# IV - A Nova Velorum 1999

## IV.1 - Descrição evolutiva geral

## IV.1.1 - Dados no visível, infravermelho e ultravioleta

A Nova Velorum 1999 ou V382 Vel foi descoberta pouco antes do seu máximo visual independentemente por Williams e Gilmore, 1999, sendo uma nova do tipo clássico, a mais brilhante desde V1500 Cyg, apresentando  $v_{máx} = 2.6(6)$  mags. O seu máximo ocorreu em 22.5UT/maio/1999 (DJ = 2451321.5), o qual denotaremos por t<sub>0</sub>. O tempo decorrido da explosão, t-t<sub>0</sub> será denotado por  $\Delta t$ . É uma nova com magnitude de pré-nova conhecido:  $m_{pré nova} = 16.4$  (Nakano, 1999), mostrando então uma amplitude de 13.8 magnitudes. É uma nova rápida com t<sub>2</sub> ~6 d (Della Vale, Pasquini e Williams, 1999) e t<sub>3</sub> entre 10 d (Della Vale, Pasquini e Williams, 1999) e 12.3 d (Liller e Jones, 2000). Na figura 14 mostramos a curva de luz construída com os dados da literatura.



**Fig. 14** - Curva de Luz para N Vel 99. Na classificação de Duerbeck esta curva se encaixa no tipo A.

Logo no máximo este objeto apresentou um espectro com perfil P-Cyg identificado em H $\alpha$  e H $\beta$  que apresentava linhas em emissão finas (Williams e Gilmore 1999), evoluindo de um espectro permitido de FeII para o grupo de neônio, apresentando fortes linhas de [NeIII]  $\lambda\lambda$ 3869,3968 e [NeV]  $\lambda\lambda$ 3346,3426 verificado por Hidayat et al., 1999, e por nossas próprias observações. Transcorridos dois dias após o máximo, o espectro da nova foi classificado por Steiner, Campos e Cieslinski, 1999 como sendo do tipo de FeII, de acordo com a Classificação de Tololo, como visto no capítulo I. Estes autores estimaram também a distância utilizando a largura equivalente da linha interestelar do CaII-K (EW = 0.24 Å) obtendo 800 pc, assumindo um avermelhamento de 0.8 mag. Mediram também a velocidade na linha de H $\alpha$  obtendo respectivamente 2390 km/s (à meia altura) e 6800 km/s na sua base. Della Vale, Pasquini e Williams, 1999 em  $\Delta t = 6$  dias após o máximo visual, verificaram a presença de linhas fortes de ferro com o topo plano, classificando o espectro então como FeII-b, pela classe de Tololo. Em  $\Delta t = 42.5$  d, Woodward et al, 1999 observaram a linha de [NeII] em 12.81 µm.

#### IV.1.2 - Dados obtidos em raios-X

O primeiro relato da observação desta nova no espectro de raios-X é dado por Mukai e Swank, 1999, que a observaram 3 dias após o máximo, fornecendo apenas um limite superior para L<sub>x</sub> dado o forte fundo em raios-X. Aproximadamente 16.5 d após o máximo, Orio, Torroni e Ricci, 1999 forneceram uma luminosidade X de  $4.8 \times 10^{33}$  erg/s. Estes autores consideraram que essa emissão parece ter uma componente térmica e outra formada por choque, como observado em V838 Her, 5 dias após a explosão. Orio et al., 2001, afirmaram que o fluxo era constante dentro de flutuações ~ 20% no dia 16.5, permanecendo assim até o dia 59. Consideraram também que o pico em X ocorreu durante a terceira semana após o máximo óptico com a nova se mantendo brilhante por 39 d. Mukai e Ishida, 1999 mediram em  $\Delta t = 18.5$  d uma intensidade 3 vezes maior, mas sem a presença de qualquer linha, sugerindo então que um modelo para este plasma necessitaria de uma abundância de ferro da ordem de apenas 0.1 solar. Estes autores também consideraram que a região emissora de raios-X estaria fora do equilíbrio de ionização ou que este fluxo X seria de origem não térmica. Orio et al., 1999 relataram que a nova tornou-se uma fonte-X "supersoft" (35 vezes mais brilhante entre 0.1 e 10 keV do que na faixa de energia entre 1.6 e 10 keV) em  $\Delta t = 182$  d, com um espectro dominado por uma componente de corpo negro com kT = 40 eV. O fluxo não absorvido medido nesta componente, se um modelo de corpo negro e absorção de  $2 \times 10^{21}$  cm<sup>-2</sup> forem assumidas, é de  $1.5 - 2 \times 10^{-7}$  erg/cm<sup>2</sup>/s. Em energias mais altas (1-10 keV), há uma componente mais dura a qual eles atribuem poder ser modelada pela emissão de um plasma térmico com kT ~1 keV e fluxo de aproximadamente 10<sup>-12</sup> erg/cm<sup>2</sup>/s. Com base nesses dados os autores calcularam também uma  $L_{BOL} \sim 10^{38}$  erg/s. Orio et al. também relataram que a densidade colunar caiu de um fator 10 nestes 166 dias após  $\Delta t = 16.5$  d. Mukai e Ishida, 2001, relataram que o espectro X que era duro, com kT ~ 10 KeV e  $n_H \sim 10^{23}$  cm<sup>-2</sup> em  $\Delta t = 18.5$  d, declinou para 2.5 keV e  $n_{\rm H} \sim 2 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>. Isto representa um fator 10 em energia 2 meses após a explosão, mantendo uma luminosidade >  $7.5 \times 10^{34}$  erg/s durante 20 a 40 d. A energia emitida durante este período foi de aproximadamente  $2 \times 10^{41}$  ergs, que equivale a uma pequena fração da energia cinética total estimada para a ejeção. Mukai e Ishida, 2001, modelaram esta evolução na componente X como devida a choque interno, originalmente postulado por Friedjung (1987) para explicar a taxonomia das linhas no óptico. Estes autores concluiram também que não se poderia explicar os dados de V382 Vel com os modelos adotados para V838 Her. Orio et al., 2001 também atribuiram a emissão dura em X à choques em uma pequena porção da envoltória ejetada, concordando com Mukai e Ishida, 2001. Eles não descartaram a presenca de emissão X comptonizada proveniente de decaimento radiativo, mas não consideraram que essa fosse a principal fonte do fluxo X duro detectado. O fluxo X na faixa acima de 0.8 keV era de uns poucos  $10^{34} \text{ erg/s}$  15 dias após o máximo, após um período de nível constante diminui para uns poucos 10<sup>33</sup> erg/s 182 dias após o máximo. Na primeira

observação de Mukai e Ishida, grandes absorções intrínsecas ao próprio material ejetado impediram a detecção abaixo de 2 keV, já na segunda observação este material era transparente à radiação mais mole. Segundo estes autores há uma alta probabilidade de que o material que sofreu choque estivesse significativamente exaurido de ferro e que as razões de abundâncias de vários elementos fossem peculiares, embora eles não possam ser mais específicos. Mukai e Ishida, 2001 descartaram a influência da baixa abundância em ferro nos modelos pois não há disponibilidade de modelos completamente adequados. Orio et al., 2001 entretanto, trabalharam com a hipótese de que essa seria uma condição real da envoltória. Na tabela 10, fornecemos as primeiras medidas nesta faixa.

