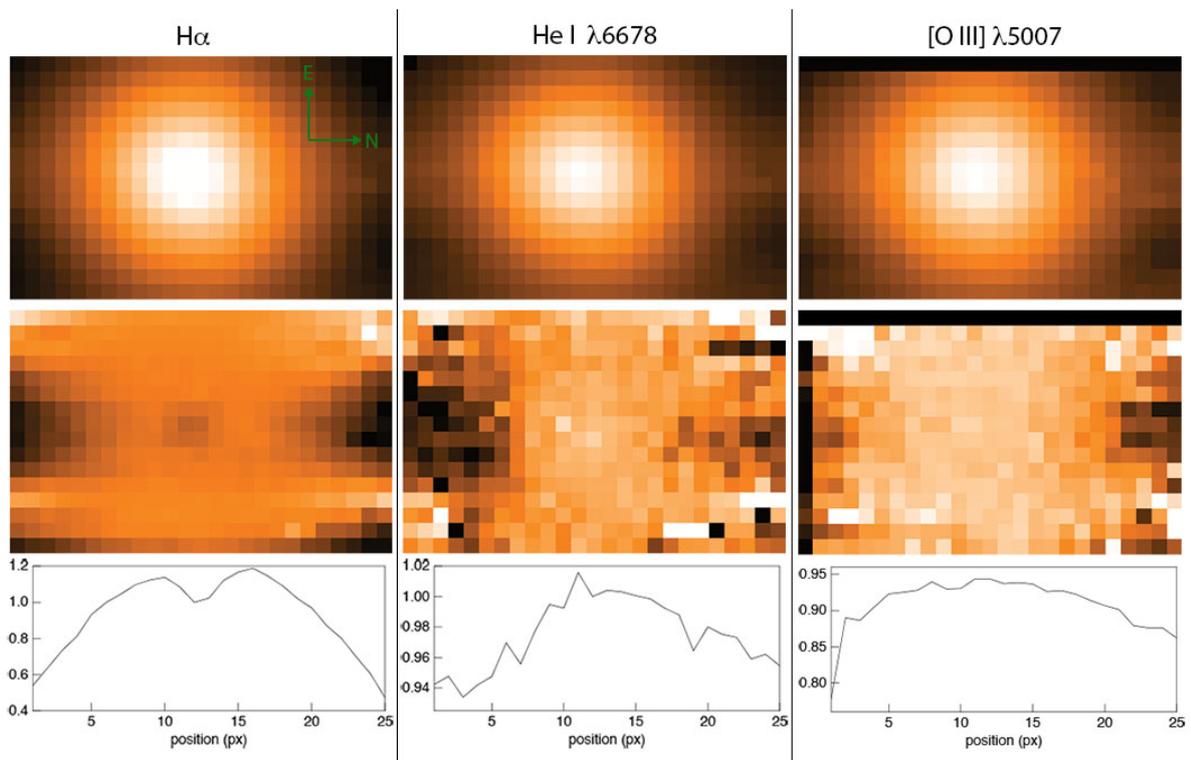


Figura 3.5: Colunas: (a) Emissão na linha de H $\alpha$ , razão entre emissão normalizada de linha e contínuo e corte no eixo norte-sul da imagem da razão entre linha e contínuo. (b) Emissão na linha de He I 6678Å razão entre emissão normalizada de linha e contínuo e corte no eixo norte-sul da imagem da razão entre linha e contínuo. (c) Emissão na linha de [O III] 5007Å razão entre emissão normalizada de linha e contínuo e corte no eixo norte-sul da imagem da razão entre linha e contínuo.

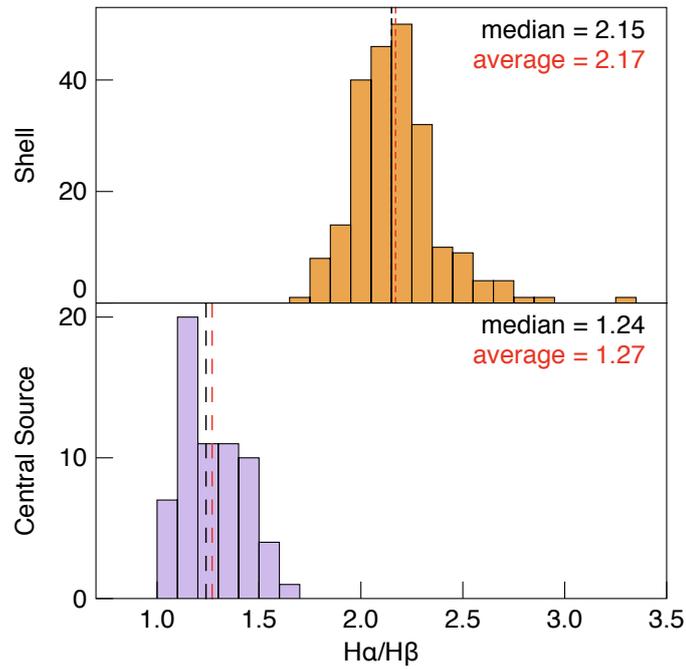


Figura 3.6: Distribuição da razão entre o fluxo de H $\alpha$  e H $\beta$  para cada pixel na região da fonte central (em roxo) e na região do envelope (em laranja), com os valores da média e mediana.

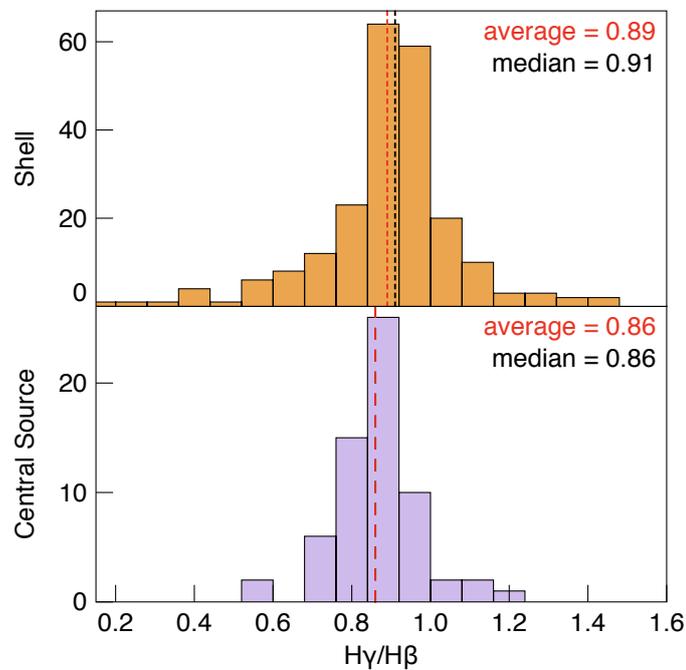


Figura 3.7: Distribuição da razão entre o fluxo de H $\gamma$  e H $\beta$  para cada pixel na região da fonte central (em roxo) e na região do envelope (em laranja), com os valores da média e mediana.

fótons de  $H\beta$  são absorvidos e transformados em  $H\alpha$  e  $P\alpha$ , o que também aumenta a razão entre  $H\gamma$  e  $H\beta$ .

### 3.4 Evolução Espectral

O espectro integrado das observações de RS Oph de 2010 no GMOS-IFU mostram um espectro muito semelhante aos de 2008, 2009, 2011 e 2012 do Stony Brook/SMARTS Nova Atlas (Walter et al., 2012) (figura 3.8), apesar de ter uma resolução espectral inferior. Por meio dos espectros desse catálogo, foi possível identificar a presença de subestruturas no perfil das linhas de emissão que não podem ser vistas no espectro do GMOS-IFU, principalmente na região de  $5007\text{\AA}$ , que sugere a presença das linhas de  $[\text{O III}] 5007\text{\AA}$  e  $\text{He I } 5016\text{\AA}$ .

Ao examinar o espectro bidimensional do GMOS, também notamos que o alargamento das linhas de emissão se mantém aproximadamente constante, cerca de  $1000 \text{ km/s}$ , em toda a região espacial (figura 3.9). Normalmente há uma diferenciação nas velocidades das linhas na região próxima à fonte central e no envelope. Porém, esse sistema está inclinado em  $39^\circ$  (Ribeiro et al., 2009), permitindo a visualização do disco de acreção, que já teria tido tempo de se formar após 4 anos da erupção. Worters et al. (2007) sugerem que o disco de RS Oph (2006) se reestabeleceu após 60 dias. Esse alargamento é compatível com a velocidade de um disco nessa inclinação, sugerindo que há um espalhamento da radiação do disco, intrínseca ou instrumental.

Para checar se a fonte desse espalhamento é o próprio envelope ou é a instrumentação, comparamos o perfil obtido para  $H\alpha$  com uma gaussiana de mesma amplitude, uma vez que o espalhamento só deve afetar a largura da curva. O resultado se encontra na figura 3.11 para o ajuste em função das linhas e na figura 3.10 para o ajuste em função das colunas do CCD. Os ajustes se mostram próximos da distribuição, o que sugere pouco espalhamento instrumental. Portanto, o espalhamento possivelmente ocorre no próprio envelope.

Os espectros integrados em  $H\alpha$  também foram utilizados para fazer um diagnóstico de taxa de perda de massa por vento. Nós determinamos uma região de emissão do envelope, excluindo a fonte central. O brilho superficial desse anel foi então utilizado para estimar a densidade de hidrogênio. A partir da densidade e da velocidade do gás, estimamos a perda de massa utilizando a relação  $dM/dt = 4\pi r^2 \rho v$  (Warner, 1995). O resultado obtido foi de

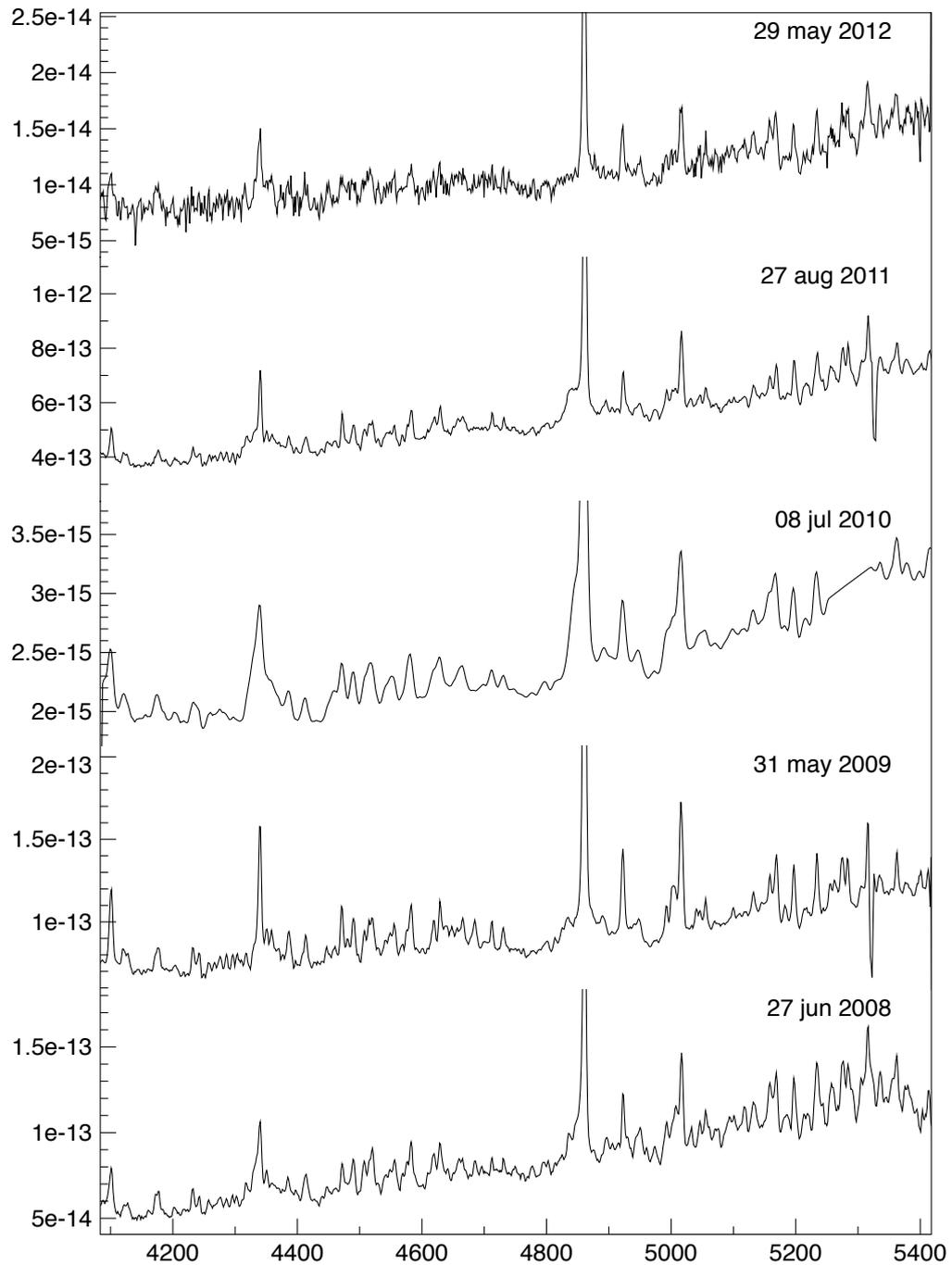


Figura 3.8: Evolução espectral de RS Oph, feito com dados do Stony Brook/SMARTS Nova Atlas (Walter et al., 2012) e com o espectro médio dos dados do GMOS-IFU de 2010. Os fluxos estão em  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$  e o comprimento de onda em Å.

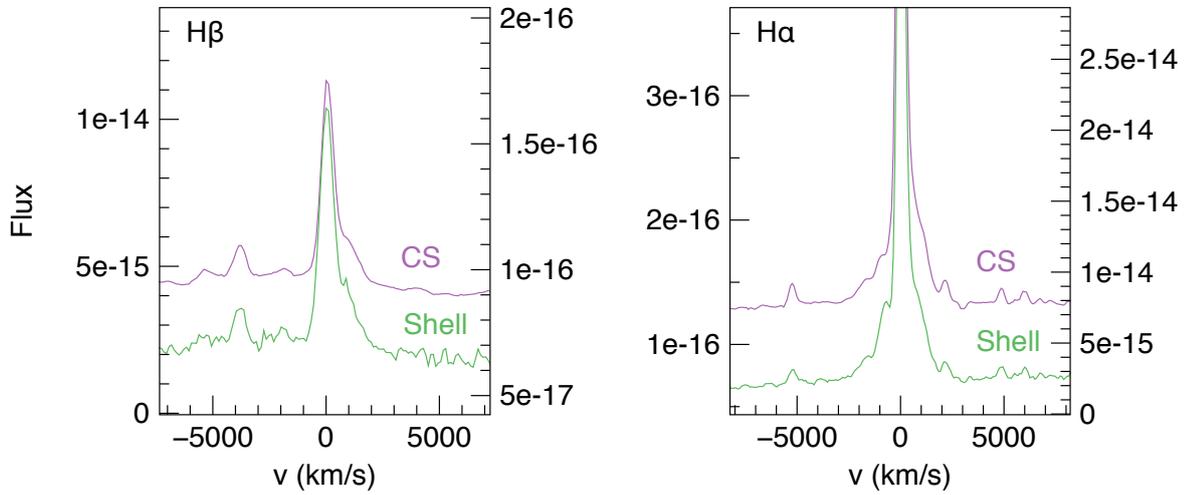


Figura 3.9: Perfil de H $\alpha$  e H $\beta$  no espectro na fonte central (em lilás) e no envelope (em verde). As escalas da fluxo à esquerda correspondem às emissões da fonte central, e à direita, do envoltório e ambas estão em  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ .

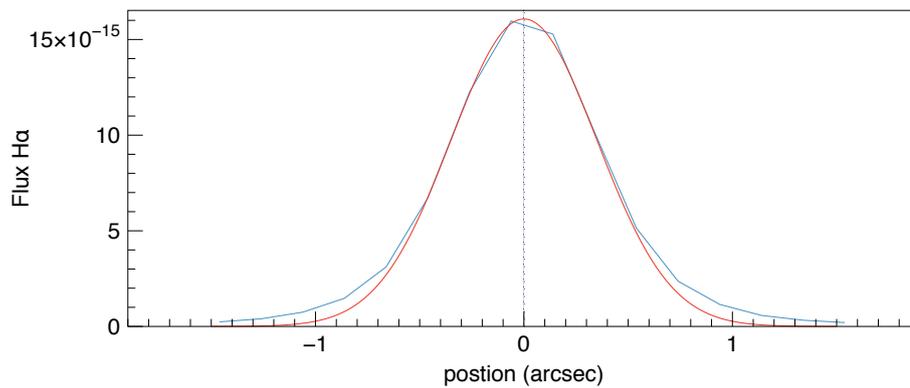


Figura 3.10: Perfil da fonte central em um corte nas colunas com ajuste de gaussiana. Os fluxos estão em  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ .

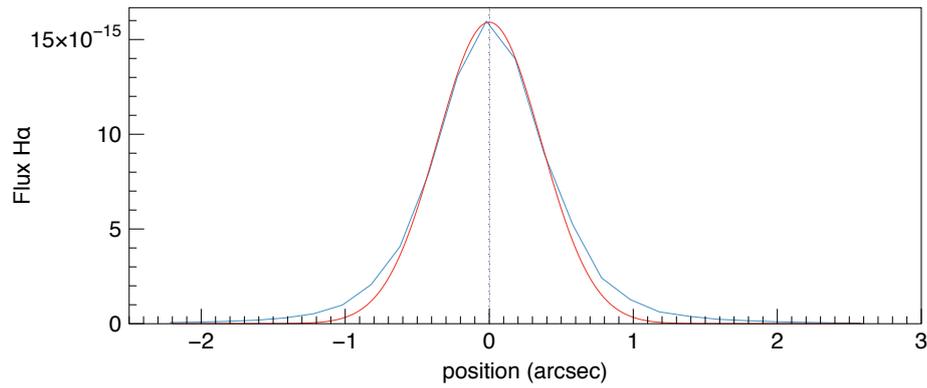


Figura 3.11: Perfil da fonte central em um corte nas linhas com ajuste de gaussiana. Os fluxos estão em  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ .

$dM/dt = 1,4 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{ano}$ . Em 4 anos desde a erupção a nova teria, portanto, ejetado  $5 \times 10^{-10} M_{\odot}$ , assumindo que a taxa é constante.

Devido à baixa qualidade de imagem e à falta de mapeamento do envoltório completo, não foi possível realizar um modelo de fotoionização 3D da nova RS Oph.



## V723 Cas

### 4.1 A nova V723 Cas

A nova V723 Cas, inicialmente denominada Nova Cassiopeia 1995, foi detectada em 24 de agosto de 1995 (Hirosawa et al., 1995) e sua classificação como nova foi confirmada após 2 dias por observações espectroscópicas (Ohshima et al., 1995). V723 Cas apresentou uma curva de luz extremamente lenta, com tempo de decaimento de 3 magnitudes  $t_{3,V} = 173 d$  e  $t_{3,B} = 189 d$  e teve seu brilho máximo no dia 17 de dezembro de 1995 com  $V = 7,1$  e  $B = 7,6$ , nos filtros V e B respectivamente (Chochol e Pribulla, 1997). Evans et al. (2003) encontraram um valor ainda maior para o tempo de decaimento, de  $t_{3,Vis} = 778 d$ , ao remover os *flares* da curva de luz.

No início de sua erupção, V723 Cas mostrou um espectro de linhas de transições permitidas tipo Fe II, segundo a classificação de Williams et al. (1991). Após  $\sim 18$  meses, a nova entrou em uma fase nebular, apresentando diversas linhas de transições proibidas em todas as bandas espectrais. Em 2006, 3813 dias após sua descoberta, foi feita a primeira detecção em raios-X da nova V723 Cas com o X-Ray Telescope do satélite *Swift*, que mostrou um espectro de fonte *super soft* (Ness et al., 2006). A partir desse momento, V723 Cas foi monitorada continuamente, até 2014, quando sua emissão ficou fraca demais para ser detectada. A emissão de um espectro *super soft* indica a ocorrência de queima nuclear, por isso pode ser usada para medir o tempo total da erupção da nova. Ness et al. (2015) sugerem que o tempo total da erupção de V723 Cas seja entre 6571 e 6960 dias, ou entre 18 e 19 anos. Esse longo tempo é raro entre as novas, e faz com que V723 Cas seja uma das novas com atividade nuclear mais longa observada.

Em 1998, Krautter et al. (2002) observaram a nova V723 Cas com a câmera NICMOS2

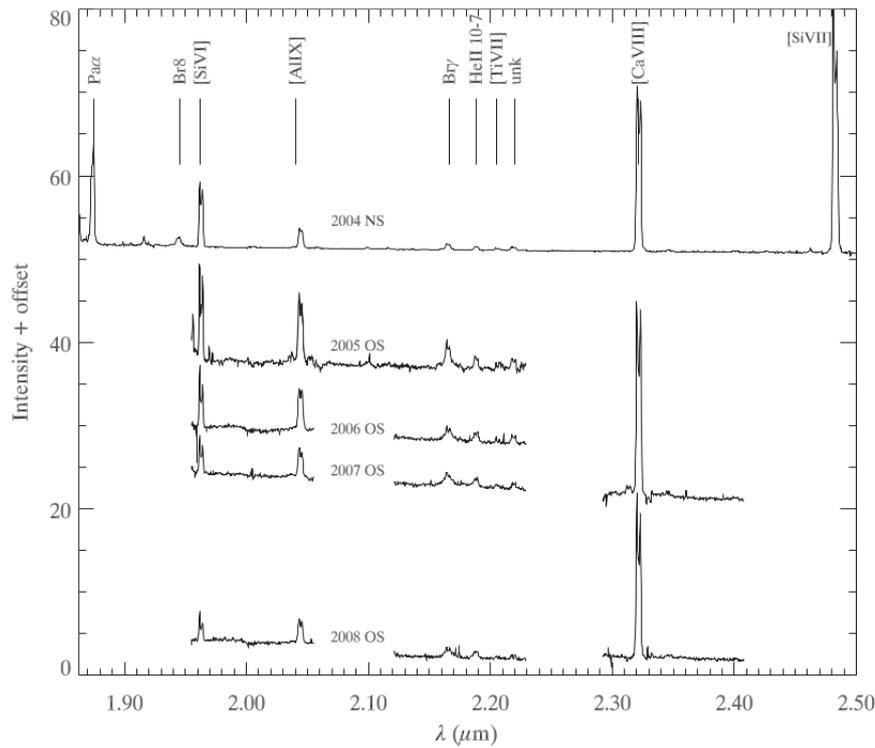


Figura 4.1: Evolução espectral de V723 Cas no IR (Lyke e Campbell, 2009). O espectro de 2004 foi obtido com o espectrógrafo NIRSPEC e o restante corresponde aos espectros integrados obtidos com o espectrógrafo de campo integral OSIRIS.

do *Hubble Space Telescope*, no IV, mas não conseguiram detectar o envoltório, pois ele ainda estava muito compacto. Entre 2005 e 2008, Lyke e Campbell (2009) utilizaram o espectrógrafo de campo integral OSIRIS com óptica adaptativa no Keck II e conseguiram resolver o envoltório.

## 4.2 Cubos de dados Keck-OSIRIS

Os espectros com resolução espacial do Keck-OSIRIS foram obtidos em 4 filtros no IR (Kn1, Kn2, Kn3 e Kn5) dentro do intervalo de  $1,955\mu\text{m}$  até  $2,408\mu\text{m}$  (Lyke e Campbell, 2009). Devido ao diâmetro angular do envelope da nova, de cerca de  $0,25$  arcsec (em 2005), foi utilizado o módulo de óptica adaptativa LGSAO durante as observações. A figura 4.1 mostra os espectros integrados em toda a extensão do objeto para a observação da cada ano, juntamente com um espectro *long slit* de 2004 feito com o espectrógrafo NIRSPEC.

Para as linhas mais fortes do espectro ( $\text{Br}\gamma$ ,  $[\text{Si VI}]$ ,  $[\text{Al IX}]$  e  $[\text{Ca VIII}]$ ) foram aplicados filtros estreitos nos cubos de dados, de modo a mapear as diferentes estruturas (figura

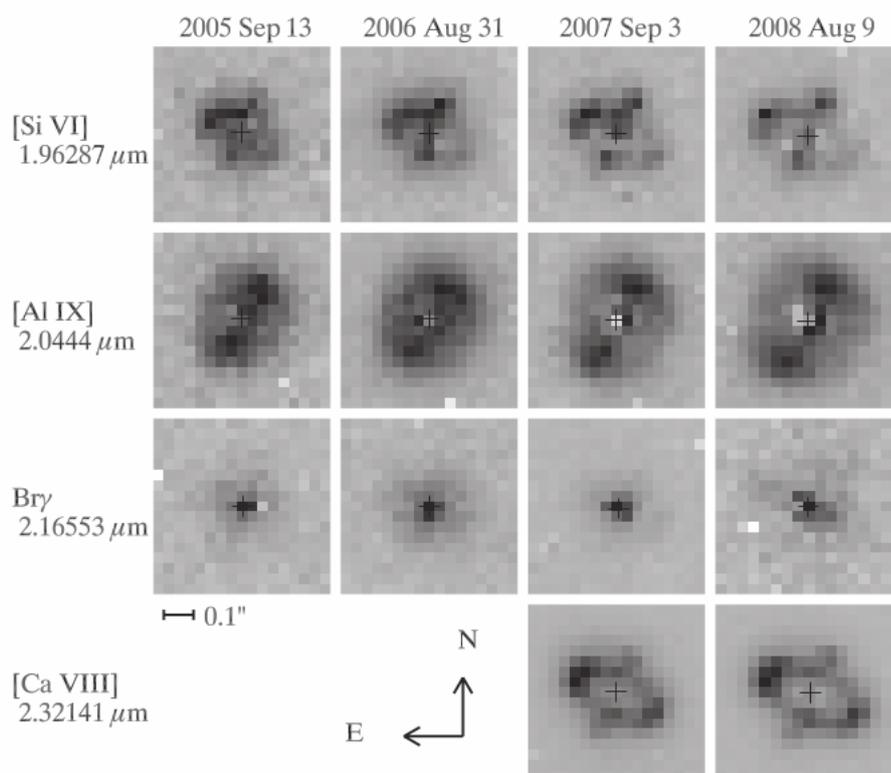


Figura 4.2: Imagens de filtros estreitos de diferentes linhas de emissão no IR em 4 datas distintas (Lyke e Campbell, 2009). O contínuo das imagens foi subtraído e as imagens foram normalizadas.

4.2). Os cubos destacam 2 estruturas principais: um anel equatorial e nódulos polares. A separação das estruturas foi possível devido ao deslocamento Doppler das linhas de emissão no espectro, como mostra a figura 4.3 para a imagem de banda estreita de [Ca VIII]. A figura 4.4 mostra a renderização do cubo nos filtros de cada linha e em cada época. As morfologias apresentadas nas imagens de filtro estreito de [Si VI] e [Ca VIII] são extremamente semelhantes, enquanto a de [Al IX] é notavelmente diferente. As diferenças podem ser explicadas por um campo anisotrópico de radiação ionizante, uma vez que os potenciais de ionização para cada elemento são distintos: 330 eV para [Al IX], 147 eV para [Ca VIII] e 205 eV para [Si VI] (Kramida et al., 2015). Ou seja, nas regiões polares, a ionização deve ser maior do que na região equatorial. Esse é o mesmo caso de outras novas observadas, como HR Del (Moraes e Diaz, 2009), DQ Her (Petitjean et al., 1990) e FH Ser (Gill e O'Brien, 2000). Assim como no caso de HR Del, nós sugerimos uma fonte central em forma de disco para explicar esse campo anisotrópico.

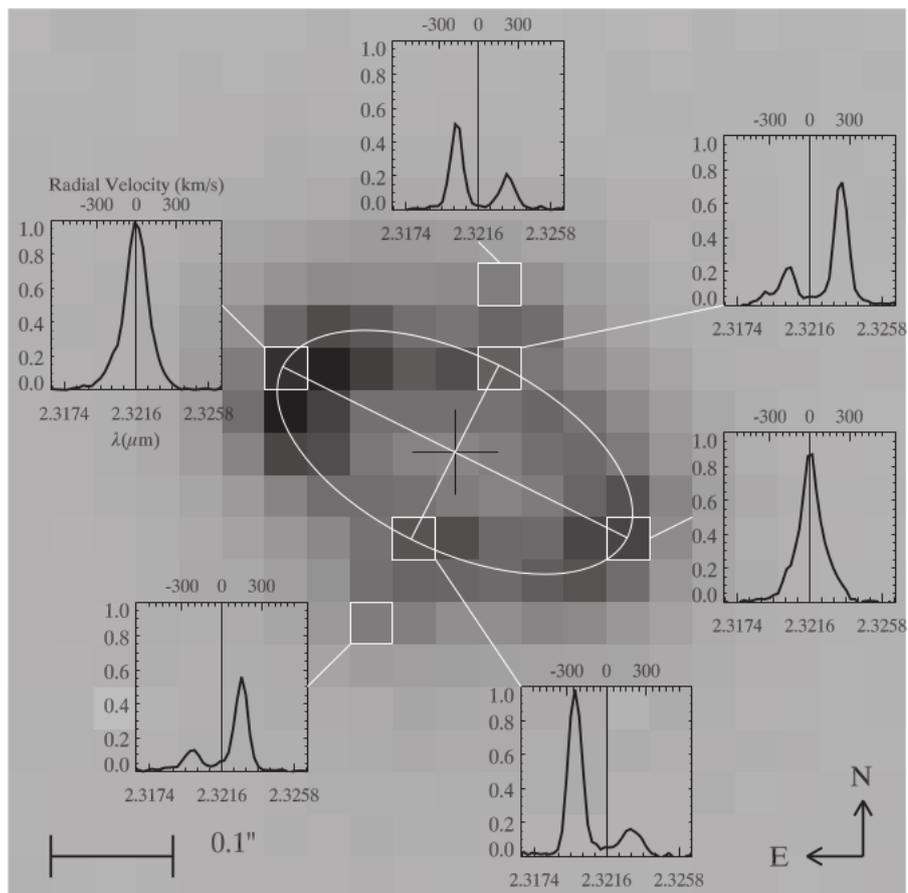


Figura 4.3: Deslocamento Doppler indica a presença de um anel e uma emissão polar (Lyke e Campbell, 2009).

