

Università di Pisa

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2004-2005

Tesi di Laurea Specialistica

*Studio della Luminosità Bolometrica per le
Novae Classiche nella Grande Nube di
Magellano*

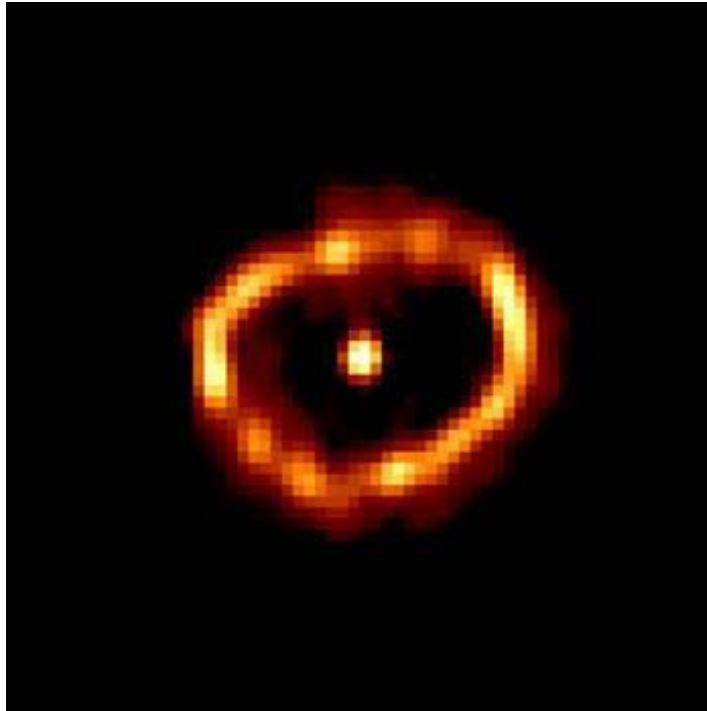
Candidato
Walter Del Pozzo

Relatore
Prof. Steven N. Shore

Indice

1	Introduzione	4
2	Sistemi binari e Novae	9
2.1	Classificazione delle variabili cataclismiche	10
2.1.1	Novae classiche	10
2.1.2	Novae ricorrenti	10
2.1.3	Novae nane	11
2.2	Parametri ed Evoluzione di un Sistema Binario	11
2.2.1	Circularizzazione e Sincronizzazione	14
2.2.2	Evoluzione di sequenza principale e RGB	16
2.2.3	Sistemi binari interagenti e trabocco del lobo di Roche	17
2.2.4	Accrescimento da vento stellare	23
2.3	Nane Bianche e TNR	25
2.3.1	Nane bianche	25
2.3.2	Accrescimento e mixing	28
2.3.3	Massa critica	31
2.3.4	Accensione dello shell	32
3	Idrodinamica Dell'Eietto	37
3.1	Evoluzione Spettroscopica UV	40
3.1.1	Fireball	42
3.1.2	Iron Curtain	44
3.1.3	Fase Nebulare	52
4	Le Novae In LMC	58
4.1	L'International Ultraviolet Explorer	58
4.2	Nova LMC 1992	61
4.2.1	Spettroscopia ottica	63
4.2.2	Spettroscopia UV	65
4.2.3	Analisi dei dati	70
4.3	Nova LMC 1991	84
4.3.1	Spettroscopia ottica	84
4.3.2	Spettroscopia UV	86
4.3.3	Analisi dei dati	90

4.4	Nova LMC 1990 No.1	101
4.4.1	Spettroscopia ottica	102
4.4.2	Spettroscopia UV	102
4.4.3	Analisi dei dati	105
4.5	Nova LMC 1990 No.2	116
4.5.1	Spettroscopia UV	117
4.5.2	Analisi dei dati	120
4.6	Nova LMC 1988 No.1	123
4.6.1	Spettroscopia UV	125
4.6.2	Analisi dei dati	130
4.7	Nova LMC 1988 No.2	142
4.7.1	Spettroscopia ottica	143
4.7.2	Spettroscopia UV	146
4.7.3	Analisi dei dati	150
4.8	Nova LMC 1995	154
4.8.1	Spettroscopia UV	156
4.8.2	Analisi dei dati	160
5	Conclusioni	166
A	Evoluzione delle popolazioni dopo il Turn-off	170
B	Equazione di stato per la materia degenere	174
C	Instabilità Rayleigh-Taylor	176



Nova Cygni nella banda $H\alpha$. Attualmente è la nova più studiata sulla quale si basano la maggior parte dei modelli. L'immagine, presa dal telescopio spaziale Hubble, risale al 1994, due anni dopo l'outburst. Le dimensioni della sorgente centrale sono $0''.2$.