Δt (d)	faixa de energia	Luminosidade (10 <sup>33</sup> erg/s) Ref:		Luminosidade (10 <sup>33</sup> erg/s)
		$(\mathbf{d} = 2 \mathbf{kpc})$		(d = 800 pc)*
3	2.5 - 10 keV	> 1.2	1	0.19
16.5	0.1 - 10 keV	4.8	2	0.77
18.5	2 - 10 keV	17	3	2.72

**Tab. 10** - Emissão em X de N Vel 99. As referências indicadas são: 1) Mukai e Swank, 1999, 2) Orio, Torroni e Ricci, 1999 e 3) Mukai e Ishida, 1999. \* Considerando a mesma densidade colunar local.

## IV.2 - Magnitudes, índices de cor e distância

Estimamos a magnitude visual absoluta no visível deste objeto no máximo (tabela 11, referência 1). O método que utilizamos consiste em comparar o tempo de decaimento de 2 magnitudes  $t_2$  com a magnitude absoluta no máximo, relacionados aproximadamente pela equação (1) do capítulo I. Steiner, Campos e Cieslinski obtiveram uma estimativa da magnitude absoluta aproximadamente 1 mag diferente da nossa, dado que utilizaram uma distância de 0.8 kpc. O resultado obtido por Della Valle, Pasquini e Williams é semelhante ao nosso, dado que também utilizaram uma curva  $M_{Vmáx} \times log(t_2)$ , fornecida em Della Valle e Livio, 1995, levemente diferente da nossa, pois utilizamos observações até 1999 para construir nossa calibração. A estimativa de distância de 2 kpc

utilizada em raios-X provém da magnitude absoluta obtida por Della Valle, Pasquini e Williams, 1999. Shore et al., 2000 observaram a Nova LMC 2000, verificando que muitas de suas características espectrais se assemelhariam com as de nosso objeto, concluindo que a distância de N Vel 99 poderia ser até de 3 kpc.

Referência	$M_{Vm{\acute{a}x}}$
1	$-8.67 \pm 0.16$
2	-7.7
3	$-8.7\pm0.20$

Tab. 11 – Magnitude Absoluta no máximo.
1) Nossa determinação, 2) Steiner, Campos e
Cieslinski, 1999 e 3) Della Valle, Pasquini e
Williams, 1999.

Os nossos espectros também foram utilizados para estimativa da magnitude do objeto pelo método de *fotometria sintética* onde medimos o fluxo em uma dada região convoluindo o espectro com as bandas fotométricas do sistema de Johnson. Na tabela 12 fornecemos as magnitudes obtidas.

$\Delta t (d)$	U	В	V	R
74	-	-	8.5	-
86	-	9.3:	9.7:	8.9:
221	-	10.5:	10.4	10.5
298	9.8	10.6	10.7	11.0
565	12.8:	12.8	12.7	-
731	14.4:	13.6:	13.5:	13.8:

Tab. 12 - Magnitudes sintéticas obtidas em V382 Vel.

Na tabela 12, U corresponde a um filtro com  $\lambda c = 3600$  Å e largura efetiva  $\Delta \lambda = 1000$  Å; B:  $\lambda c = 4400$  Å e  $\Delta \lambda = 1900$  Å; V:  $\lambda c = 5500$  Å e  $\Delta \lambda = 2000$  Å;

R:  $\lambda c = 7000$  Å e  $\Delta \lambda = 2200$  Å. As linhas em emissão contribuem com uma fração significativa da magnitude obtida, podemos citar como as mais intensas: H $\alpha$ , na banda R, na banda B há a forte emissão das linhas de [NeIII] e na banda U, além da forte emissão devido ao [NeV], ocorre o corte atmosférico. A principal fonte de erros envolvida nesta estimativa em comparação com os dados em fotometria de banda larga estão associados com a calibração espectrofotométrica. A falta de correção de perdas na fenda nos dias 86 e 731, a observação com eventual presença de nuvens e erros na função de sensibilidade no extremo UV contribuem para as incertezas.

Na figura 15, mostramos a curva de luz e as curvas para os índices de cor durante a evolução de V382 Vel traçadas utilizando os dados da literatura. Na figura 16 mostramos uma ampliação da figura 15 próximo ao máximo, onde a evolução do objeto ocorre mais rapidamente. O ponto de inflexão, ocorrido por volta de  $\Delta t = 25$  d, observado na curva de luz, coincide com o máximo em cor vermelha.



Fig. 15 - Curva de Luz e índices de cor para a Nova Velorum 1999. Os dados representados por um círculo (•) correspondem aos dados da literatura enquanto que os representados por um X ( $\times$ ) correspondem aos nossos obtidos através de magnitude sintética.



Fig. 16 - Curva de Luz e índices de cor para a Nova Velorum 1999 (ampliado).

# IV.3 - Perfis de linha

Medimos o perfil de H $\alpha$  em  $\Delta t = 670$  d com o espectrógrafo Cassegrain usando uma rede de média resolução, como descrito no capítulo II. Observamos uma depressão e uma inflexão equidistantes em comprimento de onda de H $\alpha$  como mostrado na figura 17.



Fig. 17 - Perfil de H $\alpha$  + [NII]  $\lambda\lambda$ 6548,6584, em média resolução.