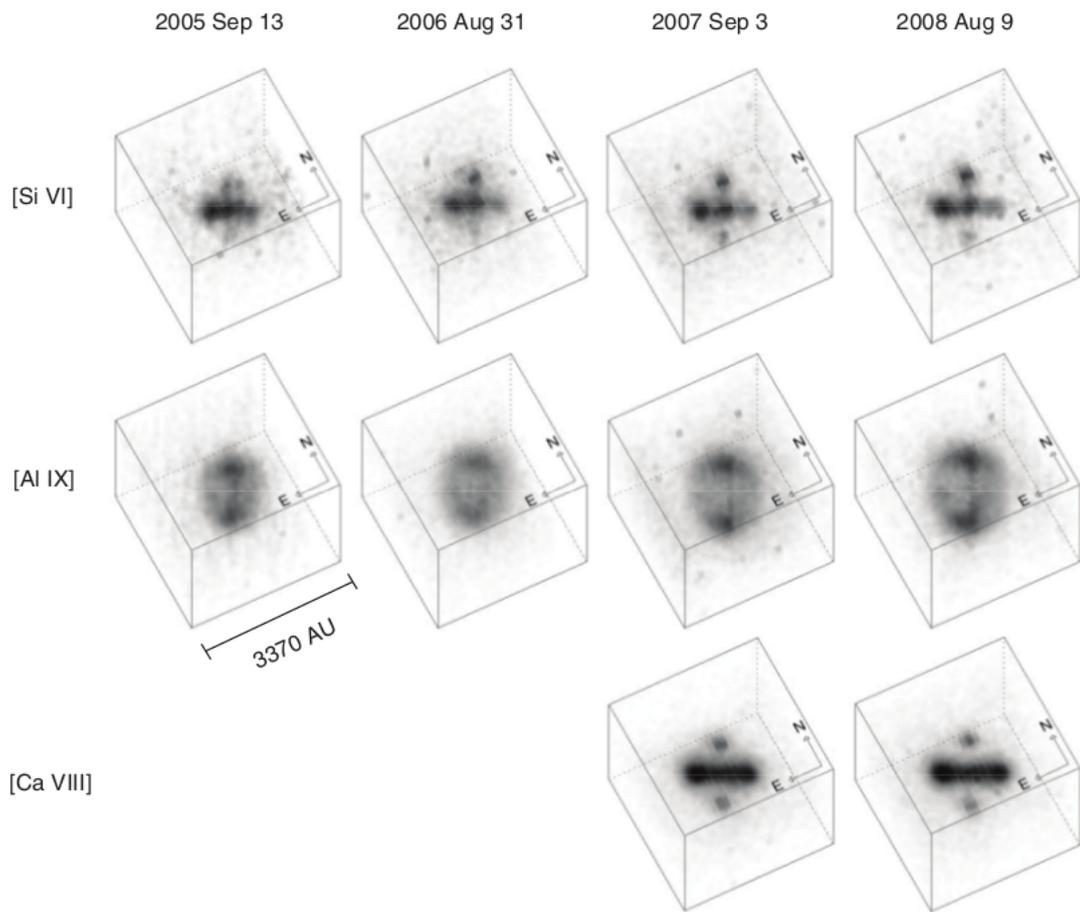


Figura 4.4: Renderização do cubo de dados em cada filtro estreito indica ionização distinta nas diferentes estruturas (Lyke e Campbell, 2009).

Tabela 4.1 - Valores de  $E(B-V)$  obtidos para a nova V723 Cas por diferentes métodos.

$E(B-V)$	Fonte
0,60	Gonzalez-Riestra et al. (1996)
0,45	Munari et al. (1996)
0,54/0,57	Chochol e Pribulla (1997)
0,2/0,25	Rudy et al. (2002)
0,78/0,60	Evans et al. (2003)
0,57	Iijima (2006)
0,35	Hachisu e Kato (2014)

### 4.3 Calibração de fluxos

Para a obtenção dos fluxos de linhas, utilizamos os espectros integrados do OSIRIS. Os dados do OSIRIS não foram calibrados em fluxo absoluto, mas Lyke e Campbell (2009) disponibilizaram uma tabela de calibração relativa entre os fluxos das linhas de 2005 a 2008. Como não há tampouco espectros no IV calibrados em fluxo na literatura, utilizamos os dados de magnitude no IV mais próximos temporalmente, os dados de 2003 do 2MASS (Cutri e et al., 2003). Com a curva do filtro Ks (1, 989 $\mu$ m-2, 316 $\mu$ m) não normalizado do 2MASS, criamos um filtro para o espectro de 2005. No intervalo de 2, 229 $\mu$ m a 2, 316 $\mu$ m, em que há uma lacuna entre o fim do espectro do OSIRIS e o fim do filtro Ks, nós aplicamos uma interpolação linear, que deve ser razoável devido à ausência de linhas de emissão fortes, como mostra o espectro de 2004 do NIRSPEC. Sabendo que a magnitude no filtro Ks é  $K_s = 10,931$ , estimamos o fator de correção para o fluxo absoluto do espectro de 2005. Esse fator foi recalculado para o espectro de 2008 por meio da tabela de calibração relativa das linhas de emissão de Lyke e Campbell (2009). Nós estimamos uma incerteza de  $\sim 40\%$  nessa calibração de fluxo, considerando um ajuste linear para o fluxo de [Si VI] entre 2005 e 2008. Para fazer a correção do excesso de cor  $E(B-V)$ , utilizamos uma média de valores encontrados por diferentes autores (tabela 4.1), no valor de  $E(B-V) = 0,5$ . Vale ressaltar que os erros no valor de  $E(B-V)$  estão contidos na incerteza de 40% assumida para os fluxos das linhas.

O catálogo da missão Gaia (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018) contém uma medida de paralaxe de  $0,13 \pm 0,05$  mas para a nova V723 Cas, que leva à distância de 7,6 kpc,

Tabela 4.2 - Valores de distância obtidos para a nova V723 Cas por diferentes autores.

Distância (kpc)	Fonte
4,2/4,0	Evans et al. (2003)
2,80	Iijima (2006)
2,70	Ness et al. (2008)
3,85	Lyke e Campbell (2009)
7,6	Gaia Collaboration et al. (2016, 2018)
5,6	Schaefer (2018)

usando a relação  $d(kpc) = 1/p(mas)$  diretamente, e 5,6 *kpc* considerando correções em cima da localização do alvo na Galáxia (Schaefer, 2018). Ambos os valores são maiores do que todas as estimativas prévias feitas por diferentes autores, usando diferentes métodos (ver tabela 4.2). Assim como Schaefer (2018) mencionou, é necessário cautela ao usar os dados de paralaxe do Gaia em que os erros são acima de 30%, portanto nesse trabalho, utilizamos a distância de 3,85 *kpc*, obtida por paralaxe de expansão (Lyke e Campbell, 2009).

#### 4.4 Modelo da fonte central

Para a caracterização da fonte central, usamos os resultados de raios-X de Ness et al. (2008). Eles restringiram a temperatura efetiva da fonte central de V723 Cas entre  $2,8 \times 10^5$  e  $3,8 \times 10^5$  K, e estimaram a luminosidade bolométrica em  $L_{bol} \geq 5 \times 10^{36}$  *erg/s*, por meio de ajustes de corpo negro do espectro.

Normalmente em nossas simulações, usamos os modelos de atmosferas de Rauch (2003) para a fonte central, que são específicos para anãs brancas e muito utilizados em modelos de novas e nebulosas planetárias. Existem modelos de H puro, H+He, e H com metais. Estes últimos são especialmente úteis para os modelos de novas, já que a fonte central é composta parcialmente por gás acretado da secundária. V723 Cas possui uma fonte central extremamente quente, com mais de 230.000K e infelizmente, os modelos mais complexos de Rauch não chegam a esse valor. Os modelos de H puro que chegam a esse valor, no entanto, mostram uma diferença grande de fluxo para comprimentos de onda menores que 150 Å, como mostra a figura 4.5. Por esse motivo, optamos por modelos de corpo negro para a atmosfera da fonte central.

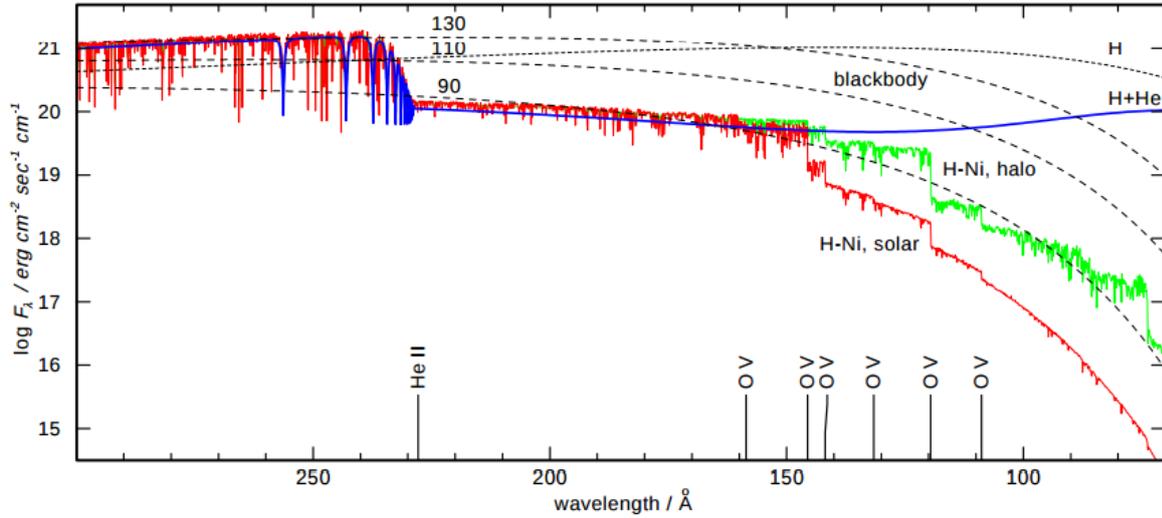


Figura 4.5: Comparação entre diferentes modelos de atmosfera (Rauch, 2003).

## 4.5 Abundâncias

Nós utilizamos as abundâncias de N, O, Ne, Ar e He obtidas por Iijima (2006) a partir de espectroscopia no óptico durante a fase nebular. Foram utilizadas as linhas de He I, He II, [N II], [O III], [Ne III], [Ne IV], [Ne V], [Ar III], [Ar IV] e [Ar V] para tais estimativas (figura 4.6). Para as abundâncias de Al, Ca e Si, fundamentais para nossos modelos, usamos as abundâncias relativas a He obtidas por Evans et al. (2003) a partir de espectroscopia no IV, combinadas à abundância de He obtida por Iijima (2006). Apesar de ambos os trabalhos serem baseados em modelos unidimensionais e, portanto, sujeitos a incertezas grandes em relação à densidade, nós os utilizamos como valores iniciais nos modelos de fotoionização a fim de restringir os parâmetros físicos da fonte central e do envoltório. Depois, nós variamos as abundâncias de Al, Ca e Si de modo que os fluxos das linhas observados fossem compatíveis com os fluxos obtidos nos modelos. A tabela 4.3 mostra os valores das abundâncias utilizadas como entrada nos modelos. Para os outros elementos, assumimos valores médios tipicamente encontrados em envelopes de novas (Gehrz et al., 1998).

## 4.6 Geometria e mapa 3D de densidade de hidrogênio

Infelizmente a emissão de  $\text{Br}\gamma$  do envoltório não teve fluxo o suficiente para permitir um mapeamento direto da massa de hidrogênio, portanto utilizamos uma combinação

Date	$N^+$	$O^{++}$	$Ne^{++}$	$Ne^{+3}$	$Ne^{+4}$	$Ar^{++}$	$Ar^{+3}$	$Ar^{+4}$
1998								
Aug. 10	2.1	8.1		8.8		0.033	0.22	0.084
Aug. 22	2.2	9.4	8.1:	9.1				0.066
Oct. 11		8.6		6.9				
Oct. 16	1.6	8.0	7.1	9.3	17.3			0.082
Nov. 17		8.9	6.6	8.1				
Nov. 28	1.4	8.0		9.5				0.085
Dec. 15	1.6	8.6		8.5		0.038	0.37	0.084
Dec. 27	1.4	8.7		9.9				0.089
1999								
Jan. 5,6	1.1	8.1		7.5				0.075
Jan. 25		8.4		8.6				
Feb. 2	1.2	7.2		10.2		0.057	0.24	0.088
Feb. 12	1.2	7.6		8.4				0.10
Feb. 25	1.2	7.5		10.7		0.050		0.10

Figura 4.6: Abundâncias iônicas relativas a  $H^+$  obtidas por Iijima (2006). Os valores da tabela devem ser multiplicados por  $10^{-4}$ .

Tabela 4.3 - Abundâncias utilizadas nos modelos da nova V723 Cas.

Abundância	Valor	Fonte
$\log(N_N/N_H)$	-2.8	Iijima (2006)
$\log(N_O/N_H)$	-2.2	Iijima (2006)
$\log(N_{Ne}/N_H)$	-2.5	Iijima (2006)
$\log(N_{Ar}/N_H)$	-4.3	Iijima (2006)
$\log(N_{He}/N_H)$	-0.74	Iijima (2006)
$\log(N_{Al}/N_H)$	-6.98	Evans et al. (2003)
$\log(N_{Ca}/N_H)$	-7.86	Evans et al. (2003)
$\log(N_{Si}/N_H)$	-7.40	Evans et al. (2003)

Tabela 4.4 - Valores de densidade máxima utilizado nas estruturas do envoltório.

Estrutura	Densidade máxima ( $\text{cm}^{-3}$ )
Casca esférica	$10^{1.3}$
Anel	$10^{3.8}$
Nódulos polares	$10^{3.0}$
Condensações	$10^{5.0}$

das estruturas observadas nas outras linhas com os valores de massa total do envoltório estimados por Iijima (2006) e Heywood et al. (2005), entre  $5,00 \times 10^{-6} M_{\odot}$  e  $1,13 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Nós definimos a estrutura do envelope de acordo com as renderizações dos cubos do Keck-OSIRIS (figura 4.4) de 2008, que transforma o eixo de comprimento de onda em eixo espacial, criando uma grade em 3 dimensões para ser usada no RAINY3D. Essa grade foi composta por uma emissão difusa na forma de uma casca esférica, de baixa densidade, um anel equatorial, nódulos polares e algumas condensações esféricas inseridas dentro do anel. As condensações foram inseridas nas regiões em que a emissão das linhas coronais se mostrou mais forte do que no restante do anel. Assim como Lyke e Campbell (2009), assumimos que o anel é circular e que a excentricidade observada é proveniente da inclinação do sistema. Os tamanhos das estruturas foram definidos de acordo com a média dos tamanhos observados nas renderizações nos filtros de [Si VI] e [Ca VIII], de modo que os valores adotados para os raios interno e externo foram  $r_{int} = 1,03 \times 10^{16} \text{ cm}$  e  $r_{ext} = 2,50 \times 10^{16} \text{ cm}$ . A figura 4.7 mostra uma visão esquemática das estruturas utilizadas no mapa 3D de densidade de hidrogênio. Nós assumimos que o anel e os nódulos polares são mais densos que a casca de emissão difusa, e que as condensações são mais densas que o anel e os nódulos polares. Variamos os valores de densidade a fim de obter como massa total um valor entre o intervalo definido previamente, e suavizamos os contrastes de densidade entre as estruturas por funções gaussianas com a finalidade de facilitar a convergência dos cálculos do Cloudy. Os valores de densidade máxima utilizados em cada estrutura do envoltório estão dispostos na tabela 4.4.

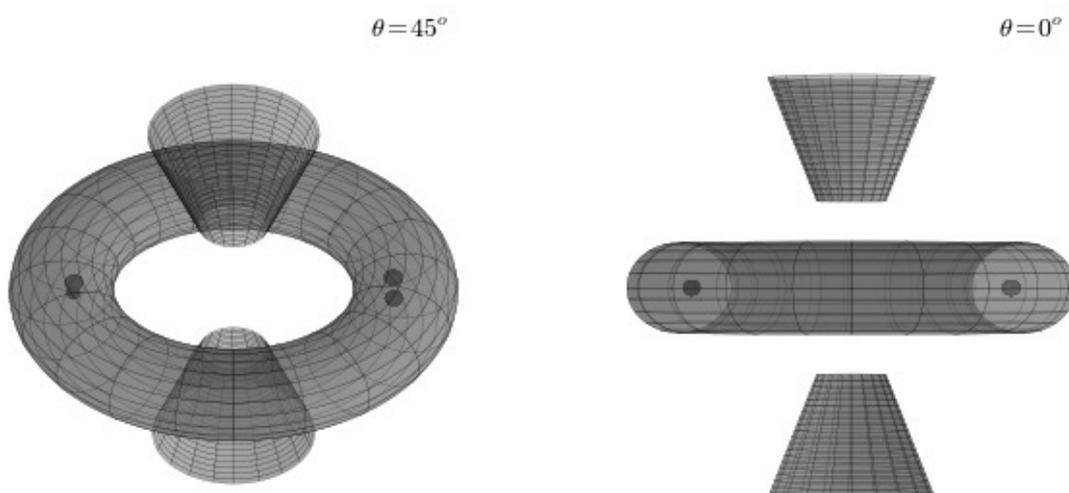


Figura 4.7: Visão esquemática da distribuição de massa da hidrogênio utilizada nos modelos de fotoionização (Takeda et al., 2018). Além do anel, da emissão polar e das condensações, foi incluída também uma componente difusa na forma de uma casca esférica, que não está representada na figura para facilitar a visualização dos demais componentes.

#### 4.7 Anisotropia no campo de radiação ionizante

Como mencionado anteriormente, as imagens de banda estreita de [Si VI], [Ca VIII] e [Al IX] dos dados do Keck-OSIRIS apresentaram diferentes morfologias, indicando uma anisotropia no campo de radiação ionizante (figura 4.2). A emissão na linha de [Al IX], que possui o maior potencial de ionização, é muito mais intensa nos nódulos polares, indicando um campo em que há maior ionização nos polos do que na região equatorial. Nós especulamos que tal anisotropia pode ser consequência da presença de um disco de acreção reestabelecido. Para conferir essa possibilidade, comparamos os raios da pseudo-fotosfera e do disco na época das observações. Nós estimamos o raio da pseudo-fotosfera em  $r = 1,34 \times 10^9 \text{ cm}$ , usando a equação de Stefan-Boltzmann para uma superfície esférica  $L = 4\pi r^2 \sigma T^4$  com os valores de luminosidade e temperatura estimados a partir das observações em raios-X de 2008. Estimamos o valor mínimo do raio volumétrico do lóbulo de Roche da primária em  $r_{RL(1)} = 8,0 \times 10^{10} \text{ cm}$ , usando o período orbital  $P = 16,6 \text{ h}$  (Ochner et al., 2015), massa da primária entre  $0,4 \leq M_1 \leq 1,1 M_{\odot}$ , razão de massas máxima de  $q = 0,9$  e as relações de Eggleton (1983). Sabendo que o raio do disco de acreção é tipicamente 70% do  $r_{RL(1)}$ , temos  $r_d \sim 5,6 \times 10^{10} \text{ cm}$ , que é maior do que o raio da pseudo-fotosfera.

Para modelar um campo ionizante com disco, nós incluímos uma ferramenta no RAINY3D

que permite a inclusão de um fluxo dependente do ângulo polar ( $\theta$ ) na forma  $F'(\theta) = F \cos(\theta)$ . O fluxo integrado em ângulo sólido nas duas faces do disco é equivalente à luminosidade total adotada. Também é possível modelar simultaneamente uma fonte esférica isotrópica e uma fonte em forma de disco, com diferentes pesos. Para os casos em que há simetria polar no campo de radiação ionizante e na distribuição de gás, é possível modelar apenas metade do envoltório e depois espelhar o resultado a fim de reduzir tempo computacional.

## 4.8 Os modelos de fotoionização RAINY3D

Nossos modelos de fotoionização com o RAINY3D foram divididos em 3 etapas de acordo com sua complexidade, a fim de otimizar o tempo de processamento do código. Os primeiros modelos foram feitos para uma casca esférica com uma função de densidade de lei de potência e campo de radiação ionizante uniforme, o modelo típico unidimensional. O segundo grupo de modelos incluiu a distribuição 3D de massa de hidrogênio baseada nas observações, mas com uma fonte ionizante uniforme. Por fim, os últimos modelos incluíram tanto a distribuição de massa 3D quanto uma fonte ionizante anisotrópica. Os detalhes e resultados dos modelos estão descritos nas próximas subseções.

### 4.8.1 Modelos de casca esférica

Inicialmente modelamos uma grade de modelos simples, de simetria esférica e perfil radial de densidade com lei de potência, usando  $\alpha = 0.84$ , e campo de radiação ionizante uniforme. Variamos a luminosidade da fonte central em  $\log(L) = 36,5$ ,  $\log(L) = 37,0$  e  $\log(L) = 37,5$ , sendo  $L$  em  $erg/s$ , e sua temperatura de  $T = 2,8 \times 10^5 K$  a  $T = 3,8 \times 10^5 K$ . Modelamos o envoltório com massa total  $6,0 \times 10^{-5}$  e  $1,2 \times 10^{-4} M_{\odot}$ .

Os resultados estão dispostos na figura 4.8 e nas tabelas 4.5, 4.6 e 4.7. No gráfico, os resultados são dados como fluxos totais de linha em função da temperatura da fonte central. As áreas cinzas correspondem ao intervalo de valores para os fluxos observados considerando diferentes combinações de valores de distância e  $E(B-V)$ , sendo que a linha tracejada corresponde ao fluxo observado que consideramos mais provável. As colunas estão divididas de acordo com a luminosidade da fonte central utilizada.

Para os modelos de baixa luminosidade, os fluxos das linhas de [Al IX] e [Ca VIII]

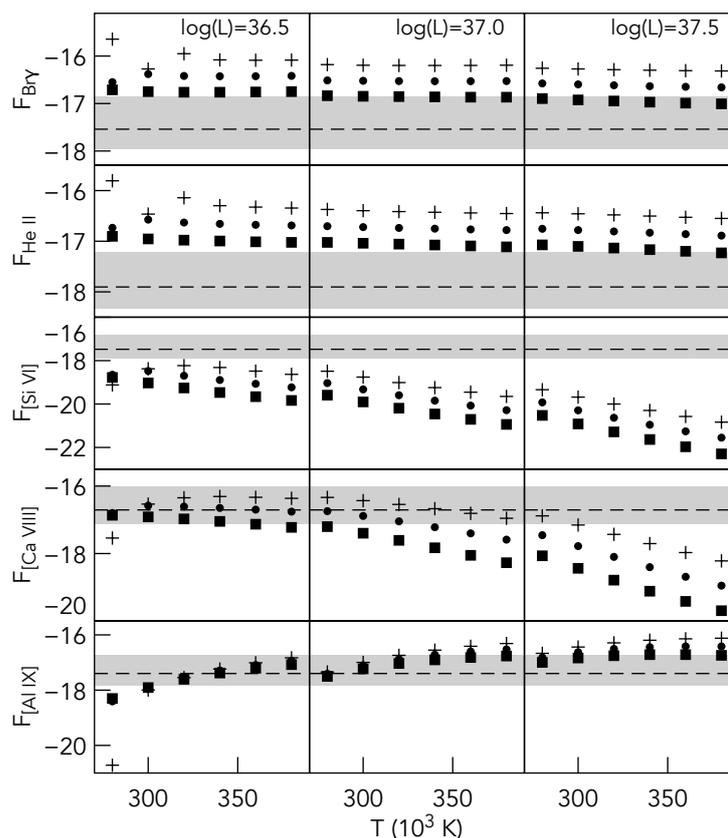


Figura 4.8: Logaritmo dos fluxos totais de linhas dos modelos RAINY3D para geometria de casca esférica e campo ionizante uniforme (Takeda et al., 2018). Os quadrados correspondem aos modelos com  $M_{env} = 6,0 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , os pontos aos modelos com  $M_{env} = 8,5 \times 10^{-5} M_{\odot}$  e as cruces aos modelos com  $M_{env} = 1,2 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . As linhas tracejadas correspondem aos fluxos observados escalados para a distância de  $d = 3,85 \text{ kpc}$  e  $E(B-V) = 0,5$ . A área cinza corresponde ao intervalo de fluxos limitado por valores dos fluxos observados combinados com diferentes valores de distâncias e  $E(B-V)$ . A primeira coluna corresponde a  $\log(L) = 36,5$ , a segunda a  $\log(L) = 37,0$  e a terceira a  $\log(L) = 37,5$ , onde os valores de  $L$  estão em  $\text{erg/s}$ . Os valores de  $F$  estão em  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ .

ajustam aos dados observados. Para todos os modelos, as linhas de transições permitidas, de H e He, possuem fluxos maiores que os observados, enquanto a linha de [Si VI] possui fluxos menores do que os observados. Os dados de entrada que resultaram no modelo com melhor ajuste com as observações foram os valores mínimos de luminosidade e massa,  $L = 10^{36,5} \text{ erg/s}$  e  $M_{env} = 6 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , e o valor máximo de temperatura  $T_{CS} = 380.000 \text{ K}$ .

As tabelas 4.5, 4.6 e 4.7 mostram os mesmos resultados, mas na forma de razões de fluxos de linhas, sendo que a primeira linha de cada tabela corresponde aos valores observados. A razão  $F_{He}/F_H$  é compatível com os valores observados para todos os modelos, já que os fluxos das linhas de recombinação dependem fracamente da temperatura do envoltório. Também para todos os modelos, a razão  $F_{Si}/F_H$  é pelo menos  $10^3$  vezes menor do que o valor observado. Para os modelos com  $\log(L) = 37,5$  (L em  $\text{erg/s}$ ), a razão  $F_{Al}/F_H$  se aproxima do valor observado. A razão  $F_{Ca}/F_H$  é menor do que a observada para todos os modelos, com melhor ajuste para  $\log(L) = 36,5$ . As razões de fluxo  $F_{Al}/F_{Si}$  e  $F_{Ca}/F_{Si}$  são maiores do que as observadas, principalmente pelo fato de os fluxos das linhas de Si modelados serem muito baixos. Esses modelos simplificados não possuem boa concordância com as observações, como esperado, dadas as limitações e simplificações. No entanto, serviram de base para iniciar os modelos mais complexos.

#### 4.8.2 Modelos com distribuição de massa 3D e fonte ionizante uniforme

Partindo dos resultados dos modelos simplificados, adicionamos o mapa 3D de distribuição de massa baseado nas observações aos modelos, mantendo uma fonte ionizante uniforme. Fixamos a luminosidade da fonte central em  $L = 10^{36,5} \text{ erg/s}$  e a massa total do envoltório em  $M_{env} = 6 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , mas variamos a temperatura da fonte central entre 260.000 e 300.000  $K$ , um pouco abaixo do limite estabelecido anteriormente apenas para verificar a possibilidade de ajusta o fluxo da linha de He II. Os resultados estão dispostos na figura 4.9, como fluxo das linhas em escala logarítmica em função da temperatura da fonte central. A tabela 4.8 mostra as razões de fluxos de linhas para os mesmos modelos. Assim como para os modelos de casca esférica, as razões de fluxos  $F_{He}/F_{Br\gamma}$  é próxima ao valor observado, e os fluxos totais de H e He são maiores que os observados. Os fluxos totais de [Ca VIII] e [Al IX] são compatíveis com os valores observados e os fluxos simulados de [Si VI] estão abaixo do valor observado. As razões de fluxos das linhas de transições

Tabela 4.5 - Razões de fluxos de linhas para os modelos unidimensionais com  $\log(L) = 36,5$  (Takeda et al., 2018).

$M_{env}$ ( $M_{\odot}$ )	T ( $10^3 K$ )	$F_{Si}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Br\gamma}$	$F_{Ca}/F_{Br\gamma}$	$F_{He}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Si}$	$F_{Ca}/F_{Si}$
		1,16E+00	1,39E+00	6,80E+00	4,35E-01	1,20E+00	5,88E+00
6,00E-05	280	8,61E-03	2,57E-02	7,01E-01	6,44E-01	2,99E+00	8,14E+01
6,00E-05	300	5,24E-03	6,97E-02	6,85E-01	6,24E-01	1,33E+01	1,31E+02
6,00E-05	320	3,18E-03	1,43E-01	6,13E-01	6,07E-01	4,51E+01	1,93E+02
6,00E-05	340	1,96E-03	2,41E-01	5,18E-01	5,84E-01	1,23E+02	2,64E+02
6,00E-05	360	1,25E-03	3,55E-01	4,22E-01	5,57E-01	2,85E+02	3,39E+02
6,00E-05	380	8,20E-04	4,71E-01	3,35E-01	5,33E-01	5,75E+02	4,08E+02
8,49E-05	280	7,91E-03	1,39E-02	5,64E-01	6,52E-01	1,75E+00	7,13E+01
8,49E-05	300	7,96E-03	3,14E-02	6,31E-01	6,40E-01	3,95E+00	7,92E+01
8,49E-05	320	5,28E-03	7,48E-02	6,46E-01	6,14E-01	1,42E+01	1,22E+02
8,49E-05	340	3,41E-03	1,37E-01	5,97E-01	5,87E-01	4,02E+01	1,75E+02
8,49E-05	360	2,27E-03	2,16E-01	5,32E-01	5,61E-01	9,54E+01	2,34E+02
8,49E-05	380	1,54E-03	3,04E-01	4,55E-01	5,37E-01	1,97E+02	2,96E+02
1,20E-04	280	3,33E-04	8,46E-06	1,27E-02	6,87E-01	2,54E-02	3,80E+01
1,20E-04	300	7,87E-03	1,89E-02	5,47E-01	6,42E-01	2,40E+00	6,95E+01
1,20E-04	320	5,23E-03	2,54E-02	4,01E-01	6,44E-01	4,85E+00	7,66E+01
1,20E-04	340	5,80E-03	6,99E-02	5,90E-01	6,06E-01	1,21E+01	1,02E+02
1,20E-04	360	4,02E-03	1,20E-01	5,69E-01	5,78E-01	2,99E+01	1,41E+02
1,20E-04	380	2,84E-03	1,80E-01	5,26E-01	5,51E-01	6,35E+01	1,85E+02

Tabela 4.6 - Razões de fluxos de linhas para os modelos unidimensionais com  $\log(L) = 37,0$  (Takeda et al., 2018).

$M_{env}$ ( $M_{\odot}$ )	T ( $10^3 K$ )	$F_{Si}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Br\gamma}$	$F_{Ca}/F_{Br\gamma}$	$F_{He}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Si}$	$F_{Ca}/F_{Si}$
		1,16E+00	1,39E+00	6,80E+00	4,35E-01	1,20E+00	5,88E+00
6,00E-05	280	1,75E-03	2,15E-01	4,29E-01	6,49E-01	1,23E+02	2,45E+02
6,00E-05	300	8,80E-04	4,16E-01	2,82E-01	6,42E-01	4,73E+02	3,20E+02
6,00E-05	320	4,59E-04	6,59E-01	1,76E-01	6,26E-01	1,44E+03	3,83E+02
6,00E-05	340	2,51E-04	9,06E-01	1,07E-01	6,10E-01	3,60E+03	4,27E+02
6,00E-05	360	1,44E-04	1,12E+00	6,51E-02	5,93E-01	7,76E+03	4,52E+02
6,00E-05	380	8,46E-05	1,26E+00	3,93E-02	5,69E-01	1,50E+04	4,65E+02
8,49E-05	280	3,01E-03	1,27E-01	5,86E-01	6,45E-01	4,23E+01	1,95E+02
8,49E-05	300	1,57E-03	2,65E-01	4,32E-01	6,31E-01	1,69E+02	2,75E+02
8,49E-05	320	8,55E-04	4,51E-01	3,03E-01	6,16E-01	5,28E+02	3,54E+02
8,49E-05	340	4,85E-04	6,54E-01	2,04E-01	6,00E-01	1,35E+03	4,22E+02
8,49E-05	360	2,87E-04	8,51E-01	1,34E-01	5,80E-01	2,97E+03	4,68E+02
8,49E-05	380	1,75E-04	1,01E+00	8,69E-02	5,59E-01	5,75E+03	4,96E+02
1,20E-04	280	4,92E-03	6,89E-02	6,97E-01	6,42E-01	1,40E+01	1,42E+02
1,20E-04	300	2,72E-03	1,58E-01	5,77E-01	6,27E-01	5,80E+01	2,12E+02
1,20E-04	320	1,53E-03	2,87E-01	4,50E-01	6,07E-01	1,87E+02	2,93E+02
1,20E-04	340	9,02E-04	4,44E-01	3,36E-01	5,89E-01	4,92E+02	3,73E+02
1,20E-04	360	5,54E-04	6,10E-01	2,44E-01	5,71E-01	1,10E+03	4,42E+02
1,20E-04	380	3,49E-04	7,60E-01	1,73E-01	5,49E-01	2,17E+03	4,96E+02

Tabela 4.7 - Razões de fluxos de linhas para os modelos unidimensionais com  $\log(L) = 37,5$  (Takeda et al., 2018).