Capitolo 1

Introduzione



Figura 1.1. La Grande Nube di Magellano. Deve il suo nome al navigatore F. Magellano che la osservò insieme alla Piccola Nube di Magellano durante la circumnavigazione del mondo. Il nodo rosso a sinistra è 30 Doradus (nebulosa Tarantola), zona in cui si registra un'intensa formazione stellare.

Le novae, dal latino *nova*, nuova, sono uno dei fenomeni più energetici, violenti e spettacolari dell'intero universo. Stelle che all'improvviso iniziano a risplendere migliaia di volte più intensamente per un periodo di giorni o settimane per poi tornare lentamente allo stato iniziale. In principio i primi astronomi pensarono si trattasse di nuove stelle, da cui il nome, che annunciavano la loro venuta al mondo con una esplosione violentissima. Lo studio e l'accumularsi di dati riguardo a questi fenomeni piuttosto comuni ha permesso di costruire dei modelli che non hanno niente a che vedere con la visione sotto certi punti di vista poetica dei primi astronomi. Secondo i modelli sviluppati ad oggi una nova è una nana bianca, un tipo particolare di stella, che esplosione esplendo i suoi strati superficiali a velocità e temperature elevatissime e rendendosi milioni di volte più luminosa che nel suo stato quiescente. Tra i primi tentativi di caratterizzare tutte le novae secondo proprietà comuni è da annoverarsi quello di Curtis intorno agli anni venti. Curtis postulò che tutte le novae raggiungessero la stessa luminosità massima e si servì di questa assunzione per misurare le dimensioni della Galassia contribuendo al dibattito tra Kapteyn e Shapley riguardo a questo argomento. Chiaramente l'assunzione di Curtis era sbagliata e non esistono ad oggi evidenze che la supportino. Studi sistematici delle curve di luce e degli spettri delle novae galattiche fino al 1957 si trovano in Payne-Gaposchkin[1] in cui iniziano ad emergere varie correlazioni tra le caratteristiche di tali fenomeni. Tali studi hanno permesso di capire ad esempio che più velocemente diminuisce la luminosità di una nova dopo il picco tanto più luminoso è il picco stesso e tanto maggiori sono le velocità ricavate dagli spettri. Nel libro di Payne-Gaposchkin per la prima volta vengono individuate varie classi di velocità secondo la definizione dei tempi t_2 e t_3 , rispettivamente i tempi *in giorni* perchè la magnitudine diminuisca di due o tre unità rispetto al picco. A Schmidt[2] si deve il prototipo di Maximum Magnitude Rate of Decline relation, MMRD da ora in poi. Correggendo i precedenti lavori di McLaughlin e Kopylow, Schmidt ottenne una relazione del tipo:

$$M_V = A + B \log t_d \quad (d = 2, 3)$$

$$A \simeq -11$$

$$B \simeq 3$$

a cui tutti gli studi fino ad ora si richiamano. Le modifiche a tale forma funzionale negli anni sono state molte [3][4], e le ultime analisi [5] sono compatibili con:

$$M_V = -7.92 - 0.81 \arctan \frac{1.32 - \log t_2}{0.23}$$

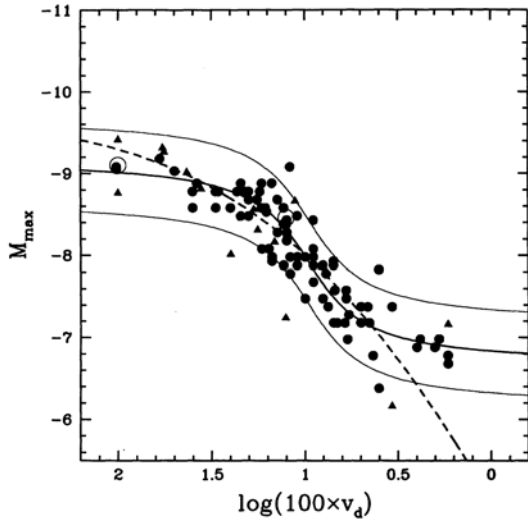


Figura 1.2. MMRD per le novae scoperte fino al 1995. Da Della Valle & Livio (1995).