A velocidade radial observada é |v| = 566 km/s, ou quando corrigida com referência heliocêntrica v = -563 km/s e 570 km/s. Quando corrigida tendo como referência o "Local Standard of Rest" (referencial de repouso local) encontramos v = -575 km/s e 558 km/s. Estas características podem ter diversas origens como por exemplo o deslocamento de uma componente de alta opacidade na linha de H $\alpha$ . Nuvens em emissão se deslocando a uma velocidade maior poderiam contribuir para a formação dos picos próximos às linhas de [NII]. As próprias linhas de [NII] poderiam contribuir nesses picos, entretanto de acordo com Osterbrock, 1989 a intensidade da transição em 6584 Å é maior do que para 6548 Å, com uma razão de 3 para 1. A linha de [NII]  $\lambda$ 5755 nesta altura da evolução se mostra enfraquecida. Outros eventos dinâmicos no interior da envoltória também poderiam contribuir para estas características observadas.



Fig. 18 - Velocidade de ejeção medida em Hβ.

A Nova Velorum 1999 apresentou a linha de H $\alpha$  com 2390 km/s de largura a meia altura aproximadamente 1 d após o máximo e 6800 km/s em sua base (Steiner, Campos e Cieslinski, 1999). Della Valle, Pasquini e Williams, 1999 mediram a velocidade de ejeção utilizando o mínimo dos perfis P-Cyg nas linhas da série de Balmer encontrando uma velocidade entre 2300 e 2400 km/s. Shore, Bonde e Downes, 1999a mediram 4000 km/s de FWZI, 9 dias após o máximo. Estes autores encontraram, 30 d após o máximo, uma velocidade de 5000 km/s a qual é interpretada como a velocidade terminal do vento (Shore, Bonde e Downes, 1999b). Na figura 18 fornecemos as nossas medidas de largura a meia altura do perfil de H $\beta$  onde cada ponto representa a média entre a velocidade obtida no lado positivo e negativo do perfil da linha em cada  $\Delta t$ . Na

figura 19 efetuamos o mesmo procedimento para as linhas de HeI. Primeiramente obtemos a velocidade Doppler média entre os lados positivo e negativo de cada linha em seguida efetuamos a média destes resultados obtendo um ponto em cada  $\Delta t$ . Utilizamos as linhas de HeI  $\lambda$ 4471, 5876, 6678 e 7065. A linha de HeI  $\lambda$ 5876 foi a única presente em todas as épocas. A linha em 4471 Å esteve presente em  $\Delta t = 86$ ; 6678 Å em  $\Delta t = 298$  e 565 e a HeI  $\lambda$ 7065 em  $\Delta t$  298 e 731.



Fig. 19 - Velocidade de ejeção medida em HeI.



Fig. 20 - Velocidade de ejeção medida em HeII  $\lambda$ 5411.

Na figura 20, traçamos a evolução da velocidade de expansão em função de  $\Delta t$  para a

linha de HeII  $\lambda$ 5411.

Notamos uma tendência marginal nas linhas de H, HeI e HeII em apresentarem um decréscimo da velocidade de expansão. Para estimar a velocidade média de ejeção do envelope e também a escala de tempo de desasceleração da envoltória utilizamos também o perfil Doppler das linhas proibidas de neônio (fig. 21) cuja auto-absorção é inexistente na nuvem. Obtivemos dois ajustes, um para o lado positivo ou lado vermelho da linha e outro para o lado negativo ou lado azul, considerando uma lei exponencial:

$$v = v_0 e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}$$
 km/s.

onde  $v_0$  é a velocidade média inicial do material em ejeção e  $\tau$  é a escala de tempo de amortecimento do envelope, ou seja o tempo em que a velocidade do envelope cai de 1/e. Uma lei exponencial é adequada considerando-se o amortecimento do envelope com o meio interestelar (Oört, 1946, Ferland, 1980, Duerbeck, 1986 e Herbig e Smak, 1992). Os resultados encontrados foram:

 $v_0 = 1740(70)$  km/s e  $\tau = 3300(1000)$  d

Para o lado vermelho da linha e

$$v_0 = 1400(60) \text{ km/s}$$
 e  $\tau = 3000(1000) \text{ d}$ 

Para o lado azul.

Estas estimativas estão de acordo com a tendência marginal observada nas linhas de H, HeI e HeII, além de serem resultados compatíveis com o esperado para uma nova clássica rápida. Os grandes erros na estimativa de  $\tau$  vem do fato que os pontos obtidos são ainda da fase inicial de expansão do envelope, sendo que compreendem somente até 731 dias depois da explosão. A assimetria destes resultados vem reforçar a suposição de que lidamos com um campo de velocidades complexo. A estimativa de um valor de velocidade de expansão do envelope através das linhas de neônio é mais confiável porque dada sua intensidade a medida de sua largura à meia altura é menos suscetível aos erros provocados por superposições com linhas vizinhas, além do fato de existirem



poucas linhas nesta região com intensidade considerável.

**Fig. 21** - Evolução da velocidade de ejeção medida pelas linhas de neônio. A reta superior é o ajuste para o lado vermelho (cruzes) e a inferior para o lado azul (círculos).

# IV.4 – Evolução Espectral

#### IV.4.1 - Correção de Extinção

Encontramos na literatura uma relativa convergência para baixos valores de extinção. Steiner, Campos e Cieslinski, 1999 fornecem medidas da absorção interestelar na linha do CaII K que sugerem  $A_v = 0.8$  mag, o que nos fornece E(B-V) = 0.27, para R=3.0. Shore et al., 1999, utilizam um valor para o excesso de cor de 0.2 o qual também condiz com o E(B-V) fornecido por Amôres e Lépine, 2002 de 0.2, através da densidade colunar medida em rádio. Um erro associado ao uso destas medidas reside no

fato de não considerarmos flutuações de alta freqüência da extinção como função da direção de visada. Utilizamos como valor de excesso de cor E(B-V)=0.2. No apêndice **A** fornecemos os fluxos obtidos durante a evolução da Nova Velorum.

#### **IV.4.2** – Espectros Observados

Desde o máximo visual temos informações espectroscópicas no visível, infravermelho, ultravioleta e raios-X. Steiner, Campos e Cieslinski, 1999 observaram fortes linhas de emissão do FeII em 4924 Å e 5019 Å com aproximadamente metade da intensidade de H $\beta$  e uma largura equivalente para H $\alpha$  de -263 Å, ou o dobro da intensidade de H $\beta$  nesta fase. Hidayat et al., 1999 observaram em  $\Delta t = 10$  d, linhas de H, He e de [OIII]  $\lambda$ 4363,4959 e 5007. Della Valle, Pasquini e Williams, 1999 discordaram dessa identificação de [OIII] afirmando que se trata provavelmente do multipleto 42 de FeII. Hidayat et al., 1999 observaram também [FeII] em 4924 Å e 4233 Å e [NeIII]  $\lambda$ 3869 e apontaram para uma depressão no lado azul de H $\beta$ . No dia 44, Woodward et al., 1999 relataram a observação de [NeII]  $\lambda$ 12.81 µm, sendo nosso objeto colocado no tipo neônio segundo a classificação de Gehrz, 1995 como visto no capítulo I. Nas figuras 22 e 23 detalhamos a evolução espectral da Nova Velorum 1999. As épocas marcadas com asterisco (\*) se referem a espectros sem correção de fenda.