$M_{env}$ ( $M_{\odot}$ )	T ( $10^3 K$ )	$F_{Si}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Br\gamma}$	$F_{Ca}/F_{Br\gamma}$	$F_{He}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Si}$	$F_{Ca}/F_{Si}$
		1,16E+00	1,39E+00	6,80E+00	4,35E-01	1,20E+00	5,88E+00
6,00E-05	280	2,35E-04	7,95E-01	6,76E-02	6,67E-01	3,38E+03	2,87E+02
6,00E-05	300	1,02E-04	1,23E+00	3,07E-02	6,64E-01	1,21E+04	3,02E+02
6,00E-05	320	4,60E-05	1,57E+00	1,44E-02	6,50E-01	3,40E+04	3,13E+02
6,00E-05	340	2,17E-05	1,80E+00	7,16E-03	6,37E-01	8,32E+04	3,30E+02
6,00E-05	360	1,05E-05	1,89E+00	3,75E-03	6,21E-01	1,80E+05	3,58E+02
6,00E-05	380	5,13E-06	1,85E+00	2,06E-03	5,98E-01	3,60E+05	4,02E+02
8,49E-05	280	4,49E-04	5,74E-01	1,32E-01	6,64E-01	1,28E+03	2,94E+02
8,49E-05	300	2,02E-04	9,37E-01	6,56E-02	6,56E-01	4,64E+03	3,25E+02
8,49E-05	320	9,63E-05	1,29E+00	3,29E-02	6,45E-01	1,33E+04	3,42E+02
8,49E-05	340	4,78E-05	1,56E+00	1,70E-02	6,34E-01	3,25E+04	3,56E+02
8,49E-05	360	2,45E-05	1,71E+00	9,11E-03	6,13E-01	6,96E+04	3,71E+02
8,49E-05	380	1,29E-05	1,74E+00	5,11E-03	5,89E-01	1,35E+05	3,97E+02
1,20E-04	280	8,26E-04	3,89E-01	2,37E-01	6,58E-01	4,70E+02	2,87E+02
1,20E-04	300	3,89E-04	6,80E-01	1,31E-01	6,50E-01	1,75E+03	3,37E+02
1,20E-04	320	1,93E-04	9,96E-01	7,16E-02	6,40E-01	5,16E+03	3,70E+02
1,20E-04	340	1,01E-04	1,27E+00	3,92E-02	6,24E-01	1,26E+04	3,89E+02
1,20E-04	360	5,43E-05	1,47E+00	2,17E-02	6,04E-01	2,70E+04	4,01E+02
1,20E-04	380	3,01E-05	1,56E+00	1,25E-02	5,81E-01	5,20E+04	4,14E+02

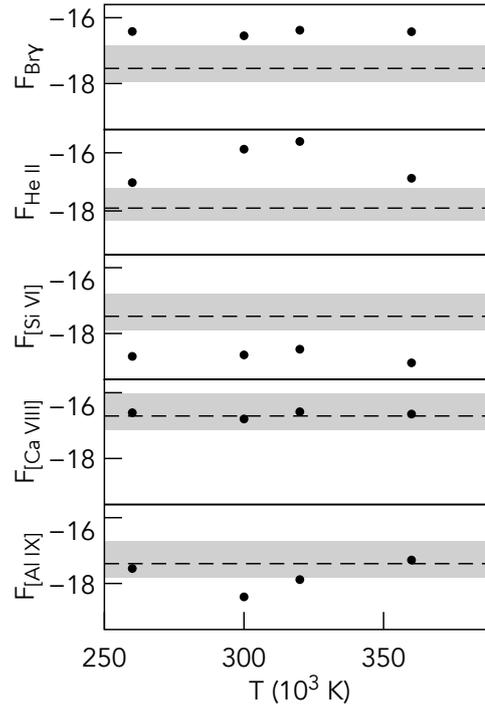


Figura 4.9: Logaritmo dos fluxos totais de linhas dos modelos RAINY3D para distribuição de massa 3D baseada nas observações e campo ionizante uniforme (Takeda et al., 2018). As linhas tracejadas correspondem aos fluxos observados escalados para a distância de  $d = 3,85 \text{ kpc}$  e  $E(B-V) = 0,5$ . A área cinza corresponde ao intervalo de fluxos limitado por valores dos fluxos observados combinados com diferentes valores de distâncias e  $E(B-V)$ . A luminosidade da fonte central foi fixada em  $\log(L) = 36,5$  e a massa total do envoltório em  $M_{env} = 6,0 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . Os fluxos estão em  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ .

proibidas em relação ao fluxo de  $\text{Br}\gamma$ ,  $F_{\text{Si}}/F_{\text{Br}\gamma}$ ,  $F_{\text{Al}}/F_{\text{Br}\gamma}$  e  $F_{\text{Ca}}/F_{\text{Br}\gamma}$  são menores do que as razões observadas, pois os fluxos modelados de  $\text{Br}\gamma$  são da ordem de 100 vezes maior do que o fluxo observado. As razões  $F_{\text{Al}}/F_{\text{Si}}$  para os modelos de distribuição de massa baseada nas observações se mostraram mais próximas às observadas do que nos modelos de casca esférica. Para  $F_{\text{Ca}}/F_{\text{Si}}$ , os valores são  $\sim 10$  vezes maiores do que os observados, uma vez que os fluxos de Si modelados são muito baixos.

Os modelos tridimensionais do RAINY3D geram mapas de emissividade que permitem uma análise das estruturas, além dos fluxos e razões de fluxos. Nas imagens 4.10 e 4.11 são mostrados cortes nos planos polar e equatorial desses mapas de emissividade, para o caso de  $T = 300.000 \text{ K}$ . Para as linhas de transições proibidas,  $[\text{Si VI}]$ ,  $[\text{Ca VIII}]$  e  $[\text{Al IX}]$ , as estruturas obtidas nos mapas de emissividade podem ser comparadas com as estruturas observadas nos cubos Keck-OSIRIS, já que os efeitos de absorção nas linhas são desprezíveis. Na figura 4.10, é possível observar que as estruturas nas linhas  $\text{Br}\gamma$ ,  $[\text{Si}$

Tabela 4.8 - Razões de fluxos de linhas para a segunda grade de modelos (Takeda et al., 2018).

T ( $10^3 K$ )	$F_{Si}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Br\gamma}$	$F_{Ca}/F_{Br\gamma}$	$F_{He}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Si}$	$F_{Ca}/F_{Si}$
	1,16E+00	1,39E+00	6,80E+00	4,35E-01	1,20E+00	5,88E+00
260	4,88E-03	1,47E-02	3,40E-01	6,85E-01	3,02E+00	6,96E+01
300	1,44E-03	4,75E-03	6,99E-02	6,89E-01	3,30E+00	4,86E+01
320	1,12E-03	5,64E-03	5,50E-02	6,81E-01	5,04E+00	4,91E+01
360	2,63E-03	1,91E-01	3,46E+00	6,07E-01	7,27E+01	1,32E+03

VI] e [Ca VIII] são semelhantes, apresentando o anel equatorial e os nódulos polares na mesma intensidade. Para a linha de [Al IX], as duas estruturas são mais fracas que nas outras linhas. Apesar de os nódulos polares terem uma emissividade maior do que o anel, a morfologia não é compatível com as observações, o que pode ser explicado pelo fato de termos adotado um campo de radiação ionizante esférico e uniforme.

Nos planos equatoriais dos mapas de emissividade (figura 4.11), é interessante notar que para a linha de [Al IX] as condensações são menos intensas do que o restante do anel, apesar de serem mais densas, e que a maior emissividade está na parte interna do anel. Para as outras linhas, a emissividade é proporcional à densidade, tanto nas condensações quanto no anel e nas estruturas polares, um padrão esperado pelo menos para a linha  $Br\gamma$ , que é uma linha de recombinação.

#### 4.8.3 Modelos 3D com anisotropia do campo de radiação ionizante

À terceira e última grade de modelos da nova V723 Cas foi adicionado um campo anisotrópico de radiação ionizante, além da distribuição de massa baseada nas observações Keck-OSIRIS. Inicialmente fixamos os parâmetros que levaram ao melhor ajuste nos modelos anteriores,  $L = 10^{36,5} \text{ erg/s}$ ,  $M_{env} = 6 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , e  $T = 300.000 K$ . No entanto, os resultados não foram compatíveis com os dados observados e, portanto, expandimos novamente os intervalos dos parâmetros iniciais, utilizando  $37 \leq \log(L) \leq 38$  (L em erg/s),  $280.000 \leq T \leq 340.000 K$  e  $5,6 \times 10^{-6} \leq M_{env} \leq 1,2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . Os resultados dos modelos estão dispostos na figura 4.12, como logaritmo dos fluxos totais de linha em função da temperatura da fonte central (disco). Os modelos com melhor ajuste aos dados observados indicam uma fonte central com  $L = 10^{38} \text{ erg/s}$  e  $T_{eff} = 300.000 K$ , mais luminosa do que

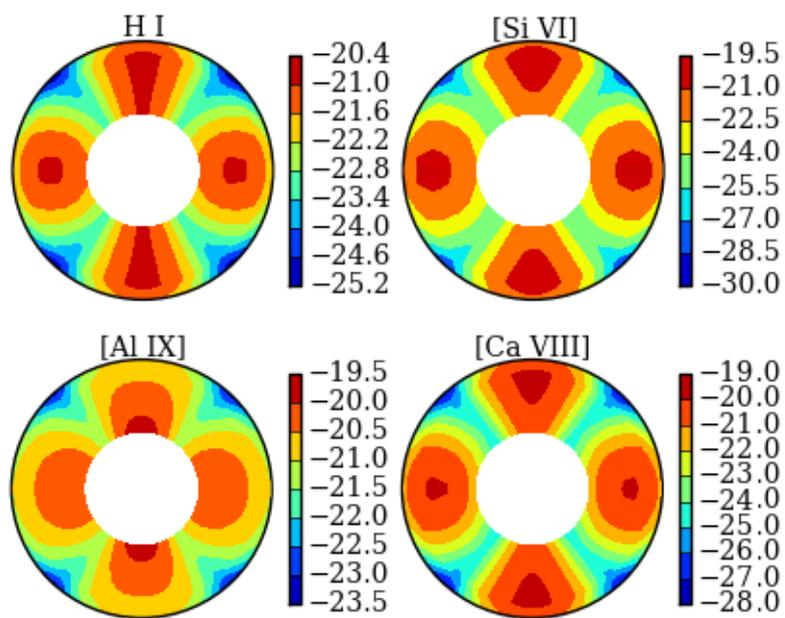


Figura 4.10: Visualização do plano polar do mapa de emissividade local das linhas  $\text{Br}\gamma$ , [Al IX], [Si VI] e [Ca VIII] gerado pelo RAINY3D, a partir do modelo de distribuição de massa 3D baseada nas observações e fonte ionizante esférica com  $T = 300.000 \text{ K}$  (Takeda et al., 2018). A emissividade está em unidades de  $\text{erg}/\text{cm}^3/\text{s}$  e disposta em escala logarítmica.

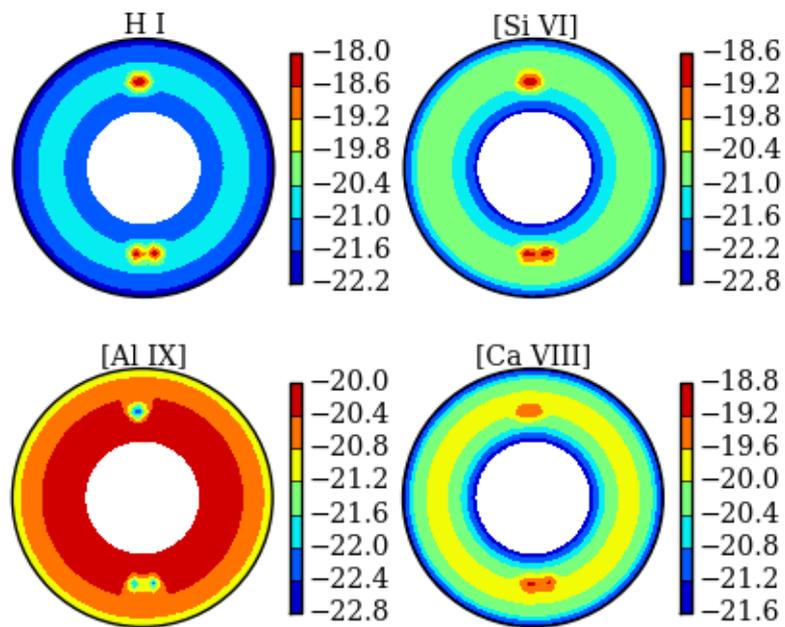


Figura 4.11: Visualização do plano equatorial do mapa de emissividade local das linhas  $\text{Br}\gamma$ , [Al IX], [Si VI] e [Ca VIII] gerado pelo RAINY3D, a partir do modelo de distribuição de massa 3D baseada nas observações e fonte ionizante esférica com  $T = 300.000 \text{ K}$  (Takeda et al., 2018). A emissividade está em unidades de  $\text{erg/cm}^3/\text{s}$  e disposta em escala logarítmica.

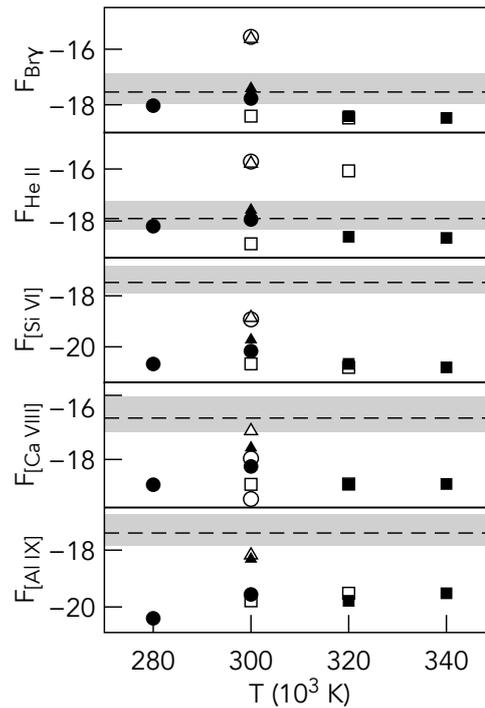


Figura 4.12: Logaritmo dos fluxos totais de linhas dos modelos RAINY3D para distribuição de massa 3D baseada nas observações e campo ionizante anisotrópico (Takeda et al., 2018). As linhas tracejadas correspondem aos fluxos observados escalados para a distância de  $d = 3,85 \text{ kpc}$  e  $E(B-V) = 0,5$ . A área cinza corresponde ao intervalo de fluxos limitado por valores dos fluxos observados combinados com diferentes valores de distâncias e  $E(B-V)$ . Os quadrados correspondem à  $\log(L) = 37,0$ , os círculos à  $\log(L) = 37,5$  e os triângulos à  $\log(L) = 38,0$ , sendo todos os valores de  $L$  em  $\text{erg/s}$ . Os símbolos preenchidos pela cor branca representam os modelos com  $M_{env} = 1,2 \times 10^{-5} M_{\odot}$  e os preenchidos pela cor preta, os modelos com  $M_{env} = 5,6 \times 10^{-6} M_{\odot}$ . Os fluxos estão em  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ .

os modelos de fonte central esférica. Mas ainda assim, os fluxos das linhas de [Si VI], [Ca VIII] e [Al IX] estavam abaixo dos valores observados. Como nenhum modelo reproduziu satisfatoriamente os fluxos observados, concluímos que os valores de abundância de Al, Si e Ca estavam subestimados (veja discussão ao final do capítulo).

A figura 4.13 mostra os cortes polares nos mapas de emissividade das linhas, para o modelo de  $T = 300.000 \text{ K}$ ,  $L = 10^{38} \text{ erg/s}$ ,  $\log(N_{Al}/N_H) = -5,5$ ,  $\log(N_{Si}/N_H) = -4,7$  e  $\log(N_{Ca}/N_H) = -6,7$ . A ausência de emissividade no plano equatorial se deve ao campo de radiação ionizante criado pelo disco. Na figura, é possível perceber que a emissão de [Al IX] se aproximou das estruturas observadas, em relação aos modelos anteriores. Os fluxos obtidos nesse modelo estão dispostos na tabela 4.9.

Apesar de os fluxos dos modelos estarem próximos aos valores observados, um disco com luminosidade de  $10^{38} \text{ erg/s}$  é um caso extremo. Podemos estimar a luminosidade

Tabela 4.9 - Fluxos ( $erg\ s^{-1}cm^{-2}$ ) de linhas referentes aos modelos da figura 4.13.

$F_{Br\gamma}$	$F_{Si}$	$F_{Ca}$	$F_{Al}$
1,20E-017	1,35E-017	8,30E-017	1.64E-017

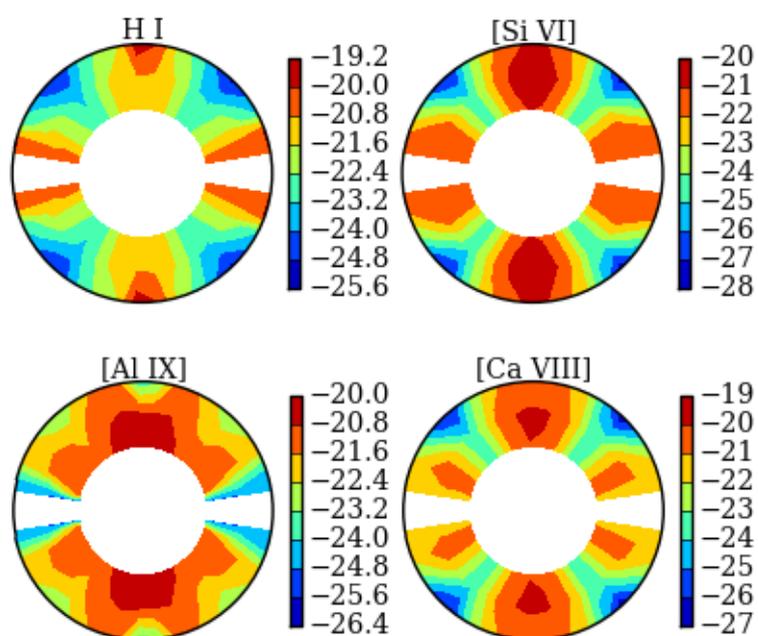


Figura 4.13: Visualização do plano polar do mapa de emissividade local das linhas  $Br\gamma$ , [Al IX], [Si VI] e [Ca VIII] gerado pelo RAINY3D, a partir do modelo de distribuição de massa 3D baseada nas observações e disco de acreção como fonte ionizante com  $T = 300.000\ K$  (Takeda et al., 2018). A emissividade está em unidades de  $erg/cm^3/s$  e disposta em escala logarítmica. As regiões em branco correspondem às regiões de gás não ionizado, devido à distribuição de luminosidade do disco.

máxima esperada para o disco com a expressão  $L_d = 0,5G\dot{M}M(1)/R(1)$  (Warner, 1995), sendo  $M(1)$  e  $R(1)$  a massa e o raio da anã branca, respectivamente. Assumindo um limite superior de transferência de massa da secundária para a primária de  $10^{-7} M_\odot/\text{ano}$ , e  $M(1) = 0,6 M_\odot$ , obtemos um limite superior de  $10^{35} \text{ erg/s}$ . Há também uma contribuição por espalhamento da pseudo-fotosfera, de modo que esse valor de luminosidade pode ser maior, mas exige a presença de uma pseudo-fotosfera. Portanto, fizemos mais modelos com disco e pseudo-fotosfera esférica como fonte central, variando a contribuição de cada componente para a luminosidade total. A figura 4.14 mostra o resultado como logaritmo da emissividade volumétrica média ( $\text{erg/cm}^3/\text{s}$ ) ao longo do disco ( $\theta = 90^\circ$ ) e ao longo da estrutura polar ( $\theta = 0^\circ$ ) em função do logaritmo da luminosidade do disco utilizada, sendo  $L_{\text{disco}} + L_{\text{fotosfera}} = 10^{38} \text{ erg/s}$ . Os modelos sugerem que pelo menos metade da luminosidade total seja proveniente do disco, considerando emissão e espalhamento, e metade seja proveniente diretamente da pseudo-fotosfera. A alta luminosidade do disco também pode ter origem nos efeitos de reprocessamento de radiação que ocorrem durante a fase *supersoft* da nova (Popham e di Stefano, 1996).

Os modelos finais foram feitos considerando uma fonte central composta por uma fotosfera esférica e um disco de acreção, com mesma contribuição para a luminosidade total. O melhor ajuste ocorreu para massa total de  $M_{\text{env}} = 1,1 \times 10^{-5} M_\odot$ , temperatura e luminosidade da fonte central  $T = 280.000 \text{ K}$  e  $L = 10^{38} \text{ erg/s}$ , e abundâncias  $\log(N_{\text{Al}}/N_{\text{H}}) = -5,4$ ,  $\log(N_{\text{Ca}}/N_{\text{H}}) = -6,4$  e  $\log(N_{\text{Si}}/N_{\text{H}}) = -4,7$ . As razões de fluxos de linhas obtidas nesse modelo estão dispostas na tabela 4.10. Para melhor visualizarmos a emissão das diferentes estruturas em cada banda estreita de linha, fizemos uma projeção do mapa 3D de emissividade no ângulo de inclinação do sistema (figura 4.15). As projeções mostram as emissividades integradas na linha de visada em escala logarítmica normalizada, e foram colocadas ao lado de cada imagem de banda estreita para facilitar a comparação. Como mencionado anteriormente, a projeção da emissividade de H modelada no RAINY3D não deve ser comparada diretamente com as imagens de  $\text{Br}\gamma$  observadas, uma vez que os efeitos de auto-absorção no envoltório são relevantes. Além disso, os fluxos de H são os mais imprecisos devido à dificuldade de separar os fluxos da fonte central e do envoltório, já que ambos possuem emissão forte nas linhas de H. Para as outras linhas, que são consequência de transições proibidas e, portanto, ocorrem apenas no envoltório, a comparação direta é possível. Para as linhas de [Si VI] e [Ca VIII], a estrutura bipolar e o

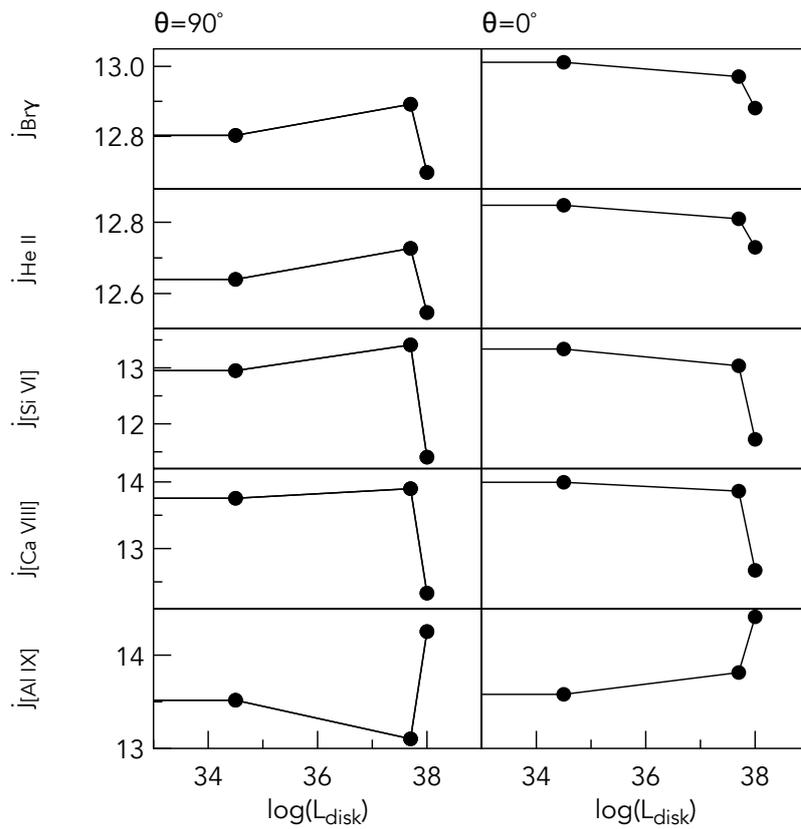


Figura 4.14: Resultados dos modelos RAINY3D para diferentes contribuições do disco para a luminosidade total ( $L_T = 10^{38} \text{ erg/s}$ ), na forma de logaritmo da emissividade volumétrica média ( $\text{erg/cm}^3/\text{s}$ ) das linhas  $\text{Br}\gamma$ , [Al IX], [Si VI] e [Ca VIII] ao longo do raio nos planos polar (coluna direita) e equatorial (coluna esquerda) em função da luminosidade do disco (Takeda et al., 2018).

Tabela 4.10 - Razões de fluxos das linhas de [Si VI], [Ca VIII] e [Al IX] para o modelo 3D de melhor ajuste com os dados observados (Takeda et al., 2018).

	$F_{Si}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Br\gamma}$	$F_{Ca}/F_{Br\gamma}$	$F_{He}/F_{Br\gamma}$	$F_{Al}/F_{Si}$	$F_{Ca}/F_{Si}$
Observada	1,2	1,4	6,8	0,4	1,2	5,9
Modelada	1,0	1,3	6,2	0,5	1,3	6,1

anel possuem intensidades semelhantes, tanto nas imagens observadas quanto nas imagens simuladas. Já para a linha de [Al IX], os nódulos polares são responsáveis pela maior emissividade, assim como nas imagens de banda estreita observadas. Todas as estruturas simuladas são mais largas devido à suavização do gradiente de densidade que utilizamos para acelerar a convergência da pressão do gás e resfriamento nos modelos.

## 4.9 Discussão

### 4.9.1 Distribuição de gás baseado em observações e anisotropia do campo ionizante

Os modelos de V723 Cas ilustram a importância e necessidade de um tratamento 3D para envoltórios de novas, considerando distribuição de gás baseada em observações e campo anisotrópico de radiação ionizante (quando sugerido pelos dados observacionais). Dependendo da geometria adotada, os fluxos de linhas podem mudar, assim como as razões de fluxos de linhas, especialmente para as razões entre linhas de transições proibidas e permitidas.

A anisotropia do campo de radiação ionizante afeta diretamente os parâmetros da fonte central e, conseqüentemente, os fluxos de linhas também. A presença de um disco de acreção nos modelos de V723 Cas apontou para modelos com luminosidade maior do que para os modelos sem disco, uma vez que a radiação ionizante se concentra nos polos e que a ionização na região equatorial se torna praticamente desprezível para a emissividade total.

Por outro lado, não é esperado que o disco de acreção sozinho possa fornecer a luminosidade total de  $L = 10^{38} \text{ erg/s}$  exigida pelos modelos, apesar de que seria possível (Starrfield et al., 2004). Portanto, acreditamos que a fonte ionizante seja composta também por uma pseudo-fotosfera esférica. Essa suposição é razoável, uma vez que os dados em raios-X indicam uma queima nuclear ativa na época das observações Keck-OSIRIS (2008).

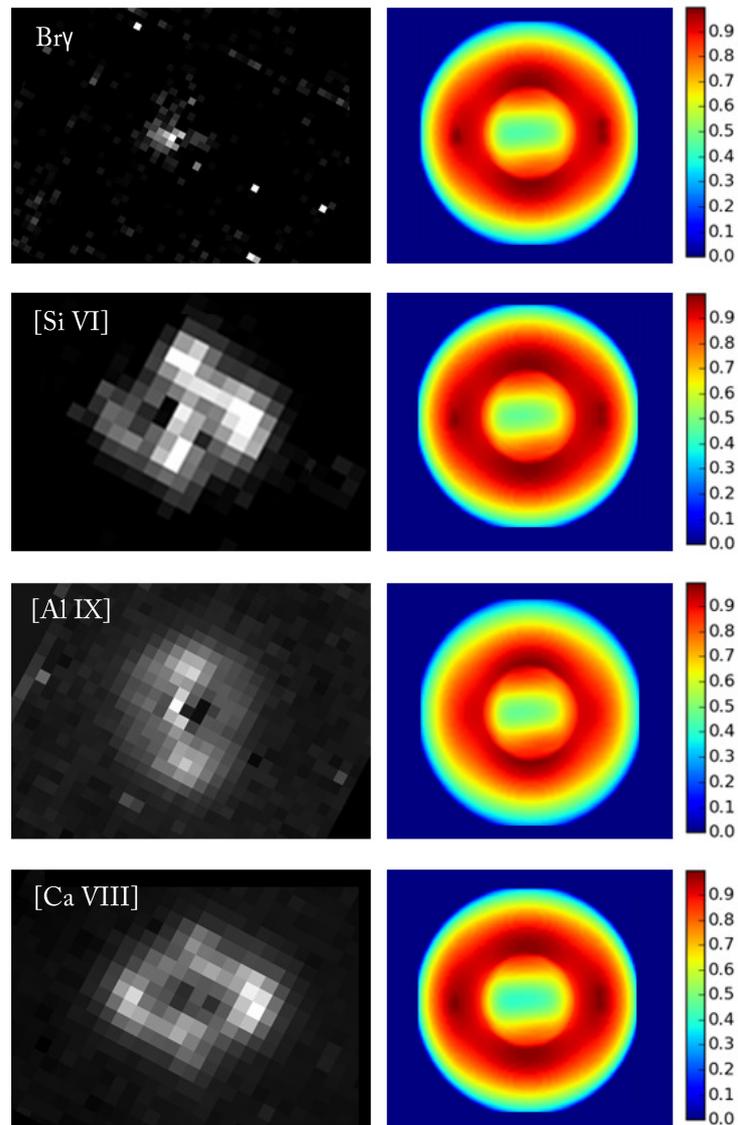


Figura 4.15: Na coluna da direita: projeções em escala logarítmica normalizada da emissividade integrada na linha de visada para  $\text{Br}\gamma$ , [Si VI], [Al IX] e [Ca VIII] no modelo com melhor ajuste às observações (Takeda et al., 2018). Na coluna da esquerda: imagens do Keck-OSIRIS de filtro estreito para cada linha.

Esse cenário é consistente com a hipótese de que V723 Cas entrou numa fase de fonte *super soft* (Ness et al., 2008) que se estendeu até 2014 (Ness et al., 2015).