L'importanza di una relazione tra magnitudine assoluta e tempo di declino forse non è completamente ovvia; oltre ad essere una relazione, seppur empirica, tra due quantità che potrebbero in linea di principio essere scorrelate, è una misura di distanza. Quando un astronomo osserva un oggetto nel cielo ne raccoglie la luce e dalla quantità raccolta assegna un livello di luminosità all'oggetto stesso, la magnitudine apparente. L'astronomo sa bene però che la magnitudine apparente è ben diversa dalla magnitudine assoluta che misura la quantità di luce effettivamente emessa dall'oggetto. E' banale infatti essere d'accordo sul fatto che più una sorgente è lontana e più ci appare debole. La magnitudine apparente m e quella assoluta M sono legate da una semplice relazione:

$$M - m = 5 - 5 \log D; \quad D \text{ in parsec}$$

sostituendo $M = f(t_d)$:

$$D = 10^{\frac{5 - f(t_d) + m}{5}}$$

dove t_d e m sono quantità *osservabili*. Disporre di un ulteriore "metro" astrofisico è fondamentale, ogni progresso nel campo della cosmologia è sempre stato preceduto dalla disponibilità di indicatori di distanza più precisi. Basti pensare alla scoperta fatta da Hubble sulla recessione delle galassie che sarebbe stata impossibile senza le misure di distanza fornite dalla relazione periodo-luminosità per le Cefeidi scoperta da Levitt pochi anni prima. La frequenza delle novae, nel 1977 se ne conoscevano già trecento circa[6], e la possibilità di osservarle a grandi distanze giustificano ampiamente ogni ricerca nel tentativo di eviscerare i segreti di questi meravigliosi fenomeni cosmici. Per poter

disporre del metro fornito dalle novae occorre però calibrarlo e per far questo è necessario confrontarlo con altri metri già a nostra disposizione. Per questa ragione questa tesi limita lo studio alle novae osservate nella Grande Nube di Magellano, LMC. Questa galassia irregolare compagna della Via Lattea è uno degli oggetti la cui distanza è nota con maggiore precisione grazie alle molte Cefeidi che là vivono e che offrono un valido confronto. Le formule di sopra non tengono però conto di un fenomeno fisico che interviene in tutte le misure astronomiche: l'arrossamento. La luce osservata non giunge pura dalla sorgente, ma è filtrata dal mezzo interstellare, gas e polveri diffuse, che priva di energia la radiazione. Per capire questo fenomeno è sufficiente pensare al Sole al tramonto: avvicinandosi all'orizzonte la sua luce tende a diventare sempre più rossa perchè attraversa uno spessore di atmosfera via via maggiore. Il caso ha voluto che l'arrossamento per la luce proveniente da LMC sia molto minore rispetto a quello galattico e che sia meglio conosciuto così che le correzioni ai dati siano semplici oltre che ampiamente documentate e discusse nella letteratura.

Il problema su cui è incentrata questa tesi sono le condizioni di validità della MMRD. Secondo i modelli ogni nova dovrebbe presentare una fase di luminosità bolometrica costante, CBL, durante la quale l'energia emessa in tutte le lunghezze d'onda resta all'incirca costante. Tale ingrediente è fondamentale in quanto gli astronomi spesso scoprono una nova solo dopo il massimo da questa raggiunta, l'esistenza di una fase di CBL assicura che la luminosità misurata è effettivamente la massima raggiunta dalla nova e quindi determina l'applicabilità della MMRD. Al termine della CBL il declino della curva di luce è dovuto esclusivamente all'espansione dello shell la cui legge è in buona approssimazione nota; ma cosa accade quando la sorgente interna si spegne? Per utilizzare le novae come candele standard occorre sapere come trattare questa eventualità e come capire che le reazioni nucleari sulla superficie della nana bianca non siano più efficienti senza osservare l'emissione X o γ . Vedremo come questa misura del tempo del turn-off sia possibile osservando il grado di ionizzazione dello shell. Questo infatti in assenza del flusso ionizzante evolve secondo l'equilibrio ricombinazione-espansione che è possibile calcolare analiticamente e successivamente fittare sui dati sperimentali.