**Fig. 22** a) - Evolução espectral da Nova Velorum 1999 para  $\Delta t = 74$  d, 86 d e 221 d.



Fig. 22 b) - Evolução espectral da Nova Velorum 1999 para  $\Delta t = 298$  d, 383 d e 384 d.



Fig. 22 c) - Evolução espectral da Nova Velorum 1999 para  $\Delta t = 565$  d, 670 d e 731 d.



Fig. 23 a) - Evolução espectral da Nova Velorum 1999 para  $\Delta t = 74$  d, 86 d e 221 d (ampliado).



**Fig. 23** b) - Evolução espectral da Nova Velorum 1999 para  $\Delta t = 298$  d, 383 d e 384 d (ampliado).



**Fig. 23** c) - Evolução espectral da Nova Velorum 1999 para  $\Delta t = 565$  d, 670 d e 731 d (ampliado).

Observando as figuras acima, traçamos as principais características espectrais observadas nestes 2 primeiros anos:

#### a) $\Delta t = 70 \text{ d}$

Observamos o espectro na banda J (vide figura 44 do item IV.6.2). A principal característica observada é a linha de OI  $\lambda 1.1287 \mu m$ . Nesta época, de acordo com observações anteriores divulgadas na literatura, já aparecem linhas proibidas nesta envoltória, embora as linhas permitidas ainda estejam muito intensas, o que é confirmado por esta observação (I<sub>OI  $\lambda 1.1287 \sim 4.7 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). O continuo nesta banda foi utilizado para a estimativa da densidade de hidrogênio, vide o item IV.6.2.</sub>

#### b) $\Delta t = 74 \text{ d}$

Verificamos a presença de linhas permitidas da série de Balmer, HeI e linhas de FeII. As linhas nebulares [OIII]  $\lambda\lambda$ 4959,5007 são claramente visíveis, sendo que [OIII]  $\lambda$ 5007 é a linha mais intensa excetuando-se as da série de Balmer. Para a verificação da intensidade do dubleto de [OIII] utilizamos a separação artificial com base na razão teórica de probabilidades, 3/1 entre 5007 e 4959 como dado em Osterbrock 1989. Não há indício de perfil P-Cyg em qualquer linha nessa data;

#### c) $\Delta t = 86 \text{ d}$

O espectro mostra as mesmas características que as do anterior, dada a maior cobertura espectral observamos pela primeira vez as linhas proibidas de Neônio III e IV. Observase a predominância das linhas de Neônio sobre as outras linhas nebulares, confirmando a classificação deste espectro como nebular-neônio ( $N_{Ne}$ ) sendo que a transição mais intensa é [NeIII]  $\lambda$ 3869. As linhas de HeI são mais intensas nestes dois primeiros dias do que nos dias subseqüentes;

#### d) $\Delta t = 221 \text{ d}$

Revela-se neste dia o endurecimento da fonte central, com um notável aumento de espécies mais ionizadas como a presença de linhas de FeVII (com potencial de ionização de ~100 eV) e linhas de HeII em comparação com o desaparecimento de transições permitidas de baixa ionização;

#### e) $\Delta t = 298 \text{ d}$ até $\Delta t = 384 \text{ d}$

Observamos pela primeira vez a presença de linhas de Neônio V proibidas ( $E_p >97 \text{ eV}$ ) dada a maior cobertura espectral. Com a observação destas linhas isoladas temos mais de uma ionização confirmada do neônio ([NeV] e [NeIII]). Temos nessa fase uma indicação mais sólida de se tratar de uma nova de neônio. Nos espectros dos dias 383 d e 384 d, apesar de uma cobertura espectral menor, podemos perceber as mesmas características que o do dia 298. No espectro em  $\Delta t = 384$ , aparece pela última vez a linha de OI  $\lambda$ 8446, que foi vista razoavelmente intensa no dia 86, caindo abruptamente entre os dias 86 e 221 por um fator maior do que 10 e mantendo-se praticamente constante até o dia 384;

#### f) $\Delta t \ge 565 \text{ d}$

Um aumento do contínuo azul é verificado nos dois últimos espectros. As linhas tornam-se relativamente mais fracas do que nos espectros anteriores, além de apresentarem uma largura a meia altura sistematicamente menor. A superposição entre NIII  $\lambda$ 4640, HeII  $\lambda$ 4686 e [NeIV]  $\lambda$ 4721 torna-se menor, possibilitando uma separação mais segura entre estes componentes. As características observadas em  $\Delta t = 565$  d se mantém em  $\Delta t = 731$  d. Durante esta última fase foi observada também uma variação periódica na curva de luz com período de 0.14 dias e semi-amplitude de 0.02 mag, 600 dias após a erupção (Pearce, 2001 e Bos et al., 2001). Na figura 24, detalhamos a variação do contínuo.



**Fig. 24** - Ajuste para o contínuo durante a evolução espectral. Foi feito um ajuste de cúbica sobre o contínuo. Note o sucessivo aumento deste no lado azul do espectro.

O aumento observado está possivelmente relacionado com o restabelecimento do disco de acréscimo.

## IV.4.3 - Curvas de luz para linhas em emissão da nova velorum

É importante conhecer o fluxo correto de cada transição para o cálculo de temperatura eletrônica e abundâncias, além dos próprios erros na medida da intensidade da linha. O fato de muitas linhas estarem superpostas gera um problema adicional na correta atribuição de um fluxo para determinada transição. Algumas linhas foram separadas artificialmente das componentes da série de Balmer considerando que a envoltória em média se comporta de acordo com o caso B. Uma estimativa do erro que

pode ser cometido considerando esta suposição pode ser obtido comparando-se as razões de linhas medidas com suas razões teóricas no caso B. Comparamos no gráfico da figura 25 as razões entre H $\alpha$  e H $\beta$  e entre H $\delta$  e H $\beta$  com as razões teóricas de emissividade dadas em Osterbrock, 1989. Estes valores teóricos foram obtidos considerando uma nuvem em regime de recombinação com uma temperatura de 10<sup>4</sup> K e densidade eletrônica de 10<sup>4</sup> cm<sup>-3</sup> e efeitos colisionais. Efetuamos o mesmo procedimento para HeI, comparando as linhas com HeI  $\lambda$ 4471 e para o HeII, comparando com HeII  $\lambda$ 4686.

a)  $H\alpha/H\beta$ 



**Fig. 25** – Razões de linhas para o hidrogênio. As retas teóricas de razão de emissividade foram traçadas assumindo caso B, temperatura de  $10^4$  K e densidade eletrônica de  $10^4$  cm<sup>-3</sup> e efeitos colisionais.