#### 4.9.2 Identificação de linhas

Os modelos RAINY3D fornecem listas com as emissividades das linhas baseadas nos dados atômicos do Cloudy ao longo do raio do envoltório nos planos equatorial e polar. Tais informações podem ser utilizadas para conferir a identificação das linhas no espectro observado. Rudy et al. (2002) identificaram a linha em 2,2056  $\mu m$  como [Ti VII] 2,2050  $\mu m$  e a linha em 2,2188  $\mu m$  como possível [Fe III] 2,2178  $\mu m$ . No entanto, nossos modelos apontam para as linhas [Fe XII] (2,206  $\mu m$ ) e [Fe IX] (2,218  $\mu m$ ), respectivamente, com a ressalva de que o arquivo de dados atômicos não inclui as linhas coronais de Ti. As energias de ionização das linhas de [Fe XII] e [Fe IX] são 330,8 eV e 233,6 eV, respectivamente. Esses valores são similares aos de energia de ionização de [Al IX] (330,2 eV) e [Si VI] (205,3 eV). Por outro lado, o catálogo de linhas NIST (Kramida et al., 2015) possui uma linha de [Fe XII] em 2,2178  $\mu m$ , ao invés de [Fe IX], e sua probabilidade de transição  $A = 0,72 s^{-1}$  é similar à de [Ca VIII],  $A = 0,88 s^{-1}$ , que está presente no espectro de V723 Cas. Lyke e Campbell (2009) não conseguiram identificar a linha em 2,2190  $\mu m$ , mas compararam sua emissão à da linha de [Al IX], o que nos leva a acreditar que essa linha possa ser [Fe XII] 2,2178  $\mu m$ . Para a outra linha sem identificação no espectro Keck-OSIRIS em 2,0996  $\mu m$ , não conseguimos encontrar nenhuma linha compatível em nossos modelos nem no catálogo NIST.

#### 4.9.3 Abundâncias de Si, Ca e Al

Usando os valores iniciais de abundância de Si, Ca e Al baseados nas medidas de Iijima (2006) e Evans et al. (2003), não foi possível reproduzir os fluxos observados com nenhum modelo. Variações em densidade, massa total do envoltório e formato, temperatura e luminosidade da fonte ionizante não foram suficientes para ajustar os fluxos usando tais abundâncias, indicando que elas foram subestimadas. Os erros em distância e  $E(B-V)$  tampouco explicaram as faltas de ajustes. Ao aumentar as abundâncias de Al, Si e Ca em aproximadamente 1 *dex*, conseguimos ajustar os fluxos, assim como as razões de fluxos de linhas e as estruturas das imagens em cada linha. Como os valores considerados inicialmente eram menores do que os valores de abundância solar, acreditamos que os valores

derivados dos modelos estejam corretos. Esses elementos são oriundos da secundária e, por isso, as abundâncias devem ser próximas ou até maiores do que os valores de abundância solar.

#### 4.9.4 A estrela secundária de V723 Cas

O período orbital da nova V723 Cas de  $16,6 h$  (Ochner et al., 2015) indica que a estrela secundária é evoluída, e não uma estrela de sequência principal. Se assumirmos que a anã branca de V723 Cas possui massa de  $0,5 M_{\odot}$ , podemos esperar que a secundária tenha no máximo 80% desta massa para garantir uma transferência de massa estável. No caso, esperaríamos uma secundária de massa  $\sim 0,4 M_{\odot}$ , que seria uma estrela evoluída do tipo M2 ou M3 (Cox, 2001). Nós comparamos o espectro Keck-OSIRIS com espectros observados no IV de estrelas M2 e M3 (Leggett et al., 2000), mas não conseguimos identificar nenhuma linha, estrutura ou componente no espectro Keck-OSIRIS que pudesse ser associado à presença da secundária. Na verdade, a ausência de evidências do espectro da secundária no espectro Keck-OSIRIS é razoável, uma vez que um espectro de corpo negro de  $T = 280.000 K$  é quase 100 vezes mais luminoso do que o de uma gigante M2 na região do IV. Infelizmente não conseguimos obter mais informações sobre a massa ou tipo da estrela secundária e também não conseguimos uma solução para a razão de massas entre secundária e primária a partir das velocidades do sistema.

#### 4.9.5 V723 Cas como uma nova de neônio

Iijima (2006) publicou as abundâncias de N, O, Ne, Ar e He de V723 Cas a partir do espectro óptico obtido em 1998, durante a fase nebular. A estimativa de neônio  $\log(n_{Ne}/n_H = -2,5)$  é baseada em 3 níveis distintos de ionização, nas linhas de [Ne III]  $\lambda 3869$ , [Ne IV]  $\lambda 4724$ ,  $\lambda 4725$  e [Ne V]  $\lambda 3426$ . Tal abundância é cerca de 37 vezes maior que a abundância solar (Asplund et al., 2009), correspondendo a um valor tipicamente encontrado em novas de neônio, como V5583 Sgr, V2491 Cyg, V1065 Cen, V382 Vel, V1974 Cyg, V1494 Aql, V4160 Sgr, V838 Her, V351 Pup, QU Vul, nova LMC 1990a e V693 CrA. Os espectros no IV obtidos entre 1995 e 1998 por Evans et al. (2003) não apresentaram linhas de neônio, o que pode ser explicado pelo fato de que a densidade crítica para as transições de Ne no IV é quase 100 vezes menor do que no UV (Sparke e Gallagher, 2007). Também não era esperado encontrarmos linhas de Ne em nosso espectro Keck-OSIRIS, uma vez que

há apenas algumas linhas de [Ne VIII] (239 eV) na banda K, que não possuem coeficientes de Einstein altos como os das linhas observadas. Nós tampouco encontramos espectros na banda K de novas de neônio que apresentassem linhas de emissão de Ne.

Por outro lado, V723 Cas é uma nova lenta, ao contrário das novas de neônio citadas anteriormente, e os modelos de sua curva de luz sugerem uma anã branca de CO com massa  $\sim 0,5 M_{\odot}$  (Hachisu e Kato, 2015), enquanto uma anã branca de O-Ne-Mg possui tipicamente  $1,2 M_{\odot}$ . A única maneira de uma anã branca de O-Ne-Mg apresentar uma massa abaixo desse valor seria por perda de massa após sua formação. Apesar de tal fenômeno não ter sido observado em binárias, Kepler et al. (2016) identificaram um caso de uma anã branca com atmosfera de O e massa de apenas  $0,56 M_{\odot}$ . Tal objeto poderia ter perdido sua concha externa de H e He por pulsos térmicos na fase pós-AGB, por *flash* de carbono ou até por um efeitos de uma evolução em binária. V723 Cas poderia ser um caso raro similar, em que a anã branca de O-Ne-Mg foi erodida em algum momento da sua evolução binária.

Outra possível explicação para a curva de luz lenta de V723 Cas, assumindo uma anã branca de alta massa, seria uma baixa abundância de CNO. Esses elementos atuam como catalisadores na detonação termonuclear, aumentando a eficiência das taxas de reação. Uma deficiência de CNO limitaria a produção de energia e prolongaria o tempo de ocorrência das reações. Por outro lado, as baixas abundâncias de H e He em V723 Cas podem indicar uma dragagem significativa na anã branca. Assim, o gás da secundária rico em H e He se diluiria no material da anã branca, seja ela de CO ou O-Ne-Mg.

Por fim, nossos modelos de fotoionização, assim como os dados em raios-X, sugerem que a luminosidade da fonte central em 2008 era de  $\sim 10^{38} \text{ erg/s}$ , que é a luminosidade de Eddington para uma anã branca de  $1 M_{\odot}$ . Este poderia ser um indicativo de uma massa maior que  $\sim 0,5 M_{\odot}$  para a anã branca de V723 Cas. No entanto, a presença de metais no gás e a acreção não esférica do disco podem afetar a relação entre a massa da estrela e o limite de Eddington, dificultando tal análise.

## V382 Vel

### 5.1 A nova V382 Vel

A Nova V382 Vel (Nova Velorum 1999) foi descoberta em 22 de maio de 1999 com  $V = 3,1$  (Williams et al., 1999), sendo uma das novas mais brilhantes já detectadas. V382 Vel é uma nova rápida, com tempo de decaimento de 3 magnitudes após o máximo de  $t_3 = 17,5$  dias (Liller e Jones, 2000). Seu período orbital é de  $P = 3,5$  horas (Balman et al., 2006). Woodward et al. (1999) classificaram V382 Vel como uma nova de neônio após a detecção da linha coronal [Ne II]  $12,81\mu\text{m}$  no espectro IV em julho de 1999. Observações em raios-X duros no início da erupção sugerem um choque interno, causado possivelmente por 2 ejeções seguidas de matéria, ou pela interação do gás acelerado pelo vento com o material da pseudo-fotosfera expandida. Observações em raios-X realizadas após 6 meses do máximo da erupção mostraram um espectro *super soft* (Mukai e Ishida, 2001; Orio et al., 2001).

As novas de neônio correspondem a um pequeno grupo, de pouco mais de 20 objetos, que devem ser formados por anãs brancas de massa elevada, compostas por O-Ne-Mg. Anãs brancas de O-Ne-Mg são raras e podem ser resultantes de mais de um caminho evolutivo. Elas podem ser formadas por estrelas de 8 a  $12 M_{\odot}$ , ou em sistemas binários com transferência de massa (Isern et al., 1991), ou pela fusão de anãs brancas de CO (Nomoto e Iben, 1985). No quesito observacional, uma nova é classificada como nova de neônio quando apresenta sobre-abundância de O, Ne, Mg, Na e Al, pois acredita-se que o material do núcleo de uma anã branca O-Ne-Mg seja dragado para a superfície durante a erupção (Livio e Truran, 1994). (Ritter et al., 1991) estimam que entre 25% e 57% das novas devem ter anãs brancas de O-Ne-Mg, devido às altas frequências de recorrência

das erupções em anãs brancas de alta massa. Entretanto, uma fração menor que 10% é efetivamente observada. O motivo da discrepância entre os números observados e estimados nunca foi explicado. A determinação de quantas novas possuem realmente anãs brancas de O-Ne-Mg e quais as características de sua erupção e de seu envelope deve ajudar a compreender a evolução da primária dentro do sistema binário, incluindo a variação de sua massa próximo ao limite para detonação como supernova.

Dentre os objetos classificados como novas de neônio, apenas 5 tiveram seu envoltório observado: V1974 Cyg, V351 Pup e QU Vul por observações com o telescópio Hubble (Paresce, 1994; Downes e Duerbeck, 2000; Krautter et al., 2002), V1494 Aql com o telescópio russo BTA (Barsukova et al., 2013) e com o SOAR-SAMI (ver apêndice A) e V382 Vel com o SOAR-SAMI, aqui apresentado. Tomov et al. (2015) fizeram um imageamento paralelo e independente das nossas observações SOAR-SAMI na mesma época, utilizando o modo Fabry-Perot do espectrógrafo Robert Stobie (RSS) no South African Large Telescope (SALT). Apresentaremos comparações das observações e das análises ao longo do capítulo.

## 5.2 Dados SOAR-SAMI

Nós observamos a nova V382 Vel com o imageador com módulo de óptica adaptativa SOAR-SAMI, no projeto SO2015A-002. A observação ocorreu em  $\Delta t = 5781$  dias após o máximo da erupção. Foram feitas 2 exposições de 1200 s com os filtros de  $H\alpha$  e [O III]  $5007\text{\AA}$  e 2 exposições de 600 s com o filtro y-Strömngren. O filtro y strom foi utilizado para mapear e emissão do contínuo, uma vez que os espectros da nova V382 Vel (Augusto e Diaz, 2003; Tomov et al., 2015) não mostravam linhas de emissão na região da banda. As estrelas padrão fotométricas LTT 1788 e LTT 3864 foram usadas para calibração de fluxo. O módulo de óptica adaptativa permitiu qualidade de imagem (FWHM) de  $\sim 0,54''$  para os filtros de  $H\alpha$  e do contínuo, e de  $\sim 0,60''$  para o filtro de [O III]. As imagens não calibradas podem ser visualizadas na figura 5.1.

### 5.2.1 Redução dos dados

Todos os arquivos de imagens tiveram calibração básica de *bias* e *sky flat* aplicada. Depois, foi feita a combinação dos arquivos de mesmo filtro para aumentar a relação sinal/ruído. As imagens no filtro de  $H\alpha$  tiveram um intervalo de 1 hora entre as exposições,

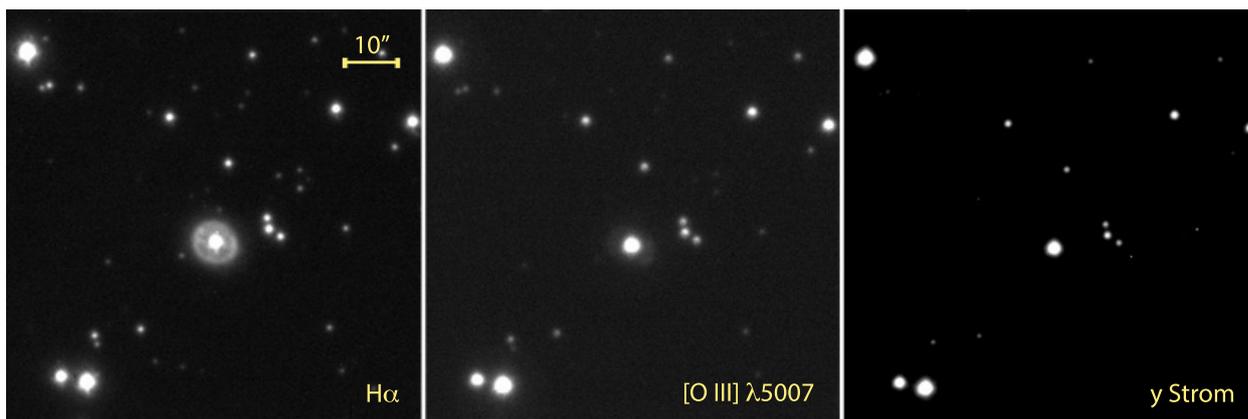


Figura 5.1: Imagens da nova V382 Vel, obtidas em março de 2015 com o SOAR-SAMI, com os filtros de  $H\alpha$ ,  $[O III] \lambda 5007\text{\AA}$  e  $y$ -Strömngren.

devido à presença de nuvens que ocasionou a perda de guiagem do instrumento. Por isso, a primeira observação foi feita em massa de ar 1,22 e a segunda em massa de ar 1,13. Nesse intervalo de tempo, o campo das imagens também foi bastante deslocado. Para os filtros de contínuo e de  $[O III]$ , as exposições foram feitas em sequência, e as diferenças de massa de ar e os deslocamentos do campo foram menores, apesar de ainda serem relevantes. Por isso, inicialmente foi feito o reposicionamento do campo das imagens de forma que as estrelas tivessem as mesmas coordenadas em ambas as imagens para cada filtro. Foi usada a *task xregister* do pacote *immatch* do IRAF, que usa as projeções das estrelas nos eixos  $x$  e  $y$  para fazer a correlação entre as imagens e seus deslocamentos. Uma vez que os objetos do campo possuíam as mesmas coordenadas em ambas as imagens, foi feita a combinação delas pela média, aplicando uma rejeição de pixels positivos discrepantes de acordo com os parâmetros de ruído do CCD de forma a remover os raios cósmicos. Tal medida foi necessária para facilitar os processamentos de imagem da fotometria de abertura. As imagens combinadas tiveram sua massa de ar efetiva modificada para a aproximação pela média dos valores de massa de ar das imagens individuais.

Os fluxos das estrelas foram calibrados a partir das imagens de LTT 3864, enquanto as imagens de LTT 1788 foram utilizadas apenas para a checagem da razão de sensibilidade entre os filtros, uma vez que as observações foram feitas com nuvens finas. A extinção interestelar foi corrigida usando  $E(B - V) = 0,38$ , valor obtido da calculadora *IRSA Galactic Dust Reddening and Extinction*, que usa os dados de avermelhamento de Schlafly e Finkbeiner (2011). Della Valle et al. (2002) estimaram  $E(B - V) = 0,1$  pela largura

equivalente das linhas interestelares de Na em seus espectros no óptico. Como essas linhas podem estar próximas à saturação, decidimos utilizar o mapa de poeira galáctica. Os fluxos integrados finais são  $f_{H\alpha} = 9,9 \times 10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup> e  $f_{[OIII]} = 7,7 \times 10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup>. Devido à largura do filtro de H $\alpha$ , de 75Å, é provável que haja uma contribuição das linhas de [N II] 6548Å e 6584Å, portanto o fluxo medido deve ser considerado um limite superior para o fluxo de H $\alpha$ . Não há espectros disponíveis na literatura de V382 Vel na época das observações SOAR-SAMI para uma estimativa da contribuição de [N II]. A razão de fluxos [O III]/H $\alpha$  é 0,78, valor alto para uma nova de neônio evoluída. Ao analisar o espectro de Tomov et al. (2015), essa razão é próxima de 0,1, indicando que o espectro deles já está dominado pelas linhas de hidrogênio brilhantes provenientes do disco de acreção.

Com as imagens devidamente combinadas e calibradas, foi realizada a fotometria de abertura com o pacote *digiphot*. A identificação das estrelas foi feita com a *task daofind* e a fotometria de abertura foi feita com a *task phot*. Os parâmetros do *phot* foram definidos de acordo com o FWHM da imagem (que variou entre 5 e 6 pixels). Foram escolhidos um raio de abertura suficientemente grande para assegurar que a maior parte do fluxo da estrela fosse contabilizado ( $r_{ap} = 25px$ ), um raio interno para a região de amostragem de céu que fosse próximo do estrela ( $r_{in} = 40px$ ) e uma largura para o anel da região de céu para que este fosse bem amostrado ( $\Delta r = 15px$ ). O valor do céu local foi ajustado pela moda das contagens dos pixels na região escolhida, para que as contagens provenientes de raios cósmicos e/ou estrelas na mesma região não contribuísse para o valor final.

Após a fotometria, foram escolhidas algumas estrelas que melhor amostravam a PSF, ou seja, estrelas não contaminadas por raios cósmicos ou outras estrelas em seus perfis, e que não estivessem saturadas. Foi usada a *task pstselect* para tal finalidade. Após a escolha dessas estrelas, a PSF foi modelada com a rotina *psf*. Então, foi feita a imagem da PSF com base no modelo com o *seepsf*, que foi usada para a realização da deconvolução Richardson-Lucy (pacote *lucy*). Como as curvas de PSF nas imagens em H $\alpha$  e y strom eram mais estreitas do que em [O III], elas foram degradadas a fim de se igualarem à PSF de [O III].

A emissão da fonte central na banda estreita de [O III] 5007Å corresponde apenas à emissão do contínuo, uma vez que nem o disco de acreção nem a pseudo-fotosfera da nova emitem linhas de transições proibidas. Portanto, nós ajustamos uma função gaussiana à PSF da fonte central e a subtraímos da imagem. O resultado é a contribuição isolada do

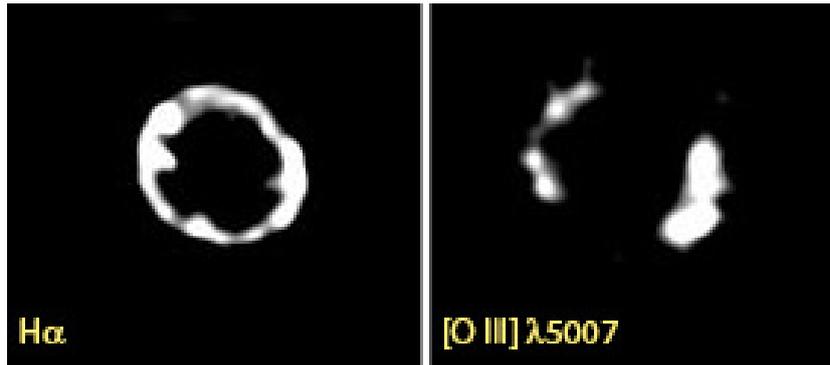


Figura 5.2: Imagens do envelope da nova V382 Vel, nos filtros de  $H\alpha$  e  $[O III] 5007\text{\AA}$  após deconvolução e subtração do contínuo e da fonte central.

envoltório para a emissão em  $[O III] 5007\text{\AA}$ . A separação entre as contribuições da fonte central e do envoltório para a emissão na imagem em  $H\alpha$  é mais complexa, uma vez que todas as estruturas emitem linhas fortes de hidrogênio. Usando o fluxo da imagem em  $y$ -Strömngren, nós isolamos a emissão em  $H\alpha$ . Então ajustamos uma gaussiana à PSF da fonte central e a subtraímos da imagem, restando apenas a emissão de  $H\alpha$  no envoltório. A figura 5.2 mostra as imagens nos filtros de  $H\alpha$  e  $[O III]$  após a deconvolução, a subtração do contínuo e a subtração da fonte central. É possível observar os nódulos de gás condensado em ambas as imagens, mas em diferentes posições, uma vez que as emissões de linhas de recombinação e de linhas proibidas estão associadas a diferentes densidades.

### 5.3 Análise do envoltório

#### 5.3.1 O diâmetro angular do envoltório

As imagens em  $H\alpha$  mostram uma casca fina aproximadamente esférica, com algumas condensações resolvidas. Os eixos maior e menor possuem 9,9 arcsec e 8,9 arcsec, respectivamente, com um valor médio de 9,4 arcsec, como mostra a figura 5.3.

A imagem em  $[O III] 5007\text{\AA}$  apresenta uma estrutura bipolar (possivelmente um anel incompleto) ao invés de uma casca completa. Essa estrutura se estende um pouco mais que a casca de  $H\alpha$ , chegando a 10,9 arcsec de diâmetro. As posições e a distribuição das condensações não são completamente consistentes com as das condensações da imagem de  $H\alpha$ . Tais diferenças podem estar associadas à distribuição de densidades e aos gradientes de velocidade de expansão. A emissão em  $H\alpha$  ocorrem em regiões mais densas, enquanto

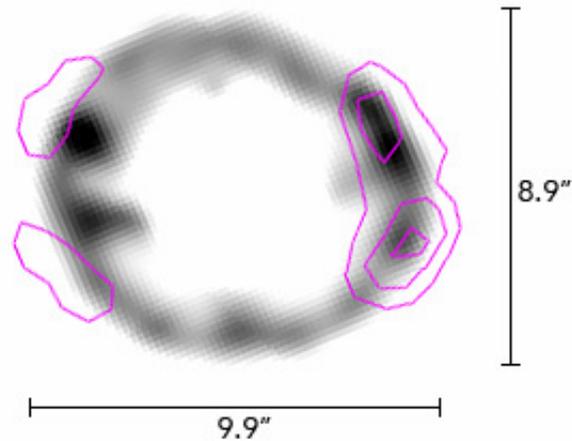


Figura 5.3: Imagem deconvoluída no filtro de  $H\alpha$  e contornos da emissão da imagem de  $[O III]$ . Os eixos maior e menor medidos para  $H\alpha$  são mostrados.

a emissão de  $[O III]$  ocorre nas regiões de baixa densidade, como na parte externa do envoltório.

Os valores de diâmetro obtidos nas imagens SOAR-SAMI são menores do que o valor estimado por Tomov et al. (2015), de 12 arcsec, a partir da imagem de filtro estreito  $H\alpha+[N II]$  com um espectrógrafo Fabry-Perot (figura 5.4).

A maioria das novas com altas velocidades de expansão apresentam cascas esféricamente simétricas, e as com baixas velocidades, estruturas bipolares (Camargo e Diaz, 2017). A coexistência dos dois tipos de morfologia no envoltório de V382 Vel poderia estar associado à ocorrência de duas erupções consecutivas, de baixa e alta velocidades, sugerida pela detecção de choque interno nos espectros de raios-X observados logo após o máximo da erupção (Mukai e Ishida, 2001; Orio et al., 2001). Assim, a erupção de baixa velocidade poderia ter dado origem à morfologia observada em  $[O III]$ , enquanto a de alta velocidade originaria a morfologia de casca esférica observada em  $H\alpha$ .

Não há informações sobre a inclinação do sistema na literatura, e tampouco há informações que esclareçam se a estrutura bipolar está alinhada plana ou paralelamente ao plano orbital da binária. Se a estrutura bipolar for perpendicular ao plano orbital, é possível que a morfologia da emissão de  $[O III]$  seja influenciada por um disco de acreção, como nos casos de HR Del (Moraes e Diaz, 2009) e V723 Cas (Takeda et al., 2018).

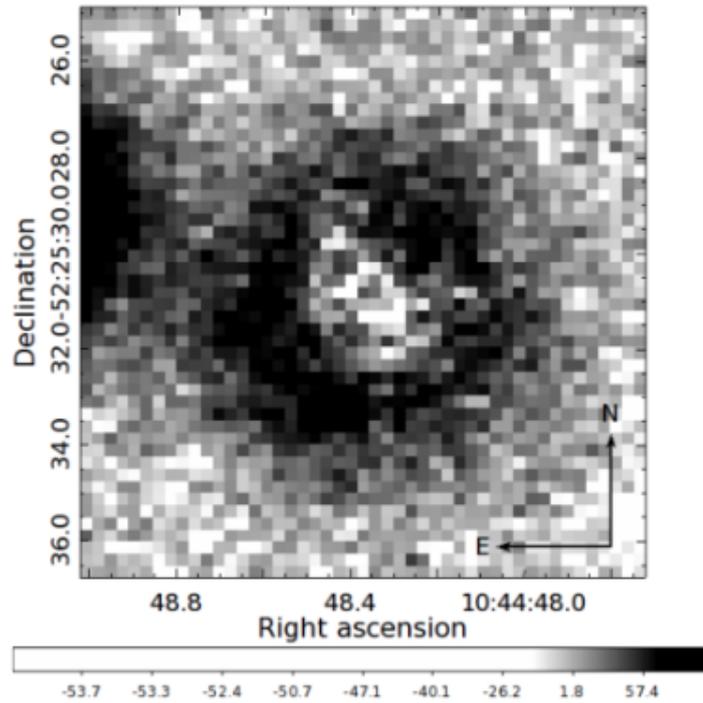


Figura 5.4: Imagem da nova V382 Vel no filtro de banda estreita  $H\alpha + [N II]$  obtida no espectrógrafo Fabry-Perot (Tomov et al., 2015).

### 5.3.2 Distância por paralaxe e velocidade de expansão

Para toda análise e modelos, consideramos o raio médio de 4,95 arcsec, assumindo a emissão de  $[O III]$  como limite. Para estimar a distância por paralaxe de expansão, utilizamos diversos valores de velocidade de expansão disponíveis na literatura. Augusto e Diaz (2003) mediram uma velocidade de  $\sim 1.200 \text{ km/s}$  durante os primeiros 800 dias após erupção, o que leva a uma distância de  $d = 810 \text{ pc}$ . Tomov et al. (2015) mediram  $v = 1.800 \text{ km/s}$ , de modo que obtivemos  $d = 1.214 \text{ pc}$ , em contraste com o valor de 800 pc encontrado pelos autores usando o diâmetro de 12,0 arcsec.

Os dados do Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al., 2016, 2018) contêm o ângulo de paralaxe de V382 Vel, no valor de 0,56 mas com erros da ordem de 10%, o que leva à estimativa de distância  $d = 1,79 \text{ kpc}$ . Para obter tal valor de distância a partir do diâmetro angular, a velocidade de expansão deve ser  $2.600 \text{ km/s}$ . Apesar de ser uma velocidade maior do que as velocidades sugeridas por Augusto e Diaz (2003) e Tomov et al. (2015), esse valor é compatível com a classe de velocidade de V382 Vel (novas rápidas). A distância de 1,79 kpc também é compatível com os valores estimados por Della Valle et al.

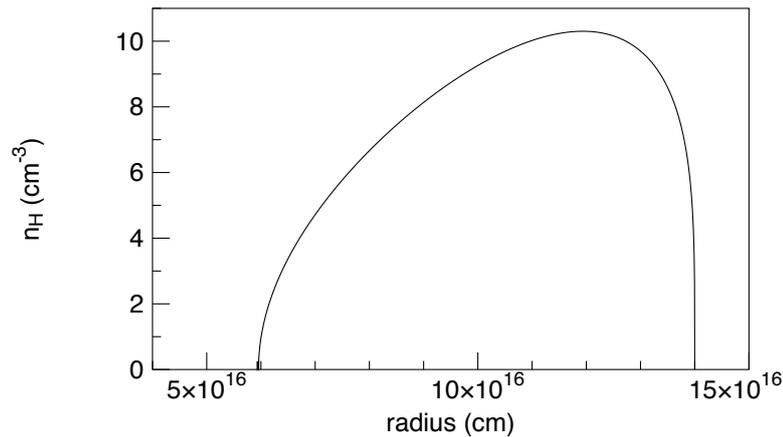


Figura 5.5: Perfil radial de densidade de hidrogênio derivado a partir da transformada inversa de Abel.

(2002) e Hachisu e Kato (2016), de  $1,7 \text{ kpc}$  e  $1,6 \text{ kpc}$ , respectivamente. Shore et al. (2003) estimaram um valor mais alto de  $2,5 \text{ kpc}$ .

Nas próximas simulações, utilizamos a distância medida pelo Gaia, de  $d = 1,79 \text{ kpc}$  e o valor de raio externo do envoltório de  $r = 1,4 \times 10^{17} \text{ cm}$ .

### 5.3.3 Distribuição de densidade de H

Apesar de as imagens de V382 Vel não apresentarem uma geometria completamente esférica, nós não temos informações sobre sua excentricidade, devido aos efeitos de projeção no céu. Portanto, nas análises seguintes, vamos considerar que o envoltório de V382 Vel é composto por uma componente difusa na forma de uma casca esférica e por componentes de condensações. Para a componente difusa, medimos o fluxo mediano como uma função do raio, isolando a contribuição das condensações. A partir do fluxo radial, utilizamos a transformada de Abel em polinômios de graus pares (Park e Moore, 1970), de modo a obter uma função de emissividade volumétrica. Assim, fizemos uma deprojeção do brilho superficial para obter uma distribuição tridimensional. A emissividade volumétrica foi transformada em uma distribuição de densidades de H, assumindo um gás completamente ionizado a temperatura de  $10.000 \text{ K}$  (Osterbrock e Ferland, 2006). O gradiente de densidade (figura 5.5) foi utilizado para gerar o mapa 3D de distribuição de gás, após ser suavizado nas bordas para garantir a convergência dos cálculos de fotoionização.

O fluxo restante de  $\text{H}\alpha$  foi atribuído às condensações. A imagem com contribuição difusa subtraída foi submetida a uma transformada de Fourier 2D, para estimar o tamanho

característico das condensações. O espectro de potências indicou uma predominância de componentes de  $9 \times 10^{15}$  cm de diâmetro. Portanto, escolhemos os 3 picos mais altos de fluxo e neles centralizamos esferas com o diâmetro obtido pela transformada. A posição no eixo da linha de visada foi escolhida randomicamente e a densidade dentro das condensações foi definida por uma função gaussiana, de modo que o fluxo integrado correspondesse ao fluxo observado na região da condensação. As condensações foram adicionadas ao mapa 3D de distribuição de gás.

#### 5.3.4 Massa total de hidrogênio

A partir da distribuição 3D de hidrogênio, pudemos estimar um limite superior para a massa de hidrogênio do envoltório, já que o fluxo de H pode estar superestimado devido à contribuição de [N II]. A massa de H obtida foi de  $M_H \leq 6,2 \times 10^{-5} M_\odot$ , o que leva a uma densidade média de  $n_H \sim 15 \text{ cm}^{-3}$ . Considerando uma fração de massa de H de  $X = 0,46$ , calculada a partir das abundâncias da tabela 5.1, a massa total ejetada máxima obtida é  $M_{env} = 1,4 \times 10^{-4} M_\odot$ . Esse valor é compatível com a massa ejetada estimada por Shore et al. (2003) de  $M_{env} = 4 \times 10^{-4} M_\odot$ , usando modelos de fotoionização baseados em espectros UV com  $d = 2,5 \text{ kpc}$  e  $E(B - V) = 0,2$ . Nesses modelos, os autores assumiram 2 cascas esféricas com diferentes densidades e *covering factor* de 0,8. Della Valle et al. (2002) estimaram um valor de massa ejetada menor, de  $M_{env} \sim 1,0 \times 10^{-5} M_\odot$ , a partir de  $M_H = 6,5 \times 10^{-6} M_\odot$  usando a emissão de H $\alpha$  em 2000 ( $\Delta t \sim 17$  meses), apesar de que não é claro como os autores separaram as contribuições do envoltório e da fonte central. Hachisu e Kato (2016) obtiveram uma massa ainda menor, de  $M_{env} = 4,8 \times 10^{-6} M_\odot$  a partir de modelos de curva de luz no óptico.