Prima di poter analizzare gli spettri e le curve di luce delle novae in LMC occorre però capire come e perchè un fenomeno come una nova avvenga. Per far questo bisogna capire quali siano i sistemi che possano evolvere verso tale stato e quali siano i meccanismi responsabili dell'esplosione e tentare di spiegare, a volte anche qualitativamente, perchè una nova è così come la osserviamo. In questo modo la MMRD può poggiare su solide basi fisiche ed essere utile a quello che è lo scopo di tutti coloro che si occupano di astrofisica: capire perchè l'universo è così come lo vediamo.

Capitolo 2

Sistemi binari e Novae

Tutte le classi di novae scoperte fino ad oggi appartengono al gruppo delle variabili cataclismiche, CV. Con il termine di variabili cataclismiche si indicano tutti quei sistemi binari che periodicamente, DN e RN, o meno, CN, sperimentano una variazione di luminosità più o meno ampia. Il fatto che tali stelle variabili potessero essere in realtà sistemi binari non è stato noto fino a che Joy nel 1952 ha scoperto che la DN SS Cygni era una variabile spettroscopica, scoperta ripetuta nel 1954 per AE Aquarii. Nel 1962 Kraft propose che tutte le DN fossero stelle binarie e nel 1964 estese la sua proposta alle CN. Robinson e Warner raccolgono in una lunga discussione alcuni fatti accettati riguardanti le CV:

1. Sono favoriti i sistemi con periodi brevi, minori di 1 giorno, ma esistono molte eccezioni;
2. Tutti i sistemi includono una stella blu a bassa luminosità e nei sistemi con periodo orbitale maggiore di un quarto di giorno è osservabile lo spettro di una stella late-type;
3. Il periodo orbitale non è collegato con l'ampiezza dell'outburst;
4. Il periodo orbitale non è collegato con la periodicità dell'outburst;
5. La luminosità varia secondo molti tempi scala non collegati al periodo orbitale.

Soprattutto dai punti 3,4,5 sembra evidente che le caratteristiche orbitali, nella fattispecie periodo breve, determinano le condizioni secondo le quali un sistema può evolvere in una variabile cataclismica, ma la fisica dell'outburst è indipendente dalle condizioni orbitali del sistema. Vedremo che questo quadro è consistente con i modelli sviluppati fino ad oggi. Breve periodo significa per la terza legge di Keplero piccola separazione tra le due componenti.

2.1 Classificazione delle variabili cataclismiche

2.1.1 Novae classiche

Le novae classiche, CN, sono sistemi che incorrono in una subitanea e molto ampia variazione di luminosità, la variazione di magnitudine arriva anche a $\Delta m \sim 12$, a causa di un processo di Thermonuclear Runaway spinto dall'accensione delle reazioni nucleari nel materiale degenere che espelle dalla superficie della nova $10^{-4} - 10^{-6} M_{\odot}$ di gas. A seconda della composizione chimica nel gas eiettato, e quindi della nana bianca, si distinguono due classi di novae: CO e ONe. Le novae al carbonio sono la maggioranza, circa i due terzi del totale. L'evoluzione spettroscopica è circa la medesima, ma le novae ONe tendono ad essere più luminose mentre nelle novae CO è stata osservata in alcuni casi la formazione di un denso shell di polvere. Le luminosità raggiunte sono dell'ordine di $10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ rendendo di fatto le novae il terzo fenomeno più energetico osservato finora nell'universo. Le CN vengono classificate secondo lo schema proposto da Payne-Gaposchkin nel 