Verificamos no gráfico acima que as razões medidas entre H $\alpha$  e H $\beta$  estão fora do valor de razão de emissividade teórico por um fator 2. Considerando a superposição de H $\alpha$  com [NII], este valor é um limite superior. A medida de H $\delta$  é mais difícil, em virtude de se tratar de uma linha em 4101 Å, ou seja próxima ao extremo azul. As incertezas devido a extinção interestelar nessa região são maiores, bem como os erros observacionais. As nossas medidas de razão de linhas neste segundo caso estão fora do valor teórico por um fator 3.

#### b) HeI/HeI λ4471



**Fig. 26** – Razões de linhas para o HeI. As retas teóricas de razão de emissividade foram traçadas assumindo caso B, temperatura de  $10^4$  K e densidade eletrônica de  $10^4$  cm<sup>-3</sup> e efeitos colisionais.

A razão entre as linhas de HeI também estão fora do valor teórico por um fator

#### c) HeII/HeII λ4686



**Fig. 27** – Razões de linhas para o HeII. As retas teóricas de razão de emissividade foram traçadas assumindo caso B, temperatura de  $10^4$  K e densidade eletrônica de  $10^4$  cm<sup>-3</sup> e efeitos colisionais.

A razão verificada nas linhas de HeII se encontra fora do esperado para o caso B por um fator 4. O HeII é uma importante fonte de informações sobre o envelope, pois contamos com linhas isoladas como 4200 e 5411. Além desse fato, não temos ionizações do HeII através de fótons provenientes de recombinações de outros elementos. A linha mais confiável para análise neste gráfico é 5411, seu comprimento de onda se localiza dentro da cobertura de todas as nossas missões. Apesar destas considerações as razões são afetadas pelo fato de HeII  $\lambda$ 4686 estar superposta com [NeIV]  $\lambda$ 4721 e [NIII]  $\lambda$ 4640, nos últimos espectros e com [NIII]  $\lambda$ 4640 nos primeiros. Então estes valores obtidos são limites inferiores.

Através dos resultados acima, temos uma noção de que o regime de recombinação existente na nuvem está fora do caso B ao menos de um fator 2.

Traçamos também a evolução para as transições de elementos mais pesados: OI  $\lambda$ 8446, [OI]  $\lambda$ 5577, 6300 e 6364, [OII]  $\lambda$ 7325, [OIII]  $\lambda$ 4363, 4959 e 5007, [NeV]  $\lambda$ 3346 e 3426, [NeIII]  $\lambda$ 3869 e 3968 e para o [ArIII]  $\lambda$ 7136 mostrados nas figuras 28-32.

d) [OIII]/H $\beta$ 



Fig. 28 - Curva de luz de [OIII].

Comparamos também através das curvas de luz para as linhas proibidas o papel da densidade eletrônica no material onde se formam as linhas de emissão utilizando a densidade crítica para estas linhas. Podemos supor uma sistemática diminuição da densidade do envelope até aproximadamente 100 d após o máximo, dado que a densidade mínima necessária para que a desexcitação colisional seja menos importante do que a transição radiativa do dubleto [OIII]  $\lambda\lambda4959,5007$ . Esta densidade crítica é 5.8 em logaritmo. Para [OIII]  $\lambda4363$  é 7.4, muito mais alta do que para as predecessoras. Observando o comportamento de 5007, verificamos que a densidade não pode ter sido maior do que log(N) ~ 5.8 no início da evolução. Um aumento na ionização pode ter ocorrido após ~ 100 dias, seguido possivelmente de um resfriamento do envelope.

e) [OI]/H $\beta$ 



Fig. 29 - Curva de luz de [OI].

A linha de [OI]  $\lambda$ 5577, (log(N) = 8) com uma densidade crítica maior do que [OI]  $\lambda\lambda$ 6300,6364, (log(N) = 6.2) praticamente não varia de intensidade, ao contrário, conforme a densidade média do envelope diminui as últimas se fortalecem até próximo ao dia 400. Esse efeito pode indicar o crescimento de regiões neutras no envelope. Há uma queda abrupta então de um fator dois na intensidade de [OI]  $\lambda\lambda$ 6300,6364, 500 d após a ejeção. Superposições de [OI]  $\lambda$ 5577 com FeII podem entretanto influir

fortemente na intensidade estimada para [OI]  $\lambda$ 5577.

f) [Ne]/H $\beta$ 



Fig. 30 - Curva de luz de [Ne].

As densidades críticas para o [NeIII] e para o [NeV] são similares, da ordem de log(N) = 7.0. Entretanto seus potenciais de ionização são respectivamente de 41 eV e 97 eV. Notamos um comportamento assemelhado entre elas com o decorrer da evolução. A linha de [NeV]  $\lambda$ 3426 é mais intensa do que 3346 em  $\Delta t = 298$  d ocorrendo uma inversão de intensidade em  $\Delta t = 565$  d, quando elas tem praticamente a mesma intensidade. O pico de intensidade observado nas linhas de neônio ocorreu 298 d após o máximo. A falta de correção de perdas na fenda nos espectros de  $\Delta t = 86$  d e 731 d pode trazer efeitos de 2<sup>a</sup> ordem nas razões indicadas.

#### g) Outras transições



Fig. 31 - Curva de luz para o OI  $\lambda$ 8446 e [OII]  $\lambda$ 7325.



Fig. 32 - Curva de luz para o [ArIII]  $\lambda$ 7136.

Na figura 31 verificamos o comportamento comparativo entre [OII]  $\lambda$ 7325, uma linha proibida e OI  $\lambda$ 8446 permitida, notando que esta última teve um decréscimo

sistemático, enquanto [OII] aumentava em intensidade até aproximadamente 300d do máximo. O mesmo ocorreu para o [Ar III] como podemos ver na figura 32.