### 5.4 Modelos de fotoionização

Nós utilizamos o RAINY3D (Moraes e Diaz, 2011) para simular a emissão de V382 Vel e restringir alguns parâmetros físicos e químicos da nova. Os dados de entrada utilizados estão dispostos na tabela 5.1.

A luminosidade e temperatura da fonte central foram baseados em dados de cerca de 10 anos após a erupção, já que não há observações em raios-X na época das nossas observações SOAR-SAMI. Em 2000, Ness et al. (2005) estimaram luminosidade de corpo

Tabela 5.1 - Parâmetros de entrada.

Parâmetro	Valor	Referência
dist	$d = 1,79 \text{ kpc}$	Gaia Collaboration et al. (2016, 2018)
E(B-V)	0,38	Schlafly e Finkbeiner (2011)
$T_{FC}$	$5,0 - 8,0 (\times 10^4) \text{ K}$	Esse trabalho
$\log(L_{FC})$	$35 - 36 \text{ erg/s}$	Esse trabalho
$r_{int}$	$6,0 \times 10^{16} \text{ cm}$	Esse trabalho
$r_{ext}$	$1,4 \times 10^{17} \text{ cm}$	Esse trabalho
$M_H$	$1,4 \times 10^{-4} M_{\odot}$	Esse trabalho
$\log(n_{He}/n_H)$	-0,6	Augusto e Diaz (2003)
$\log(n_C/n_H)$	-3,7	Shore et al. (2003)
$\log(n_N/n_H)$	-2,8	Shore et al. (2003)
$\log(n_O/n_H)$	-3,8 a -2,6	Augusto e Diaz (2003); Shore et al. (2003)
$\log(n_{Ne}/n_H)$	-3,0 a -2,7	Augusto e Diaz (2003); Shore et al. (2003)
$\log(n_{Mg}/n_H)$	-4,0	Shore et al. (2003)
$\log(n_{Al}/n_H)$	-4,2	Shore et al. (2003)
$\log(n_{Si}/n_H)$	-4,8	Shore et al. (2003)

negro integrada de  $2 \times 10^{36} \text{ erg/s}$ , época em que a queima de hidrogênio já havia parado. Tal valor foi considerado limite superior para a luminosidade da fonte central nos nossos modelos. Os autores também estimaram a temperatura de  $3 \times 10^5 \text{ K}$ , mas esse valor deve ter decaído na época das observações SOAR-SAMI.

Os primeiros modelos RAINY3D foram feitos somente com a contribuição difusa do envoltório (sem condensações), de modo a limitar os parâmetros de entrada, já que os modelos com condensações são mais demorados. Os resultados estão dispostos na figura 5.6 e sugerem uma fonte ionizante de  $T = 60.000 \text{ K}$ , apesar de que os fluxos de  $H\alpha$  serem mais baixos que os observados e os de [O III] mais altos. Como no caso da nova V723 Cas (Takeda et al., 2018), uma possível solução para um melhor ajuste é a inclusão de um campo anisotrópico de radiação ionizante gerado pelo disco de acreção. É razoável assumir que o campo ionizante é dominado pelo disco de acreção após mais de 15 anos após a erupção. Os valores de luminosidade e temperatura usados nos nossos modelos são compatíveis com os de um disco de acreção com taxas de acreção entre  $5 \times 10^{-8}$  e  $1 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ .

Então fizemos novos modelos de fotoionização RAINY3D com condensações e um disco modelo padrão (corpo negro multi-temperatura) com temperatura média  $T_D = 60.000 \text{ K}$

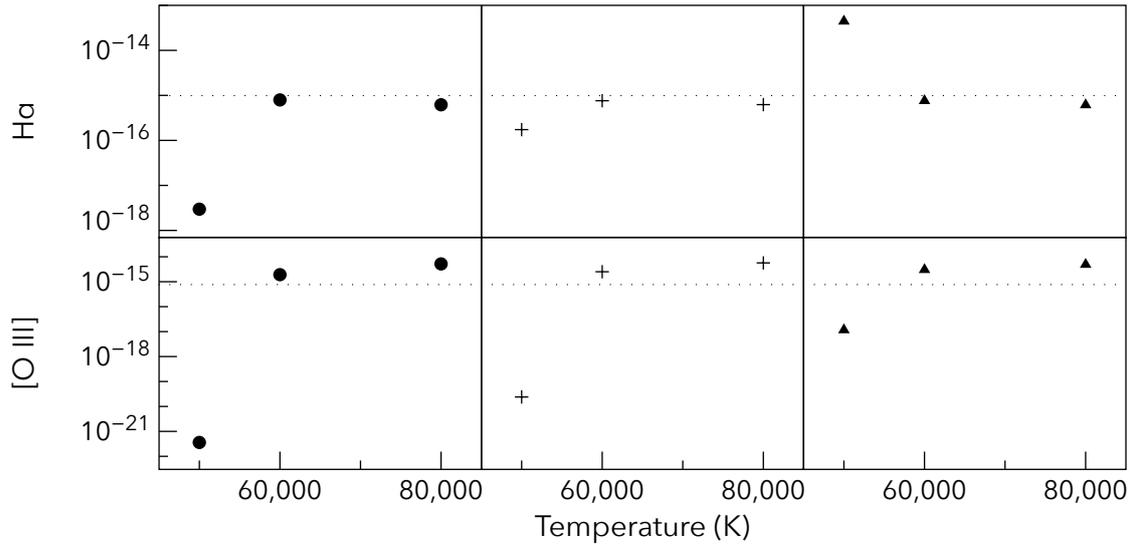


Figura 5.6: Resultados dos modelos de fotoionização RAINY3D para V382 Vel, na forma de fluxos de linha integrados como função da temperatura da fonte central. Os círculos correspondem à luminosidade de fonte central de  $10^{35}$  erg/s, as cruzes de  $10^{35.5}$  erg/s e os triângulos de  $10^{36}$  erg/s, respectivamente. As linhas tracejadas indicam os fluxos observados das linhas.

como fonte ionizante. Nós assumimos uma anã branca de O-Ne-Mg de  $M_{WD} = 1,1 M_{\odot}$  e um disco com 80% do raio do lóbulo de Roche da primária. A luminosidade total do disco foi fixada em  $10^{36}$  erg/s, porque os modelos anisotrópicos tendem a exigir uma luminosidade maior do que os modelos isotrópicos para reproduzir os fluxos totais. A inclinação do disco não é conhecida, mas estruturas bipolares, como a estrutura em [O III], costumam ser perpendiculares ao disco (Takeda et al., 2018; Harvey et al., 2016). Foram modelados discos paralelos e perpendiculares à estrutura bipolar. No primeiro caso, o fluxo ionizante na direção da estrutura bipolar é menor, e no segundo, maior.

O modelo com melhor ajuste considerando um disco paralelo à estrutura bipolar está disposto na parte superior da figura 5.7, na forma da projeção dos mapas 3D de emissividade para H $\alpha$  e [O III]. Uma escala logarítmica arbitrária de intensidade foi utilizada para enfatizar as estruturas mais fracas. Os fluxos totais de H $\alpha$  e [O III] são  $f_{H\alpha} = 4,6 \times 10^{-15}$  erg/s/cm<sup>2</sup> e  $f_{[OIII]} = 1,3 \times 10^{-15}$  erg/s/cm<sup>2</sup>. Os fluxos são 4,6 e 6,0 vezes maiores do que os valores observados, respectivamente. O modelo com melhor ajuste para um disco perpendicular à estrutura bipolar é mostrado na parte inferior da figura 5.7, com fluxos totais de  $f_{H\alpha} = 2,3 \times 10^{-15}$  erg/s/cm<sup>2</sup> e  $f_{[OIII]} = 6,5 \times 10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup>, com fatores 2,3 e 0,7 maiores do que os fluxos observados. As posições, tamanhos e morfologias das condensações não

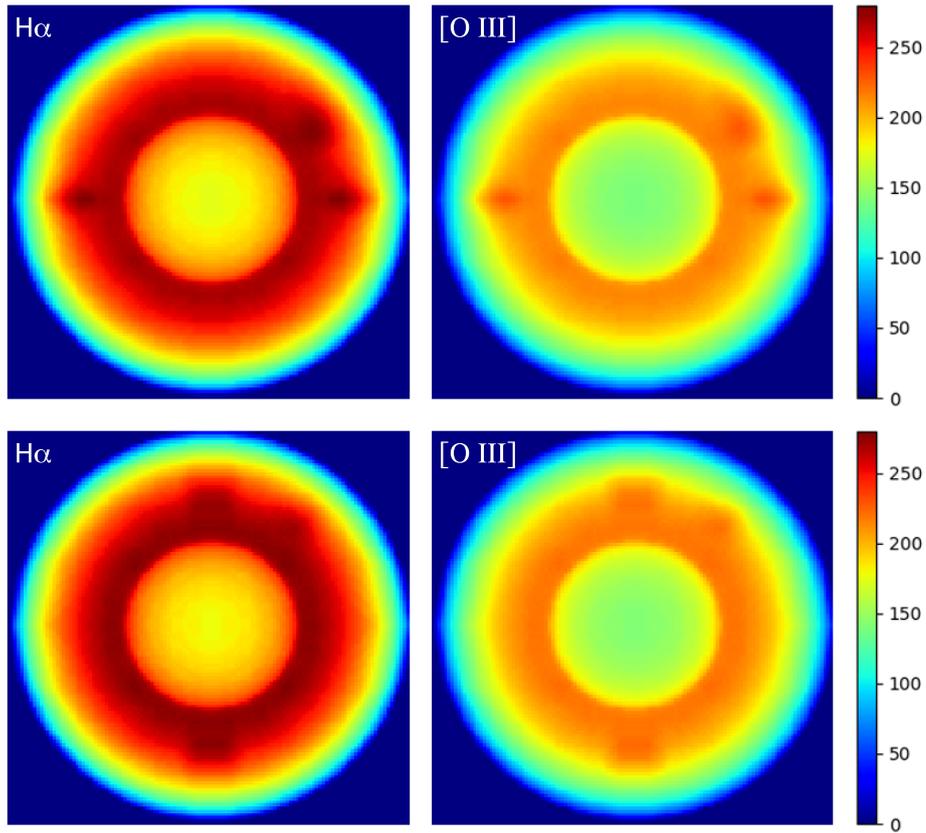


Figura 5.7: Projeção dos mapas de emissividade de  $H\alpha$  e  $[O\ III]$  resultantes dos modelos RAINY3D para os casos de disco paralelo à estrutura bipolar (cima) e perpendicular (baixo). O disco está alinhado horizontalmente nas figuras.

concordam plenamente com as observações, devido às várias simplificações adotadas na ausência de uma informação tridimensional. No entanto, os modelos conseguem reproduzir o fato de que as condensações em  $[O\ III]$  terminam mais longe da fonte central do que as condensações em  $H\alpha$ . Dados de espectroscopia bidimensional com transições de diferentes energias de ionização são necessários para melhorar os modelos.

Para esses modelos de melhor ajuste, para ambos os casos de disco perpendicular e paralelo à estrutura bipolar, o valor revisado para a abundância de oxigênio é  $\log(n_O/n_H) = -3,8$ , consistente com o valor estimado por Augusto e Diaz (2003). Shore et al. (2003) estimaram um valor mais alto para a abundância de O, com modelos de fotoionização baseados em espectros no UV, com um valor maior de distância de 2,5 kpc e duas componentes de casca esférica com diferentes densidades. Valores mais precisos de abundâncias, de O e Ne principalmente, são fundamentais para elucidar a evolução estelar de novas de neônio e os processos de mistura e dragagem na superfície da anã branca durante a erupção.

## 5.5 Discussão

### 5.5.1 Condensações e subestruturas em envoltórios de novas

O uso de óptica adaptativa permitiu a detecção de condensações no envoltório de V382 Vel, que não foram observadas nas imagens de interferometria Fabry-Perot de Tomov et al. (2015). O uso da transformada de Fourier 2D permitiu uma estimativa grosseira da escala das condensações. No entanto, é possível que as estruturas que detectamos são na verdade grandes aglomerados de estruturas ainda menores, menores do que é possível detectar com a qualidade de imagem oferecida pela óptica adaptativa. As observações da nova V5668 Sgr feitas com o ALMA apresentaram dispersas estruturas de  $\sim 10^{15}$  cm que foram interpretadas como estruturas maiores e únicas quando observadas com instrumentos de menor resolução (Diaz et al., 2018). A interpretação incorreta do tamanho e *filling factor* das condensações pode afetar as densidades de H da nossa análise, uma vez que consideramos a emissão média radial como uma componente difusa única.

As assimetrias nos envoltórios de novas têm sido detectadas nas últimas décadas e normalmente são atribuídas apenas a uma distribuição anisotrópica de massa, gerada pelos complexos processos de ejeção de matéria, ventos pós-máximo e pela interação do gás em expansão com a secundária e com material circunstelar pré-existente (Walder, R. et al., 2008). Nos nossos modelos, inserimos condensações esfericamente simétricas como entrada, mas os mapas de saída mostraram condensações assimétricas devido à presença do campo anisotrópico de radiação ionizante. Portanto, as condensações e a distribuição de massa podem não ser necessariamente assimétricas, mesmo que a projeção observada de seus fluxos seja. Esse efeito pode afetar medidas de distância de novas feitas a partir de paralaxe de expansão, método usualmente considerado confiável. A contribuição de cada fator para as assimetrias detectadas pode ser melhor estudada a partir da combinação de espectroscopia bidimensional, simulações hidrodinâmicas 3D e modelos de fotoionização 3D.

### 5.5.2 A massa ejetada

Na nossa análise, derivamos um limite superior para a massa ejetada de V382 Vel, de  $\sim 1,4 \times 10^{-4} M_{\odot}$ , que é compatível com o limite superior da massa de envoltórios, especialmente para novas rápidas e/ou de neônio. Esse valor elevado pode estar associado

à contribuição do fluxo das linhas de [N II] que não foi considerada devido à ausência de informação espectral, mas também pode ser um valor realista se o fluxo de H $\alpha$  for muito maior do que os fluxos de [N II]. Considerando que o choque sugerido pelas observações em raios-X logo após a erupção seja proveniente de uma segunda erupção consecutiva à primeira, mas com maior velocidade, a massa ejetada poderia ser igual ou maior do que o limite para uma única erupção. Valores altos para massa ejetada em novas de O-Ne-Mg favorecem o cenário em que novas de neônio não são progenitoras de estrelas de nêutron via colapso induzido por acreção, já que a perda de massa seria mais eficiente do que a acreção.

### 5.5.3 V382 Vel no contexto das novas de neônio

A nova V382 Vel pertence ao pequeno grupo de novas de neônio confirmadas espectroscopicamente. Entre os objetos desse grupo, apenas outras 4 tiveram seus envoltórios resolvidos: V1494 Aql, V1974 Cyg, V351 Pup e QU Vul. Como para V382 Vel, as imagens de V1974 Cyg também mostraram um anel, ou casca fina, de gás não homogêneo, e uma estrutura bipolar (Paresce, 1994; Paresce et al., 1995). As estruturas de V1974 Cyg variam dependendo da ionização das linhas de emissão, possivelmente indicando a presença de um disco de acreção como fonte ionizante. Krautter et al. (2002) estimaram um valor elevado para a massa ejetada de V1974 Cyg, de  $2,0 \times 10^{-4} M_{\odot}$ , baseado em dados de Woodward et al. (1995), enquanto Hachisu e Kato (2016) encontraram um valor de  $1,3 \times 10^{-5} M_{\odot}$  por meio de modelos de curva de luz. Imagens do *HST* de QU Vul e V351 Pup também mostram anéis com condensações (Ringwald et al., 1998; Krautter et al., 2002). Saizar e Ferland (1994) restringiram a massa ejetada de QU Vul ao intervalo de  $1,0 \times 10^{-4} M_{\odot}$  a  $3,5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ . Hachisu e Kato (2016) obtiveram a massa ejetada de  $2,5 \times 10^{-5} M_{\odot}$  por modelos da curva de luz de QU Vul. Para o caso de V351 Pup, Wendeln et al. (2017) obtiveram massa total ejetada de  $6,3 \times 10^{-6} M_{\odot}$ , Saizar et al. (1996) encontraram  $2,0 \times 10^{-7} M_{\odot}$  e Hachisu e Kato (2016) estimaram  $2,0 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . Barsukova et al. (2013) descreveram o envoltório de V1494 Aql como uma casca esférica fina, ou um anel, apesar de não terem publicado as imagens. Dados do SOAR-SAMI indicam o mesmo tipo de estruturas para essa nova (veja apêndice A).

Os envoltórios de novas de neônio parecem apresentar componentes morfológicas em comum. No entanto, os valores estimados para suas massas ejetadas variam sobre um

---

intervalo grande e, em alguns casos, os valores estimados por diferentes autores divergem amplamente. Os maiores problemas nos cálculos das massas ejetadas são a distribuição de gás (*filling factor*) e os erros em distância. A missão Gaia deve resolver o segundo problema, mas o primeiro exige de espectroscopia bidimensional ou imageamento de alta resolução em diversas bandas. Apenas após modelos mais detalhados de várias novas de neônio e, portanto, valores de massas ejetadas e abundâncias mais precisas, será possível caracterizar as novas de neônio como um grupo coerente e assim conectar as observações às previsões teóricas.



## Conclusões

Em um cenário de rápido desenvolvimento de instrumentação observacional que permite a visualização cada vez mais precisa de estruturas cada vez menores, é necessário desenvolver ferramentas de análise com o mesmo grau de detalhamento. Nas últimas décadas, os telescópios espaciais, os espectrógrafos bidimensionais e a óptica adaptativa mostraram que os envoltórios de novas são estruturas extremamente complexas e únicas. O uso de leis de potência para descrever as funções de densidade do gás no envoltório e a suposição de simetria esférica para as morfologias dos envoltórios se provaram inadequados.

O RAINY3D foi desenvolvido para fornecer esse grau de detalhamento exigido pelas observações a partir do código unidimensional Cloudy. Os modelos 3D que consideram distribuição de massa no envoltório baseada nas observações e fontes anisotrópicas de radiação ionizante se mostraram capazes de ajustar simultaneamente os fluxos de linhas, as razões de fluxos de linhas e as estruturas das imagens nas linhas. O RAINY3D também revelou a influência de um disco de acreção reestabelecido no gás ionizado do envoltório, explicando as diferenças nas morfologias de imagens em linhas de diferentes energias de ionização.

Para a nova RS Oph, os espectros Gemini-GMOS(IFU) permitiram uma comparação entre as emissões da fonte central e do envoltório, diagnósticos de linhas e de perda de massa. Para o caso da nova V723 Cas, os modelos baseados nos espectros Keck-OSIRIS indicaram que a fonte central deve ser composta ao menos parcialmente por um disco de acreção reestabelecido. Os valores de abundâncias da Al, Ca e Si, assim como de massa total ejetada foram revisados. Para a nova V382 Vel, as observações SOAR-SAMI permitiram a obtenção do diâmetro angular, da velocidade de expansão média e da distribuição de gás no envoltório. Os resultados dos modelos para esse objeto sugeriram uma fonte

ionizante com temperatura e luminosidade compatíveis com um disco de acreção, além de ajustar os fluxos de linhas, as razões de fluxos de linhas e as estruturas observadas, fornecendo valores revisados de abundância de O e de limites superiores para a massa de hidrogênio e a massa total ejetada no envoltório.

Os métodos aqui apresentados podem e deverão ser repetidos para diferentes novas em diferentes épocas. Os modelos de fotoionização 3D aliados com observações detalhadas do envoltório podem esclarecer se as anãs brancas acumulam massa ou não nas erupções de novas, e, portanto, confirmar se as variáveis cataclísmicas são possíveis progenitoras de supernovas do tipo Ia. A modelagem precisa do envoltório também é necessária para elucidar a contribuição das novas para a abundância de lítio na Galáxia, um problema aberto de grande importância na astronomia. Além disso, modelos 3D podem ser usados para revisar as abundâncias previamente determinadas, que possuem grande divergência na literatura. Valores mais precisos de abundância são fundamentais para as teorias de evolução estelar de binárias e para os modelos de detonação termonuclear e de processos de dragagem na primária durante a erupção. Por essas razões, temos como perspectiva otimizar o RAINY3D e possivelmente paralelizá-lo. Após essas alterações, o código deverá ser disponibilizado para a comunidade científica.

## Referências Bibliográficas

- Allington-Smith J., Basic principles of integral field spectroscopy, *New Astronomy Reviews*, 2006, vol. 50, p. 244
- Allington-Smith J., Murray G., Content R., Dodsworth G., Davies R., Miller B. W., Jorgensen I., Hook I., Crampton D., Murowinski R., Integral Field Spectroscopy with the Gemini Multiobject Spectrograph. I. Design, Construction, and Testing, *PASP*, 2002, vol. 114, p. 892
- Anupama G. C., Mikołajewska J., Recurrent novae at quiescence: systems with giant secondaries, *A&A*, 1999, vol. 344, p. 177
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., The Chemical Composition of the Sun, *ARA&A*, 2009, vol. 47, p. 481
- Augusto A., Diaz M. P., The Spectral Evolution of V382 Velorum (Nova Vela 1999), *AJ*, 2003, vol. 125, p. 3349
- Balman Ş., Retter A., Bos M., The Detection of a 3.5 hr Period in the Classical Nova Velorum 1999 (V382 Vel) and the Long-Term Behavior of the Nova Light Curve, *AJ*, 2006, vol. 131, p. 2628
- Barsukova E. A., Valeev A. F., Goranskij V. P., Zharova A. V., Spectroscopic detection of resolved ejecta of nova V1494 Aql, *The Astronomer's Telegram*, 2013, vol. 5454
- Beckers J. M., Adaptive Optics for Astronomy: Principles, Performance, and Applications, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1993, vol. 31, p. 13

- Bode M., Evans A., *Classical Novae*. Cambridge Astrophysics, Cambridge University Press, 2008
- Bode M. F., Harman D. J., O'Brien T. J., Bond H. E., Starrfield S., Darnley M. J., Evans A., Eyres S. P. S., *Hubble Space Telescope Imaging of the Expanding Nebular Remnant of the 2006 Outburst of the Recurrent Nova RS Ophiuchi*, *ApJ*, 2007, vol. 665, p. L63
- Bohigas J., Echevarria J., Diego F., Sarmiento J. A., *Spectrophotometry of RS OPH during the nebular phase*, *MNRAS*, 1989, vol. 238, p. 1395
- Brahe T., *Tychonis Brahe Dani De nova et nullius ævi memoria privis visa stella iam pridem anno à nato Christo 1572, mense Nouembrj primùm conspecta, contemplatio mathematica: cui præter exactam eclipsis lvnaris, huius, anni, pragmatian, et elegantem in Vraniam elegiam, epistola quo[que] dedicatoria accessit : in qua, noua & erudita conscribendi diaria metheteorologica methodus, vtrius[que] astrologiæ studiosis*. Impressit Lavrentivs Benedictj, 1573
- Calvén E., Helton L. A., Sankrit R., *Modeling SOFIA/FORCAST spectra of the classical nova V5568 Sgr with 3D pyCloudy*. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #230*, vol. 230 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 2017, p. 317.01
- Camargo V., Diaz M., *A Statistical Study of Nova Shell Morphologies*, private communication, 2017
- Chochol D., Pribulla T., *Photometric Study of Nova CAS 1995*, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 1997, vol. 27, p. 53
- Cox A., *Allen's Astrophysical Quantities*. Springer New York, 2001
- Cutri R. M., et al. *VizieR Online Data Catalog: 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003)*, *VizieR Online Data Catalog*, 2003, vol. 2246
- Della Valle M., Pasquini L., Daou D., Williams R. E., *The evolution of Nova V382 Velorum 1999*, *A&A*, 2002, vol. 390, p. 155
- Diaz M. P., Abraham Z., Ribeiro V. A. R. M., Beaklini P. P. B., Takeda L., *The structure of a recent nova shell as observed by ALMA*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 2018, vol. 480, p. L54

- Downes R. A., Duerbeck H. W., Optical Imaging of Nova Shells and the Maximum Magnitude-Rate of Decline Relationship, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 2007
- Eggleton P. P., Approximations to the radii of Roche lobes, *ApJ*, 1983, vol. 268, p. 368
- Ercolano B., Barlow M. J., Storey P. J., The dusty MOCASSIN: fully self-consistent 3D photoionization and dust radiative transfer models, *MNRAS*, 2005, vol. 362, p. 1038
- Evans A., Bode M. F., Duerbeck H. W., Seitter W. C., IUE observations of the shells of RR PIC and GK Per., *MNRAS*, 1992, vol. 258, p. 7P
- Evans A., Gehrz R. D., Geballe T. R., Woodward C. E., Salama A., Sanchez R. A., Starrfield S. G., Krautter J., Barlow M., Lyke J. E., Hayward T. L., Eyres S. P. S., Greenhouse M. A., Hjellming R. M., Wagner R. M., Pequignot D., Infrared Space Observatory and Ground-Based Infrared Observations of the Classical Nova V723 Cassiopeiae, *AJ*, 2003, vol. 126, p. 1981
- Ferland G. J., Porter R. L., van Hoof P. A. M., Williams R. J. R., Abel N. P., Lykins M. L., Shaw G., Henney W. J., Stancil P. C., The 2013 Release of Cloudy, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 2013, vol. 49, p. 137
- Frank J., King A., Raine D., *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press, 2002
- Gaia Collaboration Brown A. G. A., Vallenari A., Prusti T., de Bruijne J. H. J., Babusiaux C., Bailer-Jones C. A. L., Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties, *ArXiv e-prints*, 2018
- Gaia Collaboration Prusti T., de Bruijne J. H. J., Brown A. G. A., Vallenari A., Babusiaux C., Bailer-Jones C. A. L., Bastian U., Biermann M., Evans D. W., et al. The Gaia mission, *A&A*, 2016, vol. 595, p. A1
- Gehrz R. D., The infrared temporal development of classical novae, *ARA&A*, 1988, vol. 26, p. 377
- Gehrz R. D., Truran J. W., Williams R. E., Starrfield S., Nucleosynthesis in Classical Novae and Its Contribution to the Interstellar Medium, *PASP*, 1998, vol. 110, p. 3

- Gill C. D., O'Brien T. J., Hubble Space Telescope imaging and ground-based spectroscopy of old nova shells - I. FH Ser, V533 Her, BT Mon, DK Lac and V476 Cyg, MNRAS, 2000, vol. 314, p. 175
- Gonzalez-Riestra R., Shore S. N., Starrfield S., Krautter J., Nova Cassiopeiae 1995, IAU Circ., 1996, vol. 6295
- Hachisu I., Kato M., A Universal Decline Law of Classical Novae, The Astrophysical Journal Supplement Series, 2006, vol. 167, p. 59
- Hachisu I., Kato M., The UBV Color Evolution of Classical Novae. I. Nova-giant Sequence in the Color-Color Diagram, ApJ, 2014, vol. 785, p. 97
- Hachisu I., Kato M., A Light Curve Analysis of Classical Novae: Free-free Emission versus Photospheric Emission, ApJ, 2015, vol. 798, p. 76
- Hachisu I., Kato M., Light-curve Analysis of Neon Novae, ApJ, 2016, vol. 816, p. 26
- Harvey E., Redman M. P., Boumis P., Akras S., Modelling the structure and kinematics of the Firework nebula: The nature of the GK Persei nova shell and its jet-like feature, A&A, 2016, vol. 595, p. A64
- Heywood I., O'Brien T. J., Eyres S. P. S., Bode M. F., Davis R. J., V723 Cas (Nova Cassiopeiae 1995): MERLIN observations from 1996 to 2001, MNRAS, 2005, vol. 362, p. 469
- Hirosawa K., Yamamoto M., Nakano S., Kojima T., Iida M., Sugie A., Takahashi S., Williams G. V., Nova Cassiopeiae 1995, IAU Circ., 1995, vol. 6213
- Iijima T., Spectral evolution of the slowest classical nova V723 Cassiopeiae in the decline stage, A&A, 2006, vol. 451, p. 563
- Isern J., Canal R., Labay J., The Outcome of Explosive Ignition of ONeMg Cores: Supernovae, Neutron Stars, or "Iron" White Dwarfs?, ApJ, 1991, vol. 372, p. L83
- Izzo L., Molaro P., Bonifacio P., Della Valle M., Cano Z., de Ugarte Postigo A., Prieto J. L., Thöne C., Vanzi L., Zapata A., Fernandez D., Beryllium detection in the very fast nova ASASSN-16kt (V407 Lupi), MNRAS, 2018, vol. 478, p. 1601

- Kallman T., Bautista M., Photoionization and High-Density Gas, *ApJS*, 2001, vol. 133, p. 221
- Kepler J., *De Stella Nova in Pede Serpentarii*, 1606
- Kepler S. O., Koester D., Ourique G., A white dwarf with an oxygen atmosphere, *Science*, 2016, vol. 352, p. 67
- Kramida A., Yu. Ralchenko Reader J., and NIST ASD Team, 2015 NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2016, May 25]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- Krautter J., Woodward C. E., Schuster M. T., Gehrz R. D., Jones T. J., Belle K., Evans A., Leyers S. P. S., Starrfield S., Truran J., Greenhouse M. A., Hubble Space Telescope NICMOS Observations of Classical Nova Shells, *AJ*, 2002, vol. 124, p. 2888
- Lakshminarayanan V., Fleck A., Zernike polynomials: a guide, *Journal of Modern Optics*, 2011, vol. 58, p. 545
- Landau L., Lifshitz E., *The Classical Theory of Fields. Course of theoretical physics*, Elsevier Science, 1975
- Larkin J., Barczys M., McElwain M., Perrin M., Weiss J., Wright S., , 2010 OH- Suppressing Infra-Red Imaging Spectrograph User's Manual. UCLA Infrared Laboratory
- Leggett S. K., Allard F., Dahn C., Hauschildt P. H., Kerr T. H., Rayner J., Spectral Energy Distributions for Disk and Halo M Dwarfs, *ApJ*, 2000, vol. 535, p. 965
- Léna P., Rouan D., Lebrun F., Mignard F., Pelat D., Mugnier L., Lyle S., *Observational Astrophysics. Astronomy and Astrophysics Library*, Springer Berlin Heidelberg, 2012
- Liller W., Jones A. F., *Nova Velorum 1999: Light Curves and Spectrophotometry*, Information Bulletin on Variable Stars, 2000, vol. 5004
- Livio M., Truran J. W., On the Interpretation and Implications of Nova Abundances: an Abundance of Riches or an Overabundance of Enrichments, *ApJ*, 1994, vol. 425, p. 797
- Lyke J. E., Campbell R. D., The Distance and Morphology of V723 Cassiopeiae (Nova Cassiopeia 1995), *AJ*, 2009, vol. 138, p. 1090

- Moraes M., Diaz M., HR Del Remnant Anatomy Using Two-Dimensional Spectral Data and Three-Dimensional Photoionization Shell Models, *AJ*, 2009, vol. 138, p. 1541
- Moraes M., Diaz M., The RAINY3D Code: The Treatment of Condensation in Nova Remnants during Nebular Phase, *PASP*, 2011, vol. 123, p. 844
- Morisset C., , 2013 pyCloudy: Tools to manage astronomical Cloudy photoionization code  
Astrophysics Source Code Library
- Mukai K., Ishida M., The Early X-Ray Emission from V382 Velorum (Nova Velorum 1999): An Internal Shock Model, *ApJ*, 2001, vol. 551, p. 1024
- Munari U., Goranskij V. P., Popova A. A., Shugarov S. Y., Tatarnikov A. M., Yudin B. F., Karitskaya E. A., Kusakin A. V., Zwitter T., Lepardo A., Passuello R., Sostero G., Metlova N. V., Shenavrin V. I., Spectroscopy and UBVR<sub>J</sub>-JHKLM photometry of Nova Cassiopeiae 1995: the first 210 days., *A&A*, 1996, vol. 315, p. 166
- Mustel' E. R., Baranova L. I., Analysis of the Chemical Composition of the Envelopes of Novae.II. Quantitative Analysis of the Atmosphere of N Her 1934 at Maximum Luminosity, *Soviet Ast.*, 1965, vol. 9, p. 31
- Ness J.-U., Goranskij V. P., Page K. L., Osborne J., Schwarz G., Nova V723 Cas off in X-rays, *The Astronomer's Telegram*, 2015, vol. 8053
- Ness J.-U., Schwarz G., Starrfield S., Osborne J. P., Page K. L., Beardmore A. P., Wagner R. M., Woodward C. E., V723 CASSIOPEIA Still on in X-Rays a Bright Super Soft Source 12 Years after Outburst, *AJ*, 2008, vol. 135, p. 1328
- Ness J.-U., Starrfield S., Jordan C., Krautter J., Schmitt J. H. M. M., An X-ray emission-line spectrum of Nova V382Velorum 1999, *MNRAS*, 2005, vol. 364, p. 1015
- Ness J.-U., Starrfield S., Schwarz G., Vanlandingham K., Wagner R. M., Lyke J., Woodward C. E., Lynch D. K., Krautter J., V723 Cassiopeiae, *IAU Circ.*, 2006, vol. 8676
- Ney E. P., Hatfield B. F., The isothermal dust condensation of Nova Vulpeculae 1976, *ApJ*, 1978, vol. 219, p. L111
- Nomoto K., Iben I. J., Carbon ignition in a rapidly accreting degenerate dwarf - A clue to the nature of the merging process in close binaries., *ApJ*, 1985, vol. 297, p. 531

- Nomoto K., Kondo Y., Conditions for accretion-induced collapse of white dwarfs, *ApJ*, 1991, vol. 367, p. L19
- Ochner P., Moschini F., Munari U., Frigo A., Long-term monitoring of orbital modulation and secondary-star irradiation in Nova Cas 1995 (V723 Cas), *MNRAS*, 2015, vol. 454, p. 123
- Ohshima O., Ayani K., Shimizu M., Yamamoto T., Iijima T., Rosino L., della Valle M., Marchiotto W., Lercher G., Kosaka K., Hurst G. M., Collins M., Bortle J. E., Kiss L., Schmeer P., Nova Cassiopeiae 1995, *IAU Circ.*, 1995, vol. 6214
- Orio M., Parmar A., Benjamin R., Amati L., Frontera F., Greiner J., Ögelman H., Mineo T., Starrfield S., Trussoni E., The X-ray emission from Nova V382 Velorum - I. The hard component observed with BeppoSAX, *MNRAS*, 2001, vol. 326, p. L13
- Osterbrock D., Ferland G., *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. University Science Books, 2006
- Paresce F., Imaging the shell of Nova Cygni 1992 with HST, *A&A*, 1994, vol. 282, p. L13
- Paresce F., Livio M., Hack W., Korista K., The structure and evolution of the Nova V1974 Cygni shell from HST observations., *A&A*, 1995, vol. 299, p. 823
- Park C., Moore D., A polynomial method for determining local emission intensity by Abel Inversion, *NASA TN*, 1970, vol. D-5677
- Petitjean P., Boisson C., Pequignot D., A photoionization model study of the old nova shell DQ Herculis 1934, *A&A*, 1990, vol. 240, p. 433
- Popham R., di Stefano R., Accretion Disks in Supersoft X-Ray Sources. In *Supersoft X-Ray Sources* , vol. 472 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 1996, p. 65
- Rauch T., A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres, *A&A*, 2003, vol. 403, p. 709
- Ribeiro V. A. R. M., Bode M. F., Darnley M. J., Harman The Expanding Nebular Remnant of the Recurrent Nova RS Ophiuchi (2006). II. Modeling of Combined Hubble Space Telescope Imaging and Ground-based Spectroscopy, *ApJ*, 2009, vol. 703, p. 1955

- Ringwald F. A., Wade R. A., Orosz J. A., Ciardullo R. B., Hubble Space Telescope/WFPC2 Images of Four Nova Shells. In American Astronomical Society Meeting Abstracts #192 , vol. 192, 1998, p. 53.04
- Ritter H., Politano M., Livio M., Webbink R. F., The White Dwarf Mass Distribution in Classical Nova Systems, *ApJ*, 1991, vol. 376, p. 177
- Rooney A., A Historia Da Fisica: DA FILOSOFIA AO ENIGMA DA MATERIA NEGRA. M.BOOKS, 2013
- Rudy R. J., Venturini C. C., Lynch D. K., Mazuk S., Puetter R. C., Near-Infrared Emission Lines of V723 Cassiopeiae (Nova Cassiopeiae 1995), *ApJ*, 2002, vol. 573, p. 794
- Saizar P., Ferland G. J., Hot Gas and the Origin of the Nebular Continuum in Novae, *ApJ*, 1994, vol. 425, p. 755
- Saizar P., Pachoulakis I., Shore S. N., Starrfield S., Williams R. E., Rothschild E., Sonneborn G., Nova V351 Puppis 1991: a multiwavelength study of the nebular phase, *MNRAS*, 1996, vol. 279, p. 280
- Sarton G., Hellenistic Science and Culture in the Last Three Centuries B.C.. Dover Publications, 1993
- Schaefer B. E., The Distances to Novae As Seen By Gaia, *MNRAS*, 2018, p. 2385
- Schatzman E., A theory of the role of magnetic activity during star formation, *Annales d'Astrophysique*, 1962, vol. 25, p. 18
- Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD, *ApJ*, 2011, vol. 737, p. 103
- Schwarz G. J., Shore S. N., Starrfield S., Vanlandingham K. M., Abundance Analysis of the Extremely Fast ONeMg Novae V838 Herculis and V4160 Sagittarii, *ApJ*, 2007, vol. 657, p. 453
- Shara M. M., Zurek D. R., Williams R. E., Prialnik D., Gilmozzi R., Moffat A. F. J., HST Imagery of the Non-Expanding, Clumped "Shell" of the Recurrent Nova T Pyxidis, *AJ*, 1997, vol. 114, p. 258

- Shaviv N. J., Dotan C., Classical novae as super-Eddington steady states ., *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 2012, vol. 83, p. 792
- Shore S. N., Kenyon S. J., Starrfield S., Sonneborn G., On the Interpretation of the Ultraviolet Spectra of Symbiotic Stars and Recurrent Novae. II. The 1985 Outburst of RS Ophiuchi, *ApJ*, 1996, vol. 456, p. 717
- Shore S. N., Schwarz G., Bond H. E., Downes R. A., Starrfield S., Evans A., Gehrz R. D., Hauschildt P. H., Krautter J., Woodward C. E., The Early Ultraviolet Evolution of the ONeMg Nova V382 Velorum 1999, *AJ*, 2003, vol. 125, p. 1507
- Snijders M. A. J., Multi-frequency observations of the 1985 outburst of RS Ophiuchi, *Ap&SS*, 1987, vol. 130, p. 243
- Sparke L., Gallagher J., *Galaxies in the Universe: An Introduction*. Cambridge University Press, 2007
- Starrfield S., Timmes F. X., Hix W. R., Sion E. M., Sparks W. M., Dwyer S. J., Surface Hydrogen-burning Modeling of Supersoft X-Ray Binaries: Are They Type Ia Supernova Progenitors?, *ApJ*, 2004, vol. 612, p. L53
- Strope R. J., Schaefer B. E., Henden A. A., Catalog of 93 Nova Light Curves: Classification and Properties, *AJ*, 2010, vol. 140, p. 34
- Tajitsu A., Sadakane K., Naito H., Arai A., Aoki W., Explosive lithium production in the classical nova V339 Del (Nova Delphini 2013), *Nature*, 2015, vol. 518, p. 381
- Takeda L., Diaz M., Imaging and analysis of neon nova V382 Vel shell, *PASP*, 2018, submitted
- Takeda L., Diaz M., Campbell R., Lyke J., 3D photoionization models of nova V723 Cas, *MNRAS*, 2018, vol. 473, p. 355
- Tomov T., Swierczynski E., Mikolajewski M., Ilkiewicz K., SALT observations of southern post-novae, *A&A*, 2015, vol. 576, p. A119
- Walder, R. Folini, D. Shore, S. N. 3D simulations of RS Ophiuchi: from accretion to nova blast \*\*\*, *A&A*, 2008, vol. 484, p. L9

- Walter F. M., Battisti A., Towers S. E., Bond H. E., Stringfellow G. S., The Stony Brook/SMARTS Atlas of (mostly) Southern Novae, PASP, 2012, vol. 124, p. 1057
- Warner B., Cataclysmic Variable Stars. vol. 28 of Cambridge Astrophysics, Cambridge University Press, 1995
- Wendeln C., Chomiuk L., Finzell T., Linford J. D., Strader J., A Radio Emission Analysis of Classical Nova V351 Pup (1991), ApJ, 2017, vol. 840, p. 110
- Williams P., Lee S., Pearce A., Gilmore A. C., Pollard K. R., McSaveney J. A., Kilmartin P. M., Caldwell P., Nova Velorum 1999, IAU Circ., 1999, vol. 7176
- Williams R. E., CNO abundances in novae ejecta.. In European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings , vol. 21, 1985, p. 225
- Williams R. E., The formation of novae spectra, AJ, 1992, vol. 104, p. 725
- Williams R. E., Hamuy M., Phillips M. M., Heathcote S. R., Wells L., Navarrete M., The evolution and classification of postoutburst novae spectra, ApJ, 1991, vol. 376, p. 721
- Williams R. E., Phillips M. M., Hamuy M., The Tololo nova survey: Spectra of recent novae, ApJS, 1994, vol. 90, p. 297
- Woodward C. E., Greenhouse M. A., Gehrz R. D., Pendleton Y. J., Joyce R. R., van Buren D., Fischer J., Jennerjohn N. J., Kaminski C. D., The Temporal Evolution of the 1–5 Micron Spectrum of V1974 Cygni (Nova Cygni 1992), ApJ, 1995, vol. 438, p. 921
- Woodward C. E., Wooden D. H., Pina R. K., Fisher R. S., V382 Velorum, IAU Circ., 1999, vol. 7220
- Worters H. L., Eyres S. P. S., Bromage G. E., Osborne J. P., Resumption of mass accretion in RS Oph, MNRAS, 2007, vol. 379, p. 1557

# Apêndice



## Outras observações SOAR-SAMI

Nossa projeto de observação com o SOAR-SAMI tinha como proposta o imageamento de 4 novas de neônio: V1494 Aql, V4160 Sgr, V382 Vel e V693 CrA. Até o momento da proposta, apenas a nova V1494 Aql havia sido observada e tinha tido seu envoltório resolvido, apesar de as imagens não terem sido publicadas (Barsukova et al., 2013). Incluímos 2 objetos de *backup*, as novas V1065 Cen e V5583 Sgr, mais recentes, que poderiam não ter um envoltório estendido o suficiente para ser resolvido. O projeto SO2015A-002 foi aprovado, com 13 horas concedidas, divididas em 2 noites. Devido às condições climáticas, perdemos 1 noite inteira, e apenas V382 Vel foi observada com sucesso.

O projeto foi ressubmetido em 2016, SO2016A-018, para observar os 3 alvos restantes. Foram concedidas 10 horas para os alvos restantes e mesmas configurações instrumentais. Novamente, as condições climáticas foram desfavoráveis, impossibilitando o uso do módulo de óptica adaptativa. Apesar disso, foi possível observar a nova V4160 Sgr em todos os filtros, mas com *seeing* de  $\sim 1''$ , que não mostrou nenhuma evidência da existência de um envelope (figura A.1). Também foi possível observar um alvo de *backup* (V1065 Cen), apenas no filtro de  $H\alpha$ , que também não mostrou indícios da presença de um envelope (figura A.2).

Então submetemos o projeto SO2017A-004, em que nos foram concedidas 8 horas (1 noite) para a observação dos dois alvos restantes de imageamento (V1494 Aql e V693 CrA) e a observação de V382 Vel com o espectrógrafo GOODMAN. Os espectros de V382 Vel foram pedidos para complementar os dados de imageamento a fim de restringir os parâmetros utilizados nos modelos de fotoionização desse objeto. Infelizmente, as condições climáticas impediram a abertura da cúpula do telescópio. O projeto foi repetido em 2018, SO2018A-001, em que nos foi concedida novamente 1 noite. Tivemos dois problemas técnicos, o

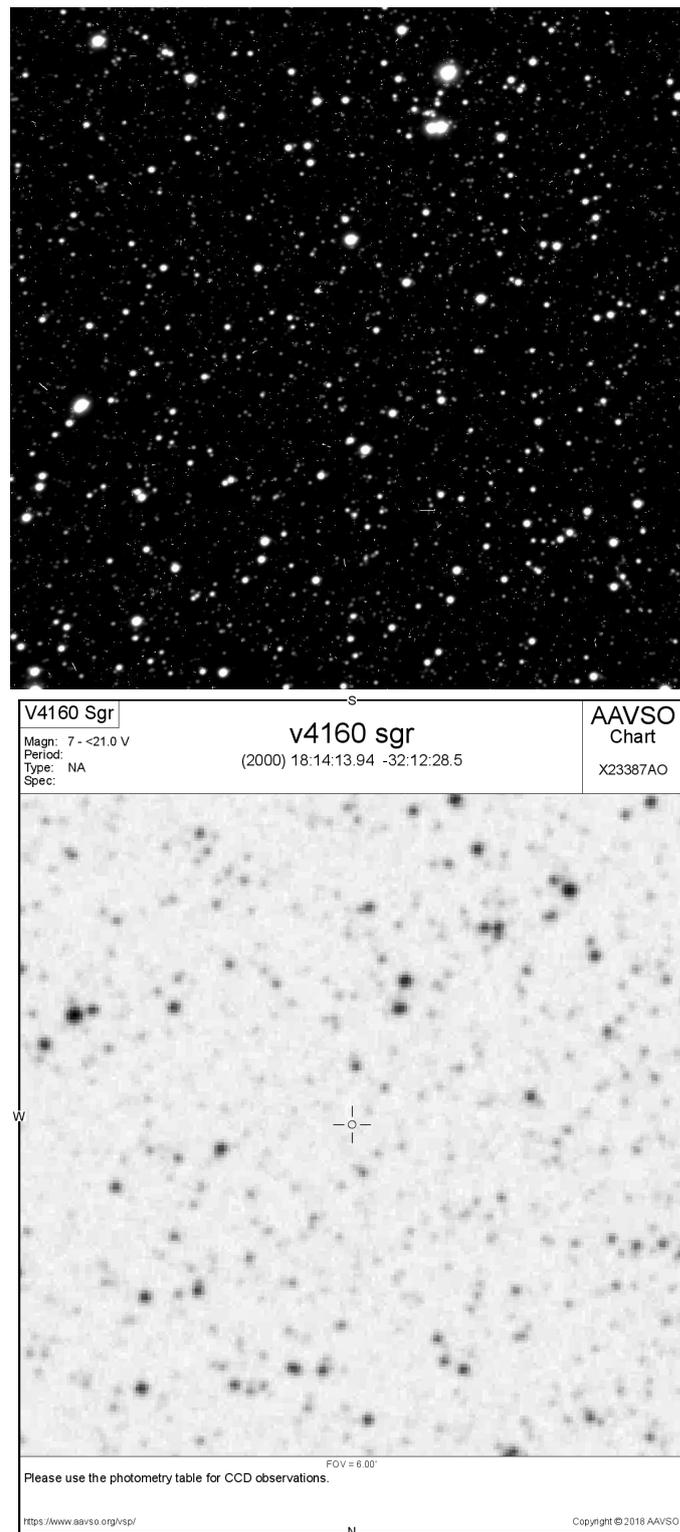


Figura A.1: No topo: imagem SOAR-SAMI em  $H\alpha$  da nova V4160 Sgr, de campo  $3' \times 3'$ . Embaixo: sua respectiva carta celeste, de campo  $6' \times 6'$ . As duas imagens possuem mesma orientação e não é possível observar a emissão do envoltório da nova.

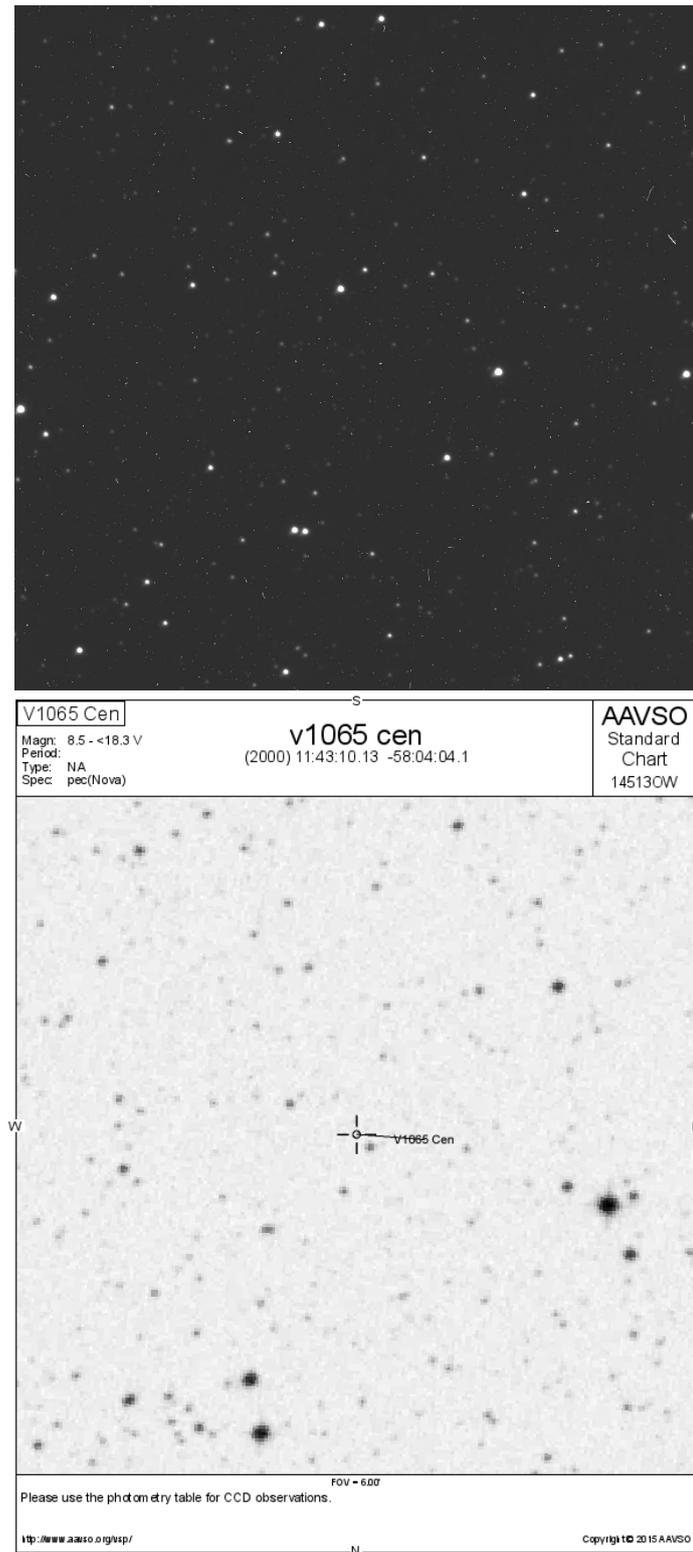
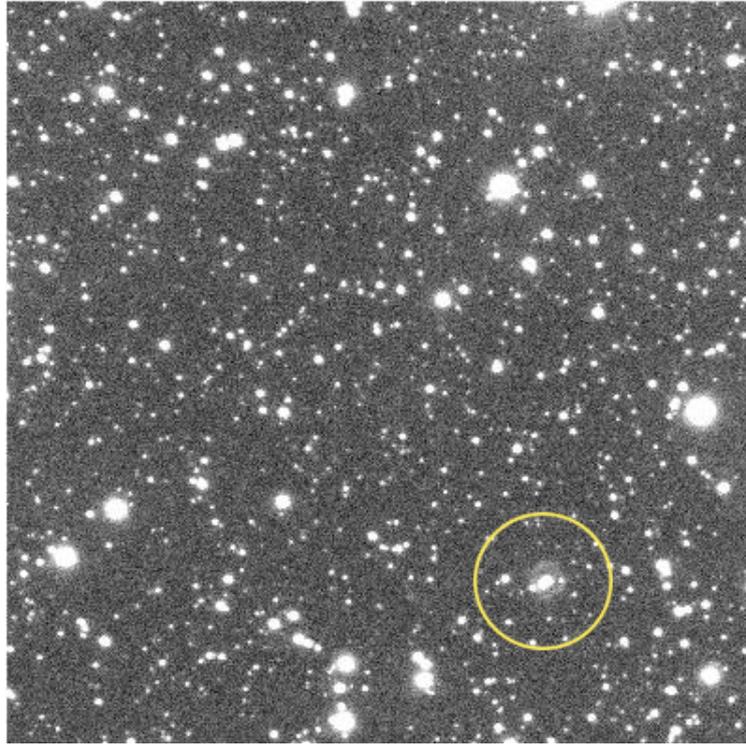


Figura A.2: No topo: imagem SOAR-SAMI em  $H\alpha$  da nova V1065 Cen, de campo  $3' \times 3'$ . Embaixo: sua respectiva carta celeste, de campo  $6' \times 6'$ . As duas imagens possuem mesma orientação e não é possível observar a emissão do envoltório da nova.



*Figura A.3:* Imagem SOAR-SAMI em  $H\alpha$  da nova V1491 Aql, de campo  $3' \times 3'$ . É possível observar o envoltório na região marcada na imagem. Além da fonte central, há outras 2 estrelas localizadas na região interna ao envelope.

travamento da cúpula e a falta de sinal em 2 dos 4 amplificadores. Novamente não foi possível realizar as observações. Por fim, recebemos tempo de diretor no segundo semestre de 2018 para fazer as observações de V1494 Aql e V693 CrA. As coordenadas de V382 Vel no momento já impossibilitavam a espectroscopia do objeto. No início da noite houve um problema técnico com o suporte do espelho secundário e durante as observações, foram feitas diversas pausas no laser do módulo de óptica adaptativa a pedido das autoridades. Apesar disso, conseguimos imagens de V1494 Aql em  $H\alpha$  (figura A.3) e [O III].

## Apêndice B

---

### Publicações

Além das publicações relacionadas ao trabalho de doutorado (Takeda et al., 2018; Takeda e Diaz, 2018), foram produzidos outros 2 artigos, aqui anexados.



# A search and modeling of peculiar narrow transient line components in novae spectra <sup>☆</sup>



Larissa Takeda, Marcos Diaz <sup>\*</sup>

IAG, Universidade de São Paulo, Rua do Matão, 1226 São Paulo, SP 05508-900, Brazil

## HIGHLIGHTS

- A search for narrow line components during early novae decay was performed.
- Photoionization models rule out their origin from inside the primary Roche Lobe.
- The emission from a region at the outer Lagrangian point match the observations.

## ARTICLE INFO

### Article history:

Received 9 February 2015

Received in revised form 12 March 2015

Accepted 14 March 2015

Available online 20 March 2015

Communicated by E.P.J. van den Heuvel

### Keywords:

Binaries: close

Line: formation

Novae

Cataclysmic variables

Stars: individual (U Sco, KT Eri, V394 CrA, V1280 Sco)

## ABSTRACT

The formation of peculiar transient narrow emission line components observed in the spectra of a few novae is discussed. We aim to constrain the possible physical sources responsible for those unexpected components that present orbital radial velocity modulations, which were first observed in the post-outburst recombination lines of Nova U Sco 2010. A search for candidates showing similar narrow components is presented. Exploratory photoionization simulations indicate that the forming region cannot be restricted to the Roche Lobe of the primary, but could be located around the outer Lagrangian point  $L_3$ . Further analysis disfavors an origin at the companion star. In addition, we analyze possible correlations between the presence of the narrow components, the basic nova parameters and the spectral classification in the initial permitted line phase.

© 2015 Elsevier B.V. All rights reserved.

## 1. Introduction

The analysis of nova spectral evolution is a powerful tool to study the physical properties of nova systems. Williams (1992) found correlations between the initial phase of nova spectra and their late nebular phase. Nova spectra show highly structured broad emission lines during decay. Those structures reflect a complex combination of optical depth, emissivity and velocity field (e.g. Shore et al. (2011)). During the permitted lines phase, a few novae present a peculiar narrow emission component superimposed on a broad one in their spectra. This component appears in the first days after maximum and has FWHM of a few hundred km/s. For instance,

when the time after maximum  $\Delta t = 3t_3$  (where  $t_3$  is the time to decay by 3 magnitudes) and FWHM  $\sim 500$  km/s for U Sco (Diaz et al., 2010). The curious characteristic of these components is that they present orbital radial velocity modulations (Mason et al., 2012), which implies that the emission region shares kinematic properties with the binary system.

Narrow components in nova outburst spectra are not uncommon. Some novae, especially the Fe II spectral type ones, usually present narrow components in their spectra. Those emissions are often associated with slower gas expansion velocities in the nova eruption. Different geometries can also reproduce narrow line profiles, as Munari et al. (2010) have shown in their model for V2672 Oph (Nova Oph 2009). They simulated a prolate structure for the nova system composed of polar blobs and an equatorial ring. The radiation emitted by the ring forms a narrow component in the modeled spectra that fits the observed one.

Regions that emit narrow lines in the binary system are the outer accretion disk and the companion star. In fact, these two regions were proposed to explain the narrow lines in U Sco spectra. Diaz et al. (2010) speculated that the forming region relies on the

<sup>☆</sup> Based on observations obtained at the Southern Astrophysical Research (SOAR) telescope, which is a joint project of the Ministério da Ciência, Tecnologia, e Inovação (MCTI) da República Federativa do Brasil, the U.S. National Optical Astronomy Observatory (NOAO), the University of North Carolina at Chapel Hill (UNC), and Michigan State University (MSU).

<sup>\*</sup> Corresponding author.

E-mail addresses: [larissa@mail.com](mailto:larissa@mail.com) (L. Takeda), [marcos.diaz@iag.usp.br](mailto:marcos.diaz@iag.usp.br) (M. Diaz).

secondary star, but this has not yet been supported by simulations. On the other hand, Mason et al. (2012) suggested that it was actually the accretion disk that is responsible for the narrow emission, which then explains the presence of orbital velocity modulations. In this work, we approach this subject with a literature and database survey aiming to find other systems which may have presented those emissions, and by photoionization simulations of selected systems, aiming to constrain the possible emitting regions.

Despite the fact that narrow components are frequently observed during nova outbursts, they are not expected to present orbital velocity modulations in the early spectra. At this early stage, the receding nova pseudo-photosphere is larger than the binary system, at least for CVs with main-sequence companions. Therefore, orbital velocity modulations of emission lines should not be visible in the first days after outburst. The presence of narrow line profiles is also frequently observed in later-time nova spectra, specially in the nebular phase, as the expanding gas is decelerated by the interstellar medium. These are not the narrow components discussed in this paper.

Besides the published spectra, we also searched for well resolved emission lines in 3 synoptic nova spectroscopic surveys trying to identify more objects that present suspicious narrow line components. Then, we compare the presence of the narrow components in classical and recurrent nova spectra and analyze the differences and similarities found. Possible correlations of basic nova properties with the presence of the narrow components were also surveyed.

## 2. The search for transient narrow components

### 2.1. Synoptic observations

Using the optical spectral data from the CTIO Nova Survey (Williams et al., 1991, 1994), the SOAR Telescope Synoptic Survey of Novae and the Stony Brook/SMARTS Atlas of (mostly) Southern Novae (Walter et al., 2012), it was possible to identify nova candidates that present transient narrow line components similar to the ones found in U Sco 2010 spectra.

The synoptic nova surveys are essential sources of spectral data in the present analysis, because the nova eruptions are observed and followed as long as possible. One of the problems we found in our search was the lack of time coverage in most of spectral observations. As the components we are trying to locate are transient, it was very difficult to find the right spectra at the right time. It is likely that we have missed these components in many objects, what affects directly our statistical analysis (see Section 3).

Almost all of the analyzed spectra were obtained at the 3 sources mentioned above. The CTIO Nova Survey contains data of nova eruptions from 1987 to 1994. The spectra have broad wavelength coverage, but low spectral resolution (between 5 Å and 16 Å). The SOAR Telescope Synoptic Survey of Novae was active between 2007 and 2011, and has followed the spectral evolution of 16 novae. The wavelength coverage is slightly smaller than the CTIO Nova Survey, and the spectral resolution is about 2 Å to 3 Å. The Stony Brook/SMARTS Atlas of (mostly) Southern Novae is the most recent project – it started in 2003 and it is still in operation. Its data is public and covers more than 60 nova eruption spectra, with extended time coverage and spectral resolution from 0.1 Å to 17.2 Å.

For better understanding of the narrow profile variations, we need both time resolved and moderate to high-resolution spectral observations of novae that present the narrow emission components. Unfortunately, this is very difficult to obtain, because the most probable candidates are the very fast novae, as shown in

Section 3. By the time we identify the narrow component, we would not be able to get the necessary time coverage.

### 2.2. Narrow component selection

The recurrent Nova U Sco 2010 is the prototype object (Diaz et al., 2010; Mason et al., 2012) roughly defining the expected width and intensities of these structures. Diaz et al. (2010) identified the narrow component velocity modulation in these nova spectra and it was later confirmed with better sampled, high-resolution data by Mason et al. (2012). In our survey, we searched for the presence of narrow emission line components with FWHM in the interval of 500–1000 km/s over a broader profile in their early permitted spectra. The narrow components seem to appear in the recombination lines at epochs ranging from 1 to 5  $t_3$ . As the objects presenting the narrow components are mostly fast novae (see Section 3), this period is no longer than 30 days. We also tried to obtain radial velocity values when there were high-resolution spectra available. For relative velocity measurements, we used the interstellar medium Na I D absorption lines as wavelength reference.