## IV.5 - Temperaturas de Zanstra

Utilizamos as linhas de H $\beta$ , HeI  $\lambda$ 4471, HeII  $\lambda$ 4686 e HeII  $\lambda$ 5411 para uma estimativa da temperatura da fonte central utilizando o método de Zanstra. Na figura 33 fornecemos as estimativas de temperatura utilizando todas estas transições.



Fig. 33 - Temperatura de Zanstra de H e He.

Note que as determinações de temperatura para o H e o HeI são em média metade do valor encontrado para o HeII. As linhas de HeII são formadas por recombinações decorrentes de um estado ionizado de energia igual a 54.4 eV. Os fótons responsáveis por essas ionizações tem baixa seção de choque para ionização do H sofrendo menor absorção por parte da nuvem. Recombinações do He<sup>+</sup> e He<sup>++</sup> podem gerar fótons que ionizam o H. Diferentemente do H, cujo potencial de ionização é de 13.6 eV e do HeI, cujo potencial é 24.6 eV, podendo ser ionizados por fótons provenientes de recombinações de HeII. Baseando-se neste fato, se assumirmos que para HeII,  $\xi\eta = 1$ , isto é uma envoltória que recobre totalmente a estrela, sem falhas, podemos estimar um valor mínimo de  $\xi\eta$  para o envelope baseado nas temperaturas de H e HeI. Neste procedimento calculamos o valor de  $\xi\eta$  necessário para que o método de Zanstra aplicado em H $\beta$  e em HeI  $\lambda$ 4471 forneça respectivamente a temperatura obtida utilizando-se HeII  $\lambda$ 4686 e HeII  $\lambda$ 5411 em cada  $\Delta t$  (figs. 34 e 35).



Fig.34 - Fator de cobertura e preenchimento referente a HeII  $\lambda$ 4686 (vide texto).



Fig.35 - Fator de cobertura e preenchimento referente a HeII  $\lambda$ 5411 (vide texto).

Dentre estas linhas, como vimos no item anterior, a determinação utilizando-se 5411 é mais confiável, pois trata-se de uma linha isolada. A linha de HeII  $\lambda$ 4686 está superposta com [NeIV]  $\lambda$ 4671 e [NIII]  $\lambda$ 4640 ocasionando uma incerteza em sua determinação dada a necessidade de uma separação numérica artificial. Estes valores de  $\xi\eta$  muito abaixo de 1, somados à evidência de assimetria obtida dos perfis de linha, indicam que a suposição de uma nuvem homogênea e esférica está muito longe da realidade. Estimamos a temperatura máxima do caroço central como sendo T<sub>\*</sub> > 80 000 K ( $\Delta$ t = 350 d), utilizando as linhas de HeII (fig. 36).



Fig.36 - Temperatura de Zanstra.

# IV.6 - Densidade e temperatura eletrônica

## IV.6.1 - Temperatura e densidade eletrônica na envoltória

As temperaturas eletrônicas foram estimadas, como vimos no capítulo III utilizando as seguintes razões de intensidade:

$$[OI] \quad \frac{I(6300+6363)}{I(5577)} , [OIII] \quad \frac{I(4959+5007)}{I(4363)} e [ArIII] \quad \frac{I(7136+7751)}{I(5192)} ,$$
  
dependendo da época considerada. Consideramos o envelope homogêneo, embora as

medidas efetuadas nas seções 3 do perfil de H $\alpha$  em  $\Delta t$  = 670 d, e a estimativa de  $\xi\eta$  feita na seção 5 deste capítulo sugerem uma envoltória muito heterogênea. Calculamos o raio do envelope (considerando uma taxa de expansão constante como visto no capítulo III) através das estimativas de velocidade de ejeção das linhas de neônio, discutidas no item 3 deste capítulo. Desconsideramos nos cálculos do raio do envelope as estimativas de velocidade feitas anteriormente usando H $\alpha$ , HeI  $\lambda$ 5876, [OIII]  $\lambda$ 4363, [OII]  $\lambda$ 7325, pois estas podem conter superposições de emissões mais severas. A superposição foi um problema crítico nestas determinações, uma vez que, a linha de [OIII]  $\lambda$ 4363 está superposta ao menos com H $\gamma$ . A linha de [ArIII]  $\lambda$ 7751 está superposta com OI  $\lambda$ 7773, [SI]  $\lambda$ 7725 e em alguns espectros onde não se usou filtro corta ordem, com a 2<sup>a</sup>. ordem do [NeIII]  $\lambda$ 3869. Os principais problemas envolvendo a linha de [OI]  $\lambda$ 5577 foram sua intensidade relativamente fraca e a superposição com FeII. Da figura 36 à 43 fornecemos os gráficos de temperatura × densidade para todas as épocas (fig. 37- 44). Para todos os gráficos desta seção, as barras verticais representam os limites em densidade que fixamos no capítulo III.



Fig. 37 - Temperatura em função da densidade para razão de [OI] em  $\Delta t = 74$  d.



Fig. 38 - Temperatura em função da densidade a razão de [OI] em  $\Delta t = 86$  d.



Fig. 39 - Temperatura em função da densidade para a razão de [ArIII] em  $\Delta t = 221$  d.



Fig. 40 - Temperatura em função da densidade para  $\Delta t = 298$  d.



Fig. 41 - Temperatura em função da densidade para [OIII] em  $\Delta t = 383$  d.



Fig. 42 - Temperatura em função da densidade para [OIII] em  $\Delta t = 384$  d.



Fig. 43 - Temperatura em função da densidade para [OIII] em  $\Delta t = 565$  d.



**Fig. 44** - Temperatura em função da densidade para [OII] e [OIII] em  $\Delta t = 731$  d.

Utilizando os gráficos acima obtivemos as estimativas de temperatura e densidade fornecidas na tabela 13.

$\Delta t(d)$	Diagnóstico	$Te_{máx}(10^{3} K)$	$\log(Ne_{min})$	$Te_{min}(10^3 \text{ K})$	$\log(Ne_{máx})$
74	[OI]	12.7	5.95	6.2	7.15
86	[OI]	24.0	5.84	8.0	7.04
221	[ArIII]	20.0	4.63	17.0	5.84
298	[OI]	25.2	4.25	16.0	5.45
383	[OIII]	26.1	3.92	20.2	5.12
384	[OIII]	20.0	3.91	16.2	5.12
565	[OIII]	18.4	3.33	17.3	4.53
731	[OIII]	13.9	3.17	13.4	4.37

Tab. 13 - Temperatura e densidade para a envoltória circunstelar de V382 Vel.