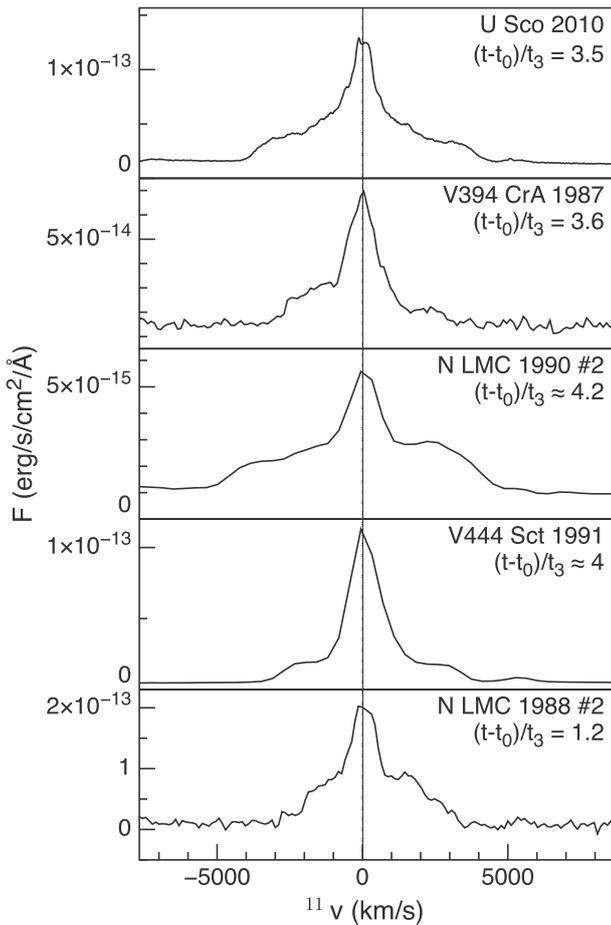
## 3. Statistical analysis

We inspected the spectral evolution of 78 novae (11 recurrent and 67 classical). For 21 novae, we did not have enough time coverage, so it was not possible to rule out or confirm the presence of the narrow components. From the remainder (see electronic appendix), V394 CrA, Nova LMC 1990-2, U Sco, Nova LMC 1988-2, Nova LMC 2009a, Nova Oph 2009c, DE Cir, V444 Sct, KT Eri, YY Dor, Nova Sco 2007 and Nova Sco 2011b fit the selection criteria and are considered candidates to present the peculiar transient narrow components. Narrow components were independently found in KT Eri (Munari et al., 2014), Nova LMC 2009c and YY Dor (Mason and Munari, 2014). From this sample of selected novae, 5 of the objects are recurrent novae in contrast to 7 classical ones. We stress that KT Eri is suspected to be a recurrent nova, but until it is confirmed, we will consider it as a classical one (Jurdana-Šepić et al., 2012). Therefore, the narrow components seem more likely to appear in recurrent novae. Examples of nova H $\alpha$  profiles with narrow components over a broad line base are shown in Fig. 1.

In this sample, only U Sco (Mason et al., 2012), Nova Sco 2007 and KT Eri (He II 4686 Å only (Munari et al., 2014)) are confirmed to present radial velocity variations in the narrow components. Besides the instrumental and sampling difficulties, the inclination of the orbital system may also hamper the radial velocity measurement, since they would not be detected at low inclinations. Therefore, if there are other cases among novae, the actual detections may represent a small subsample of a more frequent phenomenon. The narrow component peak velocities derived from our H $\alpha$  and He II 4686 Å profiles of our U Sco data taken from SOAR are shown in Fig. 2.

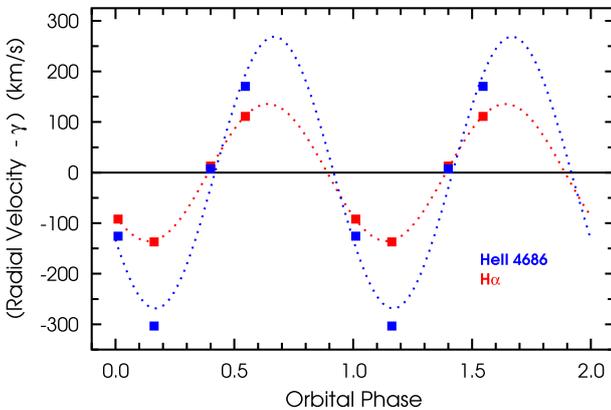
For some of the novae exhibiting the narrow line system, we measured the broad to narrow line flux ratio for the most prominent lines along the time normalized by  $t_3$ . The results are shown in Fig. 3. The ratio presents a fast increase for all selected novae. For U Sco, it is possible to see this ratio decreasing as the narrow components completely merge into the broad ones. The narrow component fluxes can reach from  $0.1F_{broad}$  to  $3.5F_{broad}$ , and they do not seem to scale with the broad component fluxes. Lower flux ratios may be present, but they would be difficult to identify.

We also searched for correlations between the emergence of the narrow system in the candidates spectra and the following basic nova properties: decay time, orbital period, absolute magnitude at maximum and spectral type according to Williams classification. Fig. 4(a) shows the distribution of decay times among the studied



**Fig. 1.** Spectra in the H $\alpha$  region of 5 novae that present the narrow emission line phase, taken from CTIO Nova Survey (Williams et al., 1994) and SOAR Telescope Synoptic Survey of Novae. The systemic velocity was removed.

novae, emphasizing the ones with narrow components. The majority of the selected novae are classified as fast or very fast novae, with one exception: Nova Sco 2007 (V1280 Sco). The actual decay time of this nova is uncertain due to the massive dust formation in the early phase of the outburst (Naito et al., 2012), but it is considered to be a slow nova. Therefore it is possible that the presence of the transient narrow emission line component is related to the speed class. But Nova Sco 2007 spectra also presented these



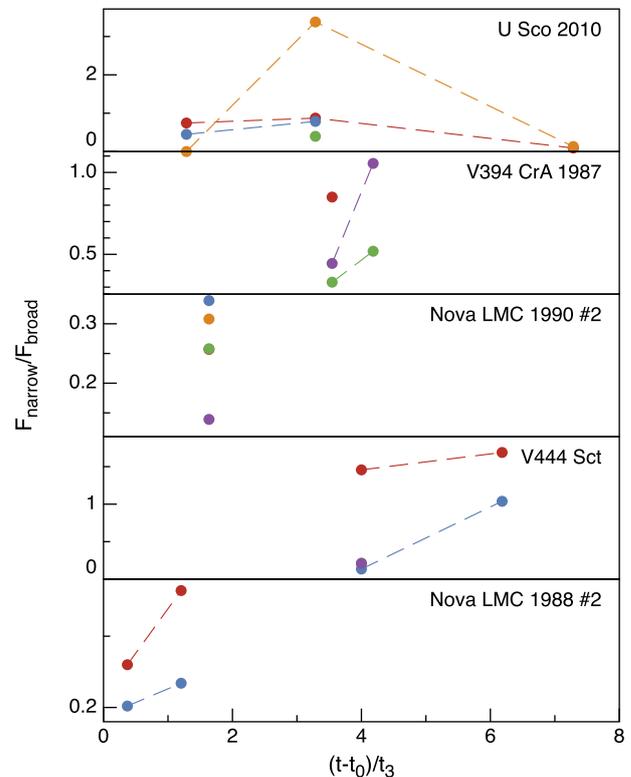
**Fig. 2.** Radial velocity curves for H $\alpha$  (red) and He II 4686 Å (blue) narrow component peaks in U Sco. The systemic velocity was subtracted from each curve and the absolute phases were calculated using the eclipse long-term ephemeris from Thoroughgood et al. (2001). Positive-to-negative crossing of H $\alpha$  and He II 4686 Å sinusoidal fits occur at phase 0.89 and 0.92, respectively.

components with confirmed radial velocity modulation, even being a slow nova. Fig. 5 shows the evolution of the H $\delta$  line in V1280 Sco in contrast to the He II line in U Sco (2010). The broad component velocities are higher in the U Sco case, which is similar to the other selected candidates. The narrow component velocity modulations are also higher in the U Sco spectra (Mason et al., 2012).

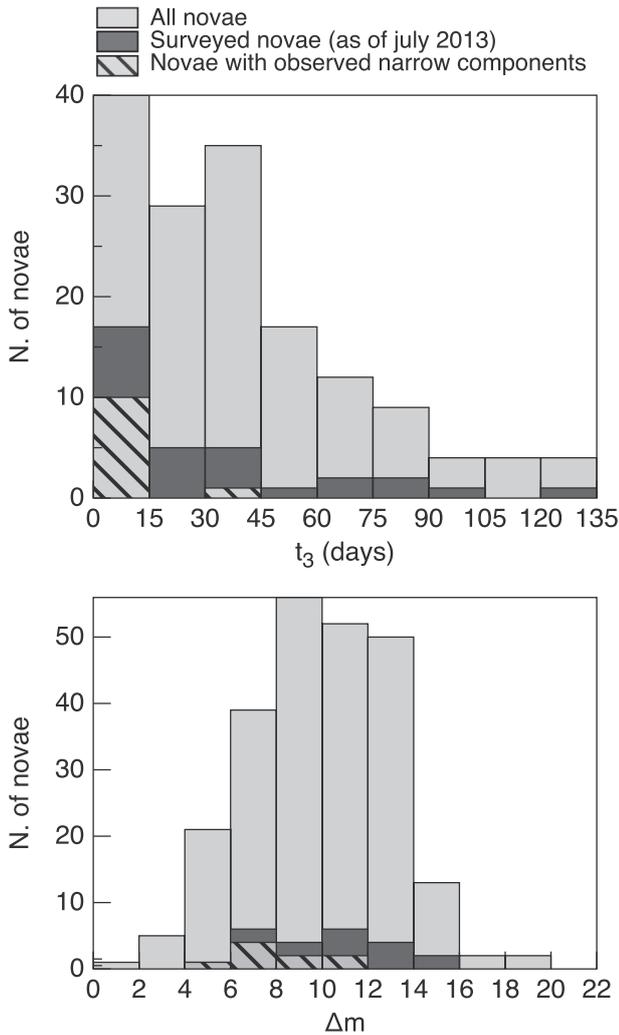
Fig. 4(b) shows the distribution of outburst amplitude of the studied novae. The data for the candidates with narrow components is not complete because there are no observations at quiescence available in the literature for some of the surveyed novae in LMC. It is possible to observe in the histogram that the average amplitude for all novae is higher than for the novae with narrow components. This may be due to the fact that recurrent novae, the category that most candidates belong to, usually have smaller amplitudes than classical novae (Warner, 1995). In a comparison between the narrow component novae and the recurrent novae, we obtained 50% of match for the amplitude distribution and 84% for the  $t_3$  distribution, using a Kolmogorov–Smirnov test.

Another test suggests that the decay time distributions for all novae and for the sample of novae with narrow line components are not compatible, with a matching probability of 5.1%. For the amplitude case, the distributions also don't match with  $P = 10\%$ . Even considering the small number statistics (that are only 12 novae with the narrow components in the sample), the comparison indicates that these components are more common among fast novae.

The spectral type analysis revealed that 9 of the novae exhibiting narrow profiles are He/N novae. Nova LMC 1988-2 and V444 Sct (Nova Scuti 1991) are classified as Fe IIb type (Williams, 1992), a class related to the He/N type. The only Fe II type nova is V1280 Sco (Nova Sco 2007). Further correlations could not be found with the data at hand.



**Fig. 3.** Evolution in time of narrow to broad line component flux ratio for selected recombination lines. The red, blue, green, purple, orange dots represent respectively H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$  and He II 4686 Å fluxes.



**Fig. 4.** Panel (a) shows the decay time distribution for the novae that presented narrow line components in their spectra, compared to all surveyed novae (with any spectral data available) and to the distribution for all novae (with or without spectral data available). Panel (b) shows the amplitude distribution for the novae that presented narrow line components in their spectra, compared to all surveyed novae (with any spectral data available) and to the distribution for all novae (with or without spectral data available).

## 4. Photoionization modeling

### 4.1. Closed geometry models

In order to restrict the possible physical sources of the narrow emission components, we modeled three novae using the photoionization code RAINY3D (Moraes and Diaz, 2011), which runs CLOUDY v06.02b (Ferland et al., 2013) as a subroutine. We used simplified models only to explore the scenario in which the narrow transient lines could be formed. Thus, we first evaluated if the observed narrow line fluxes could be reproduced considering only the emission from the gas inside the primary Roche Lobe by comparing the model and observed fluxes of the narrow components. The narrow components fluxes were roughly obtained by subtracting a fitted function of the broad component. We performed several tests using different functions to disentangle the components and we concluded that the flux measurement errors should not be higher than 40%.

Simulations of the novae U Sco in the 2010 outburst, V394 CrA in 1987, and KT Eri in 2009 were performed. For all simulations, we assumed the lines were produced in a spherical cloud shell with homogeneous gas and covering and filling factor 1. These choices

were intended to maximize the recombination line emission from photoionized gas inside the RL. We estimated the Roche Lobe radii using the orbital periods and the Eggleton relation (Eggleton, 1983). The closed geometry was chosen to simulate the case of the ionizing source inside the emission region, allowing that the cloud's radiation towards the central source would interact with the gas at the opposite side. The models were calculated using Rauch Hot Stellar Atmosphere Catalog (Rauch, 2003) and mean chemical composition for novae (Gehrz et al., 1998), when we could not find specific information about it. The input parameters are displayed in Table 1.

For the V394 CrA models, we used the spectral data from the CTIO Nova Survey. The spectrum at day 28 after maximum was dereddened with  $E(B - V) = 1.10$  (Hachisu and Kato, 2000). The luminosity of the central source was limited to the range  $36 < \log(L) < 38$  erg/s, as there were no X-ray data available. The model luminosities were scaled to a distance of 4.2 kpc (Hachisu and Kato, 2000). In the case of KT Eri, the models were performed for Stony Brook/SMARTS Atlas spectral data. The line fluxes were measured at day 22 after maximum, after the reddening correction with  $E(B - V) = 0.08$  (Ragan et al., 2009). As for V394 CrA, the central source luminosity is constrained to the range  $36 < \log(L) < 38$  erg/s. The distance adopted was 7 kpc (Imamura and Tanabe, 2012). The orbital period of this system is controversial with an indication of a short period of 56 days determined by Hung and Chen (2011).

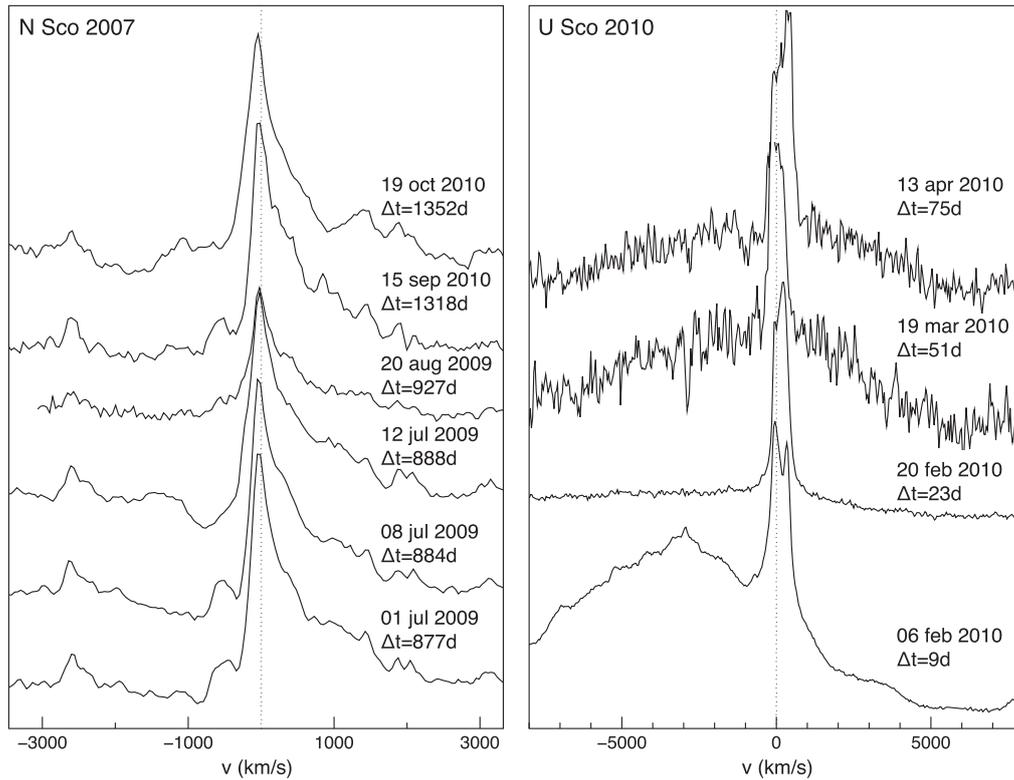
The U Sco models were based on the  $\Delta t = 9d$  spectra from SOAR Telescope Synoptic Survey of Novae. The reddening was corrected with  $E(B - V) = 0.15$  (Diaz et al., 2010). The central source luminosity was limited to the values obtained from the X-ray observations (Schlegel et al., 2010). The distance was 7.5 kpc (Hachisu et al., 2000).

Simulations with clumpy gas were also made for U Sco, aiming to evaluate the impact of inhomogeneous gas emission. The masses in the gas globules were set to 30%, 70% and 80% of the total shell mass. The globules are spherical and have Gaussian density profiles with  $2^*FWHM$  ranging from 10% to 80% of the shell radius. They are randomly placed within the modeled region (Diaz et al., 2010). The results are displayed in Figs. 6 and 7, where they are compared with the observed line fluxes. The symbols in the top graph represents the H $\alpha$  line fluxes as a function of the hydrogen density in the Roche Lobe, and the symbols in the bottom one, the sum of all narrow line fluxes measured also as a function of the hydrogen density. The thick black lines correspond to the measured line fluxes in the spectra, assuming high measurement errors of  $\sim 40\%$ .

All simulations suggest that the narrow line fluxes derived from the models do not reach the observed values. As the hydrogen density increases, the gas becomes optically thick before the line flux emissivity could achieve the observable ones. Furthermore, the errors in distance,  $E(B - V)$ , luminosity of the central source and the star's mass ratio do not explain the mismatch. We tested a plausible range of values for these parameters, and the results were very similar to those presented in Fig. 6. Still centering the emitting cloud in the primary star, we also evaluated the necessary volume of gas for the modeled line fluxes match the observed ones. The result was that the radius of the emitting region should be at least 10 times the Roche Lobe for a match. If a smaller binary system is considered for KT Eri ( $P_{orb} = 56$  days), the model luminosities are decreased.

### 4.2. Open geometry models

Since the grid of closed geometry models failed to reproduce the required luminosities, we looked for other regions in the binary system that could explain the high emission fluxes of the narrow



**Fig. 5.** On the right, high-resolution spectral evolution for H $\delta$  line in V1280 Sco, taken from the Stony Brook/SMARTS Atlas (Walter et al., 2012), showing velocity modulations of the narrow component. The dotted line represents the centroid of H $\delta$  emission line in the spectra of July 1st in 2009. The chart on the left shows the He II (4686 Å) line in U Sco spectra in 2010, taken from SOAR Telescope Synoptic Survey of Novae. The dotted line represents the centroid of He II on March 19 spectra.

**Table 1**  
Input parameters for the RAINY3D simulations.

Nova	$q = \frac{M_2}{M_1}$	$T_{\text{eff}} (10^3 \text{ K})$	$L_{\star} (\text{erg s}^{-1})$	$\log(r_{\text{in}}) (\text{cm})$	$\log(r_{\text{out}}) (\text{cm})$	E(B-V)	$d (\text{kpc})$
U Sco (cg) <sup>1</sup>	0.5 – 1.0	84	36.3	10.58	11.28	0.15	7.5
U Sco (og) <sup>1</sup>	0.5 – 1.0	84	36.3	11.50 – 11.68	12.02 – 12.50	0.15	7.5
V394 CrA <sup>2</sup>	0.5 – 1.0	100 – 150	36.0 – 38.0	10.44	11.14	1.10	4.2
KT Eri <sup>3</sup>	0.5 – 1.0	100 – 150	36.0 – 38.0	11.57	12.27	0.08	7.0

*Notes.* We assumed  $\log(g) = 7.5 (\text{cm s}^{-2})$  for the central source in all models. The U Sco (cg) parameters correspond to the values used in the closed geometry simulations and the U Sco (og) in the open geometry ones.

*References.* [1] Hachisu et al. (2000); [2] Hachisu and Kato, 2000; [3] Imamura and Tanabe, 2012.

components. If the primary's RL has not the necessary volume, we also can discard the companion chromosphere and the disk atmosphere (see Discussion) as the emitting regions. Thus, the remaining structures of the binary system that can present orbital motion are the Lagrangian points.

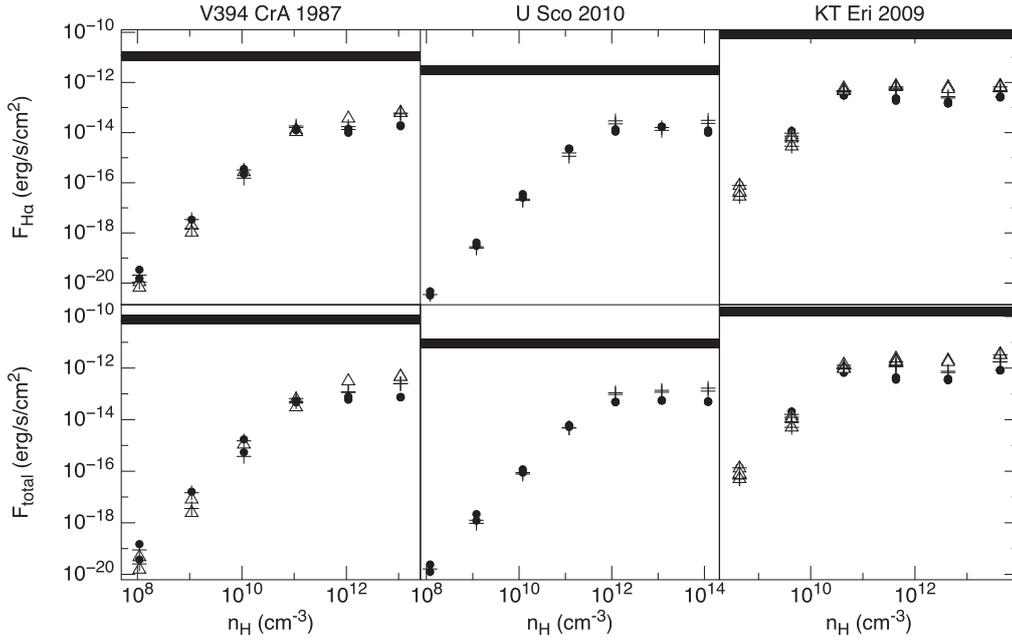
We decided to simulate a density enhanced cloud in the form of a spherical thick shell sector. The sector comprises a solid angle of  $\pi$  (sr) as seen from the central source and is located around the outer (semi-stable) Lagrangian point  $L_3$  (Kopal, 1978). This cloud is illuminated from outside by the nova photosphere. The volume of the cloud was restricted so it would not enter the primary's Roche Lobe. The other outer Lagrangian points ( $L_2$ ,  $L_4$  and  $L_5$ ) were not considered in this work due to the fact they are either possibly too unstable to hold a density enhancement, or hidden by the secondary star (see further discussion in the next section). In addition, given the Roche potential around the primary, an outflow is more likely to occur through  $L_3$ .

We performed the models using CLOUDY's open geometry case, assuming typical values of mass, temperature and luminosity for the central source. The volume and hydrogen densities of the cloud

were varied as shown in Figs. 8 and 9. The H $\alpha$  luminosity results are displayed in the figures as a function of the hydrogen density and volume. The shaded area indicates the H $\alpha$  luminosity measured in the U Sco (2010) spectra, using the distance of 7500 pc. We assumed high measurement error bars (of 40%) again.

Unlike the closed models of the Roche Lobe gas, the emission from a cloud centered in the outer Lagrangian point is able to match the observed narrow line component flux. The volume is large enough for the luminosity produced be consistent with the observed data. The hydrogen density of these modeled clouds are still high, in the interval  $10^{10} < n_H < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , but the environment is optically thin, so the lines are not completely absorbed by the cloud. Clouds with lower densities as  $n_H = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  also could reproduce the observed radiation fluxes, but they would be centered slightly further away from  $L_3$ .

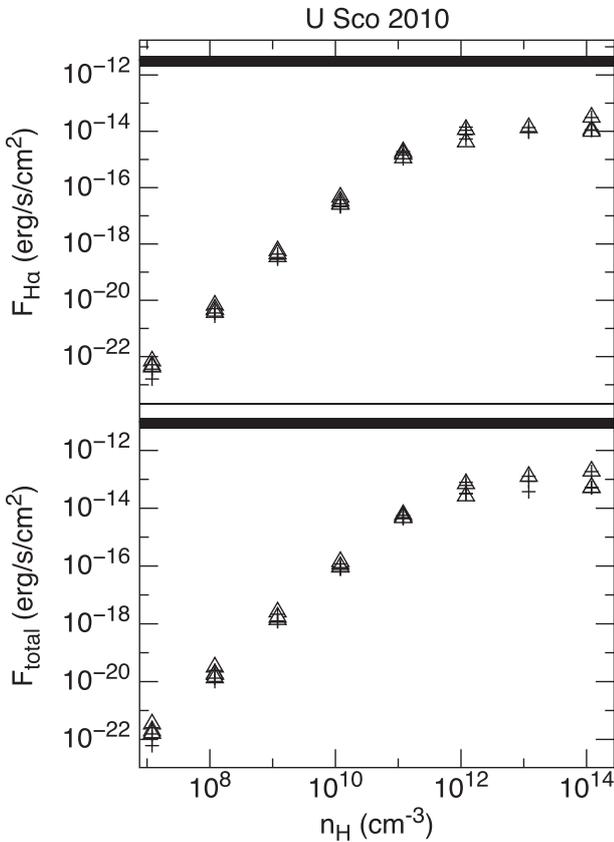
We also identified the narrow component in semi-forbidden lines in IUE spectra of V394 CrA 1987 (Starrfield et al., 1988), which suggests that the density of the forming region is compatible with the formation of narrow recombination and intercombination lines. The narrow components appear in N IV] 1486 Å, C IV



**Fig. 6.** Modeling results for V394 CrA 1987 at  $\Delta t = 28$  days, U Sco 2010 at  $\Delta t = 9$  days and KT Eri 2009 at  $\Delta t = 22$  days. The dot, the plus and the triangle symbols for V394 CrA represent the models for  $\log(L) = 36$ ,  $\log(L) = 37$  and  $\log(L) = 38$  erg/s, respectively. The dots and the pluses for U Sco represent  $\log(L) = 36.3$  and  $\log(L) = 37.3$  erg/s. The dots, the pluses and triangles for KT Eri represent the simulations for  $\log(L) = 36$ ,  $\log(L) = 37$  and  $\log(L) = 38$  erg/s. The thick black lines indicate the observed fluxes, with error bars of 40%.

1548 Å, He II 1640 Å and O III] 1663 Å lines. The critical densities for N IV] 1486 Å and O III] 1663 Å are  $n_c = 3.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and  $n_c = 4.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Zheng, 1988), which are close to the

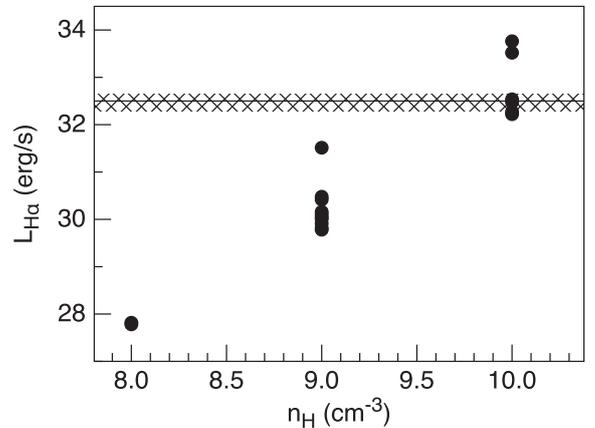
densities suggested by our  $L_3$  region models. Also, if we take the model region that match the recombination narrow components, we obtain a dereddened flux of  $F_{model} \sim 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  for N IV] 1486 Å which is roughly consistent with IUE observations.



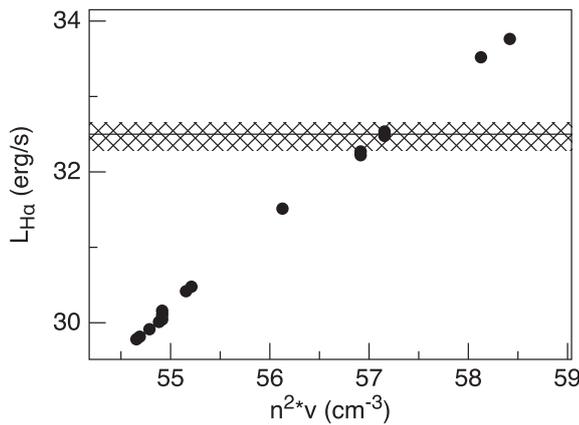
**Fig. 7.** Modeling results for U Sco (2010), adopting clumpy gas. The triangle and the plus symbols correspond to gas globules of 30% and 80% of the shell mass, respectively. The black lines indicate the observed fluxes, with error bars of 40%.

### 5. Discussion

We have selected 12 novae exhibiting transient narrow line components with similar features. Only in U Sco (Mason et al., 2012), Nova Sco 2007 and KT Eri (Munari et al., 2014) spectra it was possible to measure radial velocity modulations, but we suspect that at least for the U Sco type RNE, the line forming process is the same, given the similar FWHM and the time after outburst of their appearance. It is also possible that the manifestation of these narrow components is related to the speed class – fast and very fast novae – and spectral type – He/N or Fe IIb. In this case,



**Fig. 8.** Results of the simulations with open geometry indicated by the H $\alpha$  emitted luminosity as a function of the hydrogen density. The shaded region is the measured value of H $\alpha$  narrow component luminosity in U Sco spectra, with assumed errors of 40%. The cloud is centered in  $L_3$ .



**Fig. 9.** Results of the simulations with open geometry. The H $\alpha$  component luminosity is shown as a function of the product of squared hydrogen density and volume of the cloud. The shaded area is the measured value of H $\alpha$  luminosity in U Sco spectra, with assumed errors of 40%. The cloud is centered in  $L_3$ .

Nova Sco 2007 would represent an exception, which could be interpreted as a different phenomenon. We also searched for correlations between the presence of the narrow components and the shape and irregularities in the eruption light curve, but we could not find any relevant feature in the light curve during the narrow component phase. We stress that it is likely that the process responsible for the narrow components formation is not the same for all the candidates and that it is possible that many of the studied narrow components do not present orbital modulations.

To find new novae presenting the narrow-line feature, it is necessary to make high-resolution spectrophotometric observations with time coverage from  $t_3$  to  $\sim 5t_3$ . Simulations using U Sco profiles show that we should be able to identify the presence of narrow components for resolutions better than 7.5 Å. They also indicate that, in this case, the instrumental resolution is not a major source of uncertainties in the deblended fluxes. Time-resolved spectra of the same object taken over a period of hours would make it possible to measure the orbital velocity of the narrow components with better precision and eventually map its origin using Doppler tomography techniques. The orbital phase of positive-to-negative crossing of our narrow component radial velocity curves ( $\sim 0.9$ ) is roughly consistent with an emission beyond the primary as seen from the binary center of mass (Fig. 2). However, the narrow component profile and its radial velocity modulations (namely its amplitude and phase) depend on the orbital and intrinsic (outflow) motion of the photoionized gas. Those velocity components (outflow and orbital) may be up to 90 degrees out of phase and a significant phase shift regarding  $L_3$  kinematics may result when they are combined. A hydrodynamic model of the photoionized gas would be possibly needed to simulate the narrow line component behavior with orbital phase. Unfortunately, it is not possible to isolate such components using the sparse spectroscopic data available in the literature.