# IV.6.2 - Estimativa da densidade numérica de hidrogênio usando o contínuo na banda J

Observamos um espectro na banda J com o espectrógrafo Coudé, compreendendo a linha de OI  $\lambda 1.1287 \,\mu\text{m}$  e uma região extensa do contínuo (fig. 45). O contínuo medido em 1.2  $\mu\text{m}$  é  $3^{+3}_{-2} \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>Å<sup>-1</sup>.



**Fig. 45** - Espectro Infravermelho em  $\Delta t = 70$  d.

Supondo que o contínuo na banda J tenha origem nebular, estimamos limites para a densidade do gás usando o método descrito em Gehrz et al., 1998. Esse método supõe que o contínuo se deve à emissão livre-livre opticamente fina no envelope. Obtivemos uma estimativa para a densidade numérica de hidrogênio entre  $10^{10}$  cm<sup>-3</sup> e  $10^{11}$  cm<sup>-3</sup> utilizando o valor para o contínuo em 1.2  $\mu$ m dado acima e as estimativas de

temperatura eletrônica nesta época. O intervalo de valores encontrado é inconsistente com a presença de linhas proibidas em julho de 1999, disto podemos concluir que o contínuo observado não é apenas produzido por emissão livre-livre, pois a densidade eletrônica estimada para a presença destas linhas é inferior a 10<sup>7</sup> cm<sup>-3</sup>.

## IV.7 - Abundâncias Iônicas

Neste capítulo fornecemos as estimativas de abundâncias numéricas para Nova Velorum utilizando os métodos de determinação de abundâncias iônicas descritos no capítulo III. Estimamos as abundâncias de He, N, O, S, Ar, Ne e Fe. Para o He utilizamos a expressão (32) do capítulo III.5 em cada linha. Para N, O, S, Ar e Ne utilizamos o método que calcula a matriz de populações com 5 níveis. Para o ferro utilizamos a matriz de populações com apenas 3 níveis.

Para estimar a abundância numérica de He (figuras 46 e 47) utilizamos as abundâncias de He<sup>+</sup> obtidas com as linhas de HeI em 4471 Å, 5876 Å, 6678 Å e 7065 Å e as abundâncias de He<sup>++</sup> utilizando as linhas de HeII, em 4686 Å, 5411 Å e 10124 Å. Entre estas, as transições mais confiáveis para a estimativa são HeI  $\lambda$ 5876 e HeII  $\lambda$ 5411 por serem as mais isoladas. Calculamos em cada  $\Delta t$  a abundância iônica fornecida por cada transição e a média simples destas abundâncias para cada estágio de ionização. Para encontrar o valor final da abundância numérica do hélio, somamos o valor médio de HeI com o de HeII. A incerteza dada no valor final provém da dispersão dos pontos. Estimamos a abundância iônica total, para o hélio como sendo (figs. 46 e 47):

$$\log(N_{He}/N_{H+}) \approx -0.57 \pm 0.08$$

No caso do O e do Ne, para os quais eram também disponíveis mais do que 1 estágio de ionização somamos cada abundância iônica referente a cada estágio de ionização em cada  $\Delta t$ , obtendo-se um limite inferior para a abundância numérica total em cada  $\Delta t$ .



Fig. 46 - Abundância Iônica Numérica de HeI.



Fig. 47 - Abundância Iônica Numérica de HeII

Estimamos a abundância iônica numérica de NII utilizando a linha de [NII]  $\lambda$ 5755 (fig. 48).



Fig. 48 - Abundância Iônica Numérica de NII.



**Fig. 49** - Abundância Iônica Numérica de ArIII a partir de [ArIII]  $\lambda$ 5192, [ArIII]  $\lambda$ 7136. e [ArIII]  $\lambda$ 7751.

No caso do argônio (fig. 49), a linha [ArIII]  $\lambda$ 5192 era muito fraca, e a linha de [ArIII]  $\lambda$ 7751 possivelmente estava superposta com [SI]  $\lambda$ 7725, OI  $\lambda$ 7773. Nos espectros em que não se usou filtro corta ordem há contaminação pela segunda ordem do [NeIII]  $\lambda$ 3869 (fig. 50 e 51).



Fig. 50 - Abundância Iônica Numérica de SII e SIII.

A nossa estimativa mais incerta é a de enxofre, pois dispomos de apenas uma transição, em  $\Delta t$ =86 d, [SII]  $\lambda\lambda4069,4076$ , a qual se encontra superposta pelo menos com H $\delta\lambda4101$ . Outras duas transições do [SIII] em 9069 Å e 9532 Å são vistas em  $\Delta t$  = 298 d, ou seja no extremo vermelho onde não temos cobertura em mais da metade das observações. A transição de [SIII]  $\lambda$ 9069 se mostrou razoavelmente intensa e isolada, mas a transição de [SIII]  $\lambda$ 9532 é superposta à de Paschen em 9545 Å, conjunto o qual não foi separado artificialmente. A estimativa para o [SIII] foi feita usando-se a média entre as intensidades das linhas em 9069 Å e 9532 Å (fig. 50).

As curvas de abundância para o neônio são fornecidas na figura 51.



Fig. 51 - Abundância numérica de Ne.

O cálculo de abundância para o [NeIV] foi prejudicado devido a incerteza na intensidade de [NeIV]  $\lambda$ 4721 dada a superposição deste com HeII  $\lambda$ 4686. As incertezas na determinação dos fluxos das linhas de [NeV] são devidas a incertezas instrumentais. A calibração espectrofotométrica nesta região é muito difícil, dada a perda de sinal abrupta no azul. As próprias tabelas disponíveis para a calibração em fluxo apresentam um corte a partir de 3300 Å, relativamente próximo à [NeV]  $\lambda$ 3346. Para o cálculo da abundância numérica de neônio, obtemos inicialmente uma média simples referente a cada estimativa de abundância numérica iônica em cada  $\Delta$ t. Com estes valores, somamos a contribuição de cada ionização presente em cada época, obtendo um limite inferior para abundância total numérica em cada época. Selecionamos os dias em que havia estimativas para 3 estágios de ionização e o dia 731. Com as abundâncias numéricas destes 3 dias fizemos a média ponderada com as variâncias inversas de cada estimativa. Esta média ponderada constitui nossa estimativa final para o limite inferior da abundância numérica de neônio.

$$\begin{split} N_{Ne} &= \frac{\sum_{\Delta t} N_{Ne}(\Delta t) p_{\Delta t}^{2}}{p_{\Delta t}^{2}} \quad \text{, onde} \quad p^{2} = \frac{1}{\sigma^{2}} \\ \sigma_{N_{Ne}} &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{\Delta t} \frac{1}{\sigma_{\Delta t}^{2}}} \quad \text{,} \end{split}$$

onde o  $\sigma_{NNe}$  é o desvio padrão, p é o peso estatístico e N é o número total de pontos. Obtemos assim o seguinte limite:

$$\log(N_{\rm Ne}/N_{\rm H+}) > -2.98 \pm 0.02$$

Em comparação, a abundância de oxigênio (fig. 52), onde utilizamos o mesmo procedimento para estimativa de abundância, é:

$$\log(N_{0}/N_{H^{+}}) > -3.83 \pm 0.03$$

Estes erros em abundância tem caráter formal. As incertezas esperadas devido a erros sistemáticos são maiores ou da ordem de 0.3 dex.



Fig. 52 - Abundância numérica de oxigênio.

Estas medidas acrescentam portanto mais indícios à hipótese de que a Nova Velorum 1999 contenha uma primária de O-Ne-Mg.

Os resultados para abundância do Fe (fig. 53) foram obtidos com a intensidade da linha de [FeVII]  $\lambda 6087$ .



Fig. 53 - Abundância iônica numérica de ferro.

Para a obtenção da estimativa de abundância de ferro utilizamos o mesmo procedimento efetuado para o neônio e oxigênio. Neste procedimento no entanto, consideramos uma incerteza mínima de 0.1 dex, maior do que a incerteza formal obtida do cálculo de densidade e temperatura eletrônica para alguns dias, como mostrado na figura 52. Justificamos este procedimento pelas incertezas na determinação de intensidades das linhas de [FeVII] e das próprias incertezas nas constantes atômicas utilizadas.

$$\log(N_{\rm Fe}/N_{\rm H_{\perp}}) > -3.65 \pm 0.02$$

Na tabela 14, comparamos os valores de abundância numérica para a Nova Velorum 99 com os encontrados para novas sem sobreabundância de neônio (normais), V2214 Oph, uma nova de neônio e com a abundância solar.

Elemento	Novas	Num. Íon <sup>*</sup>	N Vel 99	V2214 Oph	Solar
	"normais"				
He	0.17	2	≈ 0.27	0.19	0.068
0	0.0086	3	> 0.00015	0.011	0.00069
Ne	0.00067	3	> 0.0011	0.0025	0.00010
Fe		1	> 0.00023		0.000034

**Tab. 14** - Abundâncias numéricas comparadas.\* - Número de ionizações utilizadas para o cálculo da abundância numérica considerada Ver referências no texto.

As novas de neônio formam uma classe heterogênea considerando tanto as características fotométricas como suas abundâncias. Encontramos novas deste tipo praticamente exauridas de He e H como V1370 Aql e novas lentas como V450 Cyg, sendo que a maioria dos membros desta classe é composta por novas rápidas. Abundâncias em massa de He maiores do que 0.4 são encontradas em T Aur (Gallagher, 1980), RR Pic (Williams e Gallagher, 1980), HR Del (Tylenda, 1978), V443 Sct (Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994) e nas novas de neônio V1974 Cyg (Hayward et al., 1996) e QU Vul (Saizar et al., 1982). Embora existam divergências entre os autores para V1974 Cyg (0.32 encontrado por Austin et al., 1996) e QU Vul (Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994: 0.26 e Austin et al., 1996). QV Vul (Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994), V443 Sct (Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994) e nas novas de neônio V2214 Oph (Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994) e V1974 Cyg (Austin et al., 1996). Os nossos valores de abundância numérica para o neônio são 20% maiores que aqueles encontrados em V1500 Cyg como calculados por Lance, McCall e Uomoto,

1988, embora estejam muito abaixo do calculado por Ferland e Shields, 1978 para o mesmo objeto. Obtivemos uma relação entre a abundância numérica de oxigênio e a de neônio para N Vel 1999 igual a 0.14, relativamente baixo considerando-se que a maior parte dos valores observados entre as novas de neônio se encontra entre 0.8 e 7. Porém o valor para N Vel é maior do que as duas estimativas que temos para a nova de neônio V1370 Aql obtidas por Snijders et al., 1987 e Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994 e para a V838 Her que também é nova de neônio (Vanlandinghan et al., 1997). O baixo valor encontrado para a abundância de oxigênio com relação a de neônio poderia eventualmente ser justificada considerando-se grandes correções de ionização. Por outro lado, a análise do gráfico da figura 54 pode sugerir a existência de 2 populações de novas de neônio com razões de O/Ne distintas.



**Fig. 54** – Gráfico da razão de abundância numérica O/Ne  $\times$  O/H para novas de neônio. As novas de neônio em geral são indicadas por um círculo (•) e a Nova Velorum 1999 por um X (×).

Esta é a terceira nova onde se encontra sobreabundância de Fe. Encontrou-se um valor de Fe/H para GQ Mus 1983 maior do que 0.0003, (Pacheco, 1985) e 0.002 para V1370 Aql, (Snijders et al., 1987) (respectivamente 8 e 60 vezes o valor solar) em comparação encontra-se um valor de apenas 0.00003 para Fe/H em V1500 Cyg 1975, ou seja da ordem do valor solar (Ferland e Shields, 1978). A existência de ferro não é associada com nucleossíntese de ferro durante a vida de uma binária cataclísmica. O ambiente onde ocorre o fenômeno de nova não é propício para a formação de ferro. Discrepâncias entre as nossas medidas de ferro e o valor inferido por Mukai, 1999 podem ser devidas ao fato de que consideramos a média da envoltória e não apenas a região de formação de linhas no espectro de raios-X, que poderia estar fora do equilíbrio de ionização. Na tabela 15 fornecemos as abundâncias numéricas em valores solares.

	<b>N</b> T // <b>1N</b>	N. I. I. 1.000	
Elemento	Novas "normais"	N Vel 1999	V2214 Oph
(			• •
He/He <sub>solar</sub>	2.5	>= 4.0	2.9
O/O <sub>solar</sub>	12	> 0.21	16
		10.0	• •
Ne/Ne <sub>solar</sub>	6.8	> 10.8	26
Fe/Fe <sub>solar</sub>		> 6.7	

Tab. 15 - Abundâncias numéricas comparadas em unidades solares.