Our models depict a circumbinary matter bounded photoionized gas with high effective recombination coefficients. The recombination line emissivity scales roughly with the square of gas density and model densities are close to the optically thin maximum values. The model region volume is much larger than a disk atmosphere or the companion's irradiated chromosphere, even if an optically thin disk is considered. Therefore, the model emission measure is larger than a disk or chromosphere, where the Balmer lines are formed by recombination plus collisionally excited transitions, with the latter depending linearly on the neutral hydrogen density. The hydrogen line luminosities of bright accretion disks in CVs are well

constrained by observations. For instance, the high  $\dot{M}$  disk in V3885 Sgr (a nova-like system with HIPPARCOS parallax distance of 110 pc) has  $L_{H\alpha} \sim 7 \times 10^{29}$  erg/s (Ribeiro and Diaz, 2007). This is roughly 3 orders of magnitude lower than the estimated narrow transient component luminosities.

The photoionization simulations showed that the forming region should not be restricted to the Roche Lobe, as its volume is not enough to reproduce the observed narrow line component fluxes. These model fluxes reinforce the fact that the disk and the secondary would not be able to reproduce the observed fluxes either. Despite the simplicity of these models, any added structure, as clumps or condensations for instance, would decrease the gas emission which, in most cases, is already lower than the observed data.

Results from open geometry models were consistent with the observed fluxes of U Sco (2010), indicating that the forming region could be such a cloud around the outer Lagrangian point  $L_3$ . We are aware that these models are too simple to describe the real geometry and kinematics of the gas around  $L_3$ . Given the radial velocities observed and the results that exclude the structures with volume restricted by the RL, the outer Lagrangian points are the simplest candidates. However, there is no direct information about the outflow density distribution and contrast around the Lagrangian points. Detailed simulations of quiescent mass loss by Bisikalo (2010) suggest that the potential around the semi-stable  $L_3$  point is capable of enhancing the gas outflow density around  $L_3$  to values even higher than in our assumptions. The density values of our models are also consistent with the presence of the observed intercombination lines in IUE spectra of V394 CrA (1987).

Knowing the exact shape, size and kinematics of the density enhanced region around  $L_3$  during the narrow transient phase is model-dependent. Once the nova pseudo-photosphere recedes inside the RL it may be eventually possible to see both the usual nova remnant continuum emission and the transient narrow components simultaneously. On the other hand, we expect to observe some orbital modulation in X-rays due to absorption by the density enhanced region in a high inclination system like U Sco. Phase-resolved X-ray observations are required to disentangle the absorption from this region from other absorption regions inside the primary RL that have already been proposed by Ness et al. (2012). Most X-ray observations of U Sco are concentrated around the eclipse. Nevertheless, an additional absorption step at phase  $\sim 0.6$  is mentioned by Ness et al. (2012). This feature may be eventually associated with our proposed emission region ( $L_3$ ), although confirmation from additional cycles would be required to exclude the possibility of unrelated X-ray variability.

There is also a possibility of finding line enhancements at  $L_4$  and  $L_5$ . If these regions are stable enough to increase the density of outflowing gas, there is no reason why the emission would occur only in one side. Emission in both sides ( $L_4$  and  $L_5$ ) would produce double peaked components in the spectral lines. High-resolution spectra should provide the data to confirm the existence of these double peaked narrow components with opposite radial velocity phases. Knowing the precise density distribution outside the primary Roche Lobe depends on hydrodynamic simulations of the flow, considering its specific angular momentum and radiation wind acceleration. The identification of the narrow components in nova spectra requires a minimum spectral resolution. Therefore, it is probable that many nova eruptions have presented these components, but they could not be distinguished from the broad emission lines.

Among the observations that were published in the past decades, there is at least one situation where early orbital profile variations are described. That is the case of the very fast nova V 1500 Cygni (Hutchings and McCall, 1977). V1500 Cyg is a magnetic nova and has profile variations observed at  $\Delta t = 3t_3$ . This nova has already been compared to U Sco type novae and it presents narrow

components that could be result of the same phenomenon responsible for U Sco narrow components. It is not clear if the magnetic field is involved in the narrow line formation in V1500 Cyg. For the novae discussed in this paper, there are no indications of highly magnetic white dwarfs.

## 6. Conclusions

We found 11 additional novae presenting narrow components similar to U Sco case, including 5 other recurrent novae. It was not possible to measure velocity modulations in their spectra due to the lack of high-resolution data and time coverage, but we believe that for U Sco type novae, the phenomenon that forms these narrow components is possibly the same. Similar novae are good candidates for time resolved high-resolution spectroscopy during early decay.

We used 3 peculiar novae (U Sco, KT Eri and V394 CrA) to investigate this peculiar feature that appears in few other novae. Photoionization simulations have excluded the gas inside the Roche Lobe as the forming region of these lines. We propose and modeled a density-enhanced region at the Lagrangian point  $L_3$  as an alternative emitting source. While the density enhancement around this point is a phenomenon that, in theory, may happen in a variety of outflow conditions, the simulations we ran correspond to a simplified geometry that could be eventually applied to other fast novae with similar basic parameters. However, we do not know for sure which and when novae develop such flows and in which ones it would produce observational signatures. We also recognize the limitations of the simplified geometry used in the non-hydrodynamical photoionization models and cannot discard the presence of other sources contributing to this emission.

## Acknowledgments

We acknowledge the support provided by FAPESP under Grant 2012/10533-3 and by CNPq under Grant #305725. We acknowledge the use of spectra from the STONY BROOK/SMARTS Novae database. We also thank the anonymous referee for his/her helpful comments.

## Appendix A. Supplementary data

Supplementary data associated with this article can be found, in the online version, at <http://dx.doi.org/10.1016/j.newast.2015.03.005>.

## References

- Bisikalo, D.V., 2010. In: Prša A., M. Zejda (Eds.), *ASP Conf. Ser. 435, Binaries – Key to Comprehension of the Universe*, 287.
- Diaz, M.P., Williams, R.E., Luna, G.J., Moraes, M., Takeda, L., 2010. *AJ* 140, 1860.
- Eggleton, P.P., 1983. *ApJ* 268, 368.
- Ferland, G.J., Porter, R.L., van Hoof, P.A.M., Williams, R.J.R., Abel, N.P., Lykins, M.L., Shaw, G., Henney, W.J., Stancil, P.C., 2013. *RMxAA* 49, 137.
- Gehrz, R.D., Truran, J.W., Williams, R.E., Starrfield, S., 1998. *PASP* 110, 3.
- Hachisu, I., Kato, M., 2000. *ApJ* 540, 447.
- Hachisu, I., Kato, M., Kato, T., Matsumoto, K., 2000. *ApJ* 528, L97.
- Hung, L.W., Chen, W.P., Walter, F.M., 2011. In: Qain, S., Leung, K., Zhu, L., Kwok, S. (Ed.), *ASP Conf. Ser. 451, 9th Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics*, 271.
- Hutchings, J.B., McCall, M.L., 1977. *ApJ* 217, 775.
- Imamura, K., Tanabe, K., 2012. *PASJ* 64, 120.
- Jurdana-Šepić, R., Ribeiro, V.A.R.M., Darnley, M.J., Munari, U., Bode, M.F., 2012. *A&A* 537, A34.
- Kopal, Z., 1978, *Dynamics of Close Binary Systems*, *Astronomy and Space Science Library*, vol. 68 (D. Reidel).
- Mason, E., Munari, U., 2014. *A&A* 569, AA84.
- Mason, E., Ederoclite, A., Williams, R.E., Della Valle, M., Setiawan, J., 2012. *A&A* 544, A149.
- Moraes, M., Diaz, M., 2011. *PASP* 123, 844.
- Munari, U., Ribeiro, V.A.R.M., Bode, M.F., Saguner, T., 2010. *MNRAS* 410, 525.
- Munari, U., Mason, E., Valisa, P., 2014. *A&A* 564, AA76.
- Naito, H., Mizoguchi, S., Arai, A., Tajitsu, A., Narusawa, S., Yamanaka, M., Fujii, M., Iijima, T., Kinugasa, K., Kurita, M., Nagayama, T., Yamaoka, H., Sadakane, K., 2012. *A&A* 543, A86.
- Ness, J.-U., Schaefer, B.E., Dobrotka, A., Sadowski, A., Drake, J.J., Barnard, R., Talavera, A., Gonzales-Riestra, R., Page, K.L., Hernanz, M., Sala, G., Starrfield, S., 2012. *ApJ* 745, 43.
- Ragan, E., Brozek, T., Suchomska, K., Skalbani, A., Konorski, P., Galan, C., Swierczynski, E., Tomov, T., Mikolajewski, M., Wychudzki, P., 2009. *Astronomer's Telegram* 2327, 1.
- Rauch, T., 2003. *A&A* 403, 709.
- Ribeiro, F.M.A., Diaz, M.P., 2007. *AJ* 133, 2659.
- Schlegel, E.M., Schaefer, B., Pagnotta, A., Page, K., Osborne, J., Drake, J., Orio, M., Takei, D., Kuulkers, E., Ness, J.-U., Starrfield, S., 2010. *Astronomer's Telegram* 2430, 1.
- Shore, S., Augusteijn, T., Ederoclite, A., Uthas, H., 2011. *A&A* 533L, 8S.
- Starrfield, S., Sonneborn, G., Sparks, W.M., Shaviv, G., Williams, R.E., Heathcote, S., Ferland, G., Gehrz, R.D., Ney, E.P., Kenyon, S., Truran, J.W., Wu, C.C., 1988. In: *ESA Special Publication*, vol. 281 of *ESA Special Publication*, 167.
- Thoroughgood, T.D., Dhillon, V.S., Littlefair, S.P., Marsh, T.R., Smith, D.A., 2001. *MNRAS* 327, 1323.
- Walter, F.M., Battisti, A., Towers, S.E., Bond, H.E., Stringfellow, G.S., 2012. *PASP* 124, 1057.
- Warner, B., 1995. *Cataclysmic Variable Stars*. Cambridge Astrophysics, vol. 28. Cambridge University Press.
- Williams, R.E., 1992. *AJ* 104, 725.
- Williams, R.E., Hamuy, M., Phillips, M.M., Heathcote, S.R., Wells, L., Navarrete, M., 1991. *ApJ* 376, 721.
- Williams, R.E., Phillips, M.M., Hamuy, M., 1994. *ApJS* 90, 297.
- Zheng, W., 1988. *Apl&C* 27, 275.

# The structure of a recent nova shell as observed by ALMA

Marcos P. Diaz<sup>1\*</sup>, Zulema Abraham<sup>1</sup>, Valério A. R. M. Ribeiro<sup>2,3,4</sup>,  
Pedro P. B. Beaklini<sup>1</sup> and Larissa Takeda<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Departamento de Astronomia, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo (IAG/USP), Rua do Matão 1226, 05508-900, São Paulo, Brazil*

<sup>2</sup>*CIDMA, Departamento de Física, Universidade de Aveiro, Campus Universitário de Santiago, 3810-193 Aveiro, Portugal*

<sup>3</sup>*Instituto de Telecomunicações, Campus Universitário de Santiago, 3810-193 Aveiro, Portugal*

<sup>4</sup>*Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University, P.O. Box 9010, 6500 GL Nijmegen, The Netherlands*

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

## ABSTRACT

High resolution ALMA observations of the recent (2.52 yrs old) shell of Nova V5668 Sgr (2015) show a highly structured ionised gas distribution with small ( $10^{15}$  cm) clumps. These are the smallest structures ever observed in the remnant of a stellar thermonuclear explosion. No extended contiguous emission could be found above the  $2.5\sigma$  level in our data, while the peak hydrogen densities in the clumps reach  $10^6$   $\text{cm}^{-3}$ . The millimetre continuum image suggests that large scale structures previously distinguished in other recent nova shells may result from the distribution of bright unresolved condensations.

**Key words:** stars: novae, cataclysmic variables – radio continuum: transients, stars – stars: white dwarfs

## 1 INTRODUCTION

Following hypernovae and supernovae, novae (classical and recurrent) are the third most energetic stellar explosive phenomenon. They are the result of the building up of a thin hydrogen rich surface layer on the surface of a white dwarf by mass transfer in a semi-detached binary system. This layer ignites a thermonuclear runaway to produce a transient source radiating near the Eddington luminosity (Starfield et al. 1974). The life of the host compact star is closely regulated by the secular companion mass loss and irradiation due to the nova outburst cycles (Nelemans et al. 2016). The white dwarf mass growth time-scale is comparable to the companion nuclear time-scale. Therefore, the occurrence of the single degenerate channel to SN Ia from cataclysmic variables is closely related to the mass ejection in nova outbursts (see Maoz et al. (2014) for a recent review). Being found in the Galaxy at relatively high rates (Mróz et al. 2015; Shafter 2017), novae are key to the understanding of degenerate thermonuclear runaways and mass ejection phenomena in a variety of astrophysical scenarios. On the other hand, nova progenitors, as an old binary population, have long term yields from their explosive runaways, contributing to the abundances of Lithium (Tajitsu et al. 2016) and other isotopes of special astrophysical interest such as Na<sup>22</sup> (Sallaska et al. 2011) and Al<sup>26</sup> (Bennett et al. 2013).

Understanding the nature of nova shells and their evolutionary consequences relies on the knowledge of the mass distribution in the ejecta. Photoionisation models of shells assuming homogeneous symmetric components have lead to biased results (Moraes & Diaz 2011) while two-dimensional and multi-wavelength observations are essential to constrain the physical and chemical diagnostic. The presence of significant density contrasts was first proposed from the wide ionisation range and optically thick [OI] lines seen in nova optical spectra (Williams 1994). Imaging of old shells showing condensations (Shara et al. 1997; Schaefer et al. 2010), polar caps and belts (Moraes & Diaz 2009) added to the complex scenario of shells and their current 3D modelling using adaptive optics feed 2D spectroscopy (Takeda et al. 2018). While the clumpy nature of shells is essential to explain the observed spectrum in the optical and X-rays (Williams 2013), the difficulties of resolving and following structures in young nova remnants have contributed to the poor understanding of their formation and evolution within the ejecta. The unprecedented angular resolution and sensitivity at sub-mm wavelengths afforded by ALMA, opens a new paradigm in the study of stellar outburst debris.

Nova Sgr 2015b (V5668 Sgr) was one of the brightest nova of this century, reaching a peak visual magnitude of 4.3. This rare D-type nova was also one of the best observed, both from ground and space, in an extended multi-wavelength effort (see Gehrz et al. (2018) for a review).

\* E-mail: marcos.diaz@iag.usp.br

## 2 OBSERVATIONS

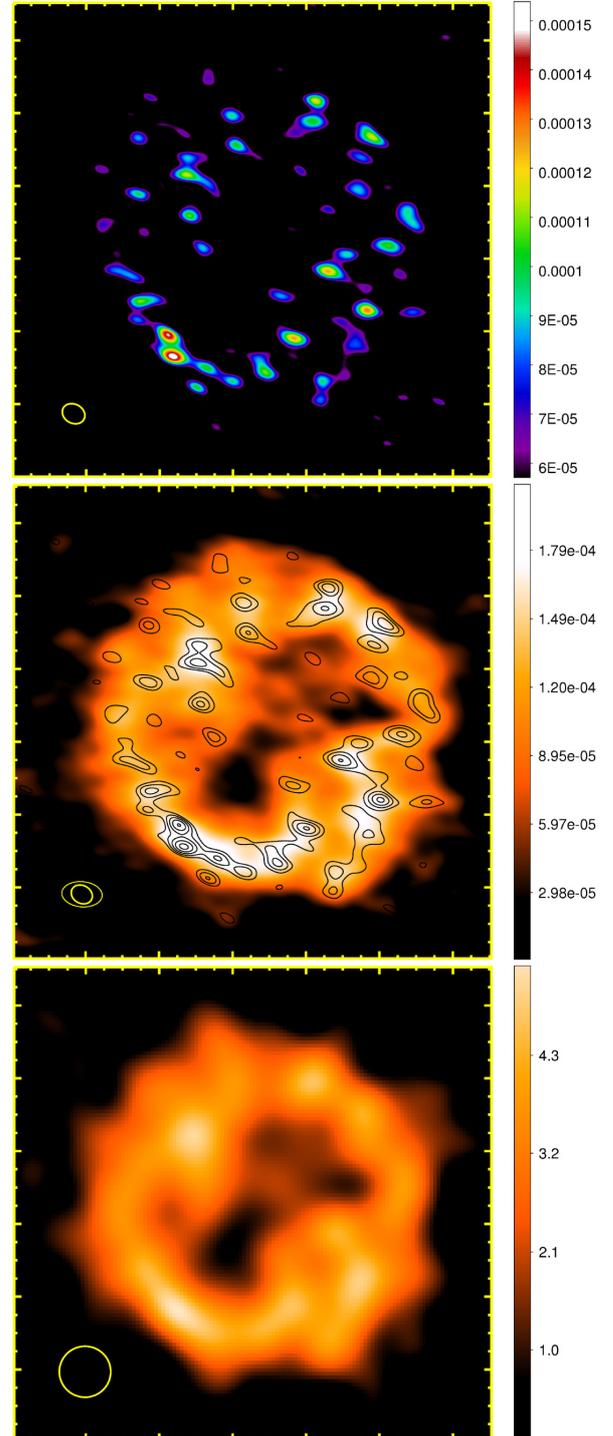
The ALMA observations of V5668 Sgr were made in band 6 (215.4 - 232.8 GHz) during cycle 4, in 2017, September 28.0 UT and lasted 70 min with a 34-min exposure on target. A total of 42 antennas were employed with baselines ranging from 60 m to 12.7 km, the largest current baseline configuration (C40-9), which allows the contiguous mapping of 1 arcsec FOV. Three 2 GHz spectral windows, centred at 229.2, 219.0 and 216.5 GHz, were used for continuum observation while a fourth window was centred at 231.9 GHz, the frequency of the H30 $\alpha$  recombination line. The latter has a 1.875 GHz band width divided in 3840 channels, providing a resolution of 0.63 km s<sup>-1</sup>.

The Hogboom algorithm implemented in the CASA software (McMullin et al. 2007) was used to obtain the continuum image in two different ways. First, we used it with Briggs weighting, to recover the best possible resolution; then, we applied the natural weighting, which gives lower resolution, to evaluate and validate the properties of the Briggs weighted reconstruction. The images were constructed on a 256 × 256 pixels grid with 5 mas pixel size and cleaned until they reach 0.026 mJy beam<sup>-1</sup> (RMS). Due to the weakness of the source, we were not able to self-calibrate in either weightings. For the Briggs weighted image, the maximum flux density in the map is 0.16 mJy beam<sup>-1</sup> with a final RMS noise of 0.021 mJy beam<sup>-1</sup>, recovering a beam size of 31 × 26 mas at PA = 75°. For the natural weighting the resulting beam is of 60 × 40 mas at PA = 85°, with similar peak value and RMS noise. Both weighting methods provide comparable (<12% difference) integrated flux densities.

We followed the same strategy to obtain the image of the line emission, by cleaning with different velocity resolutions up to 6.3 km s<sup>-1</sup>. The H30 $\alpha$  recombination line was not detected in the data cube, using either Briggs or natural weighting. We were able to clean each velocity channel to 0.1 mJy beam<sup>-1</sup> (RMS), which may be taken as an upper limit to the line flux density. The recombination line flux estimated in LTE using the emission measure from sec. 3 falls below our detection limit.

## 3 RESULTS

The continuum emission of the shell at 230 GHz is shown in fig. 1a. This is the best resolution image calculated from our data. Figure 1b displays the best resolution image contours superposed to the natural weighting, lower resolution map, which confirms the structures in the best resolution image. An even lower resolution image, aimed to match the Hubble Space Telescope (HST) Point Spread Function (PSF) at H $\alpha$ , simulates the expected emission of an optically thin recombination line (fig. 1c). This image, derived directly from the high resolution image (fig. 1a) using a gaussian kernel convolution, is remarkably similar to the ring/bipolar shell morphology proposed by Harvey et al. (2018) for this nova. Most if not all the large scale structure seen in fig. 1c is due to the blending of a distribution of smaller unresolved sources. Large contiguous emission regions that could be identified as a ring or bipolar caps, are absent above the 2.5  $\sigma$  level in ALMA high resolution image, although they



**Figure 1.** ALMA image of the V5668 Sgr shell at 230 GHz. The top panel (a) shows the full resolution continuum image above 3.0  $\sigma$ . Major tick marks are spaced by 100 mas. The middle panel (b) shows the natural weighted image with 5 superposed contour levels from the image in panel (a), starting at 2.5  $\sigma$ . The bottom panel (c) displays the image given in panel (a) after a gaussian convolution to match the HST spatial resolution at H $\alpha$ . The flux unit is Jy beam<sup>-1</sup> for panels (a) and (b), and arbitrary units for panel (c). North is at the top and East to the left.

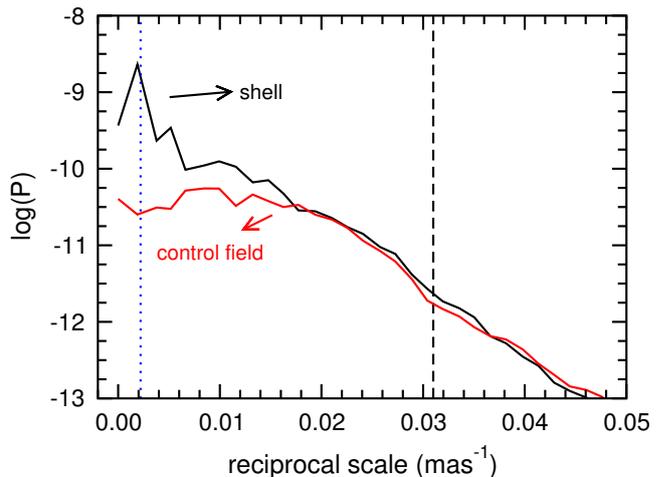
may be present at fainter flux densities. The total measured shell flux density is  $9.4 \pm 1.5$  mJy.

The power spectrum of the continuum image (fig. 2) shows that a significant fraction of the emission is formed in spatially resolved structures. It also indicates that features above the noise level are present at scales as small as 55 mas or  $1 \times 10^{15}$  cm, i.e. near the resolution limit of the observations. A distance of 1540 pc is assumed in the present work (Banerjee et al. 2016), a value that is in agreement with both the observed shell expansion parallax for  $V_{exp} = 650$  km  $s^{-1}$  and MMRD (maximum magnitude and rate of decay) relations. No parallax to this object could be found in GAIA DR2. Measurement of individual clump sizes in the image are consistent with the small scales found in the power spectrum analysis. As expected, a noise dominated power spectrum is obtained beyond the beam size up to the Nyquist frequency.

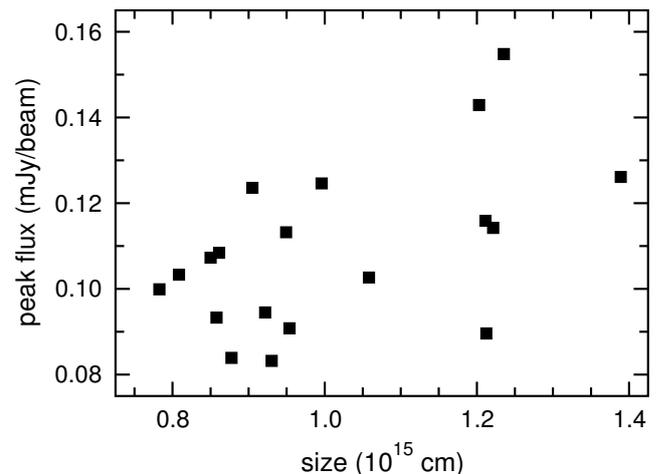
Nova V5668 Sgr formed dust soon after eruption (Banerjee et al. 2016). In order to determine the total dust thermal emission the detailed grain data for this nova (Gehrz et al. 2018) was used, extrapolating the grain temperature and assuming a constant central source luminosity. An upper limit to the dust emission of  $<0.2$  mJy at 230 GHz was found, which corresponds to  $<3\%$  of the total observed flux. A continued dust destruction after day 112 was also found (Gehrz et al. 2018), which decreases the upper limit quoted above. Therefore, the main continuum emission process is identified as thermal bremsstrahlung. Regions above  $2.5 \sigma$  level were contoured and 32 emission maximums within those regions were identified and measured. The flux density at these maximums correlate ( $R = 0.6$ ) with the size of its corresponding condensation (fig. 3), suggesting an optically thin free-free emission. Astrometric flux-weighted centroids and free-free peak densities were derived for the expanding clumps (material available upon request). The condensation peak density distribution has a single maximum at  $N_e \sim 7 \times 10^5$   $cm^{-3}$ , assuming  $N_e/N_H = 2$  and a temperature  $T_e = 8000$  K. The estimated densities indicate an optically thin free-free regime at 230 GHz. A constraint to the overall shell filling factor  $f < 0.2$  may be derived from the condensation measured sizes and upper limits, together with the observed outer shell radius of 230 mas. This upper limit to  $f$  is smaller than the values often considered in the modelling of unresolved novae. The hydrogen mass depleted in the ionised clumps is estimated as  $\sim 7 \times 10^{-6} M_{\odot}$ .

#### 4 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The behaviour of a nova at millimetre wavelengths is similar to those at centimetre wavelengths (Ivison et al. 1993; Bode & Evans 2008), where in both cases the continuum imaging observations commonly trace the free-free thermal emission. A contribution from synchrotron radiation at centimetre range may be found a few months after outburst (e.g. V959 Mon, Chomiuk et al. (2014)), which is expected to be much weaker at sub-millimetre wavelengths. The classical view is that as the ejecta surface area expands the flux density increases during the optically thick phase. Once the ejecta becomes optically thin, first at the lowest wavelengths, the flux density decreases as the photosphere recedes. Our simple optical depth calculations suggest that the millime-



**Figure 2.** Power spectrum of ALMA image from fig. 1a. The black curve shows the unfiltered power spectrum of a tapered circular section containing the nova shell. The red curve was derived from a pure noise region subjected to the same procedure. The vertical lines indicates the beam maximum size (right) and the whole shell scale (left).



**Figure 3.** Peak continuum flux density vs. average projected size at  $2.5 \sigma$  level for a sub-sample of resolved and marginally resolved clumps.

tre observations presented here are already in the optically thin phase. The perception of small structures in nova shells using HST imaging and ground based adaptive optics raised the problem of their unknown size distribution. The smallest structure sizes quoted here could be compared to model turbulence and Rayleigh-Taylor instability scales (Toraskar et al. 2013) and also to the optically thick nova fireball. While the role of density instabilities and radiative shocks (Metzger et al. 2014; Derdzinski et al. 2017) in the formation of cooler density enhancements is still a matter of debate, small condensations are not expected to survive against photoevaporation (Bertoldi & McKee 1990; Mellema et al. 1998) when partially ionised, given the observed density gradients and the irradiation initially provided by the nova photosphere followed by a reestablished accretion disc.

The selection of a nearby recent nova provided the early detection of very small structures. The remnant power spectrum suggests that the structure scales may extend towards even smaller knots, unresolved by current ALMA capabilities. The unresolved imaging of compact condensations may be the case of other recent nova shells observed at lower spatial resolution.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA# 2016.1.00682.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. MPD thanks CNPq grant 305657. ZA grants: CNPq 305768/2015-8 and FAPESP 2015/50360. We also acknowledge FAPESP fellowship and visitor support 2014/10326-3, 2014/07460-0 and 2015/16489-4. VARMR acknowledges financial support from the Radboud Excellence Initiative and Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) in the form of an exploratory project of reference IF/00498/2015, from Center for Research & Development in Mathematics and Applications (CIDMA) strategic project UID/MAT/04106/2013 and supported by Enabling Green E-science for the Square Kilometer Array Research Infrastructure (ENGAGESKA), POCI-01-0145-FEDER-022217, funded by Programa Operacional Competitividade e Internacionalização (COMPETE 2020) and FCT, Portugal. This work has made use of computing facilities of the Laboratory of Astroinformatics (IAG/USP, NAT/Unicisul), whose purchase was made possible by the Brazilian agency FAPESP (grant 2009/54006-4) and the INCT-A. Finally, we would like to thank the anonymous referee for the improving comments on the manuscript.

## REFERENCES

- Banerjee D. P. K., Srivastava M. K., Ashok N. M., Venkataraman V., 2016, *MNRAS*, **455**, L109
- Bennett M. B., et al., 2013, *Physical Review Letters*, **111**, 232503
- Bertoldi F., McKee C. F., 1990, *ApJ*, **354**, 529
- Bode M. F., Evans A., 2008, *Classical Novae*
- Chomiuk L., et al., 2014, *Nature*, **514**, 339
- Derdzinski A. M., Metzger B. D., Lazzati D., 2017, *MNRAS*, **469**, 1314
- Gehrz R. D., et al., 2018, preprint, ([arXiv:1804.00575](https://arxiv.org/abs/1804.00575))
- Harvey E. J., Redman M. P., Darnley M. J., Williams S. C., Berdyugin A., Piirola V. E., Fitzgerald K. P., O'Connor E. G. P., 2018, *A&A*, **611**, A3
- Ivison R. J., Hughes D. H., Lloyd H. M., Bang M. K., Bode M. F., 1993, *MNRAS*, **263**, L43
- Maoz D., Mannucci F., Nelemans G., 2014, *ARA&A*, **52**, 107
- McMullin J. P., Waters B., Schiebel D., Young W., Golap K., 2007, in Shaw R. A., Hill F., Bell D. J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*. p. 127
- Mellema G., Raga A. C., Canto J., Lundqvist P., Balick B., Steffen W., Noriega-Crespo A., 1998, *A&A*, **331**, 335
- Metzger B. D., Hascoët R., Vurm I., Beloborodov A. M., Chomiuk L., Sokolowski J. L., Nelson T., 2014, *MNRAS*, **442**, 713
- Moraes M., Diaz M., 2009, *AJ*, **138**, 1541
- Moraes M., Diaz M., 2011, *PASP*, **123**, 844
- Mróz P., et al., 2015, *ApJS*, **219**, 26
- Nelemans G., Siess L., Repetto S., Toonen S., Phinney E. S., 2016, *ApJ*, **817**, 69
- Sallaska A. L., et al., 2011, *Phys. Rev. C*, **83**, 034611
- Schaefer B. E., Pagnotta A., Shara M. M., 2010, *The Astrophysical Journal*, **708**, 381
- Shafter A. W., 2017, *ApJ*, **834**, 196
- Shara M. M., Zurek D. R., Williams R. E., Prialnik D., Gilmozzi R., Moffat A. F. J., 1997, *AJ*, **114**, 258
- Starrfield S., Sparks W. M., Truran J. W., 1974, *ApJS*, **28**, 247
- Tajitsu A., Sadakane K., Naito H., Arai A., Kawakita H., Aoki W., 2016, *ApJ*, **818**, 191
- Takeda L., Diaz M., Campbell R., Lyke J., 2018, *MNRAS*, **473**, 355
- Toraskar J., Mac Low M.-M., Shara M. M., Zurek D. R., 2013, *ApJ*, **768**, 48
- Williams R. E., 1994, *ApJ*, **426**, 279
- Williams R., 2013, *AJ*, **146**, 55

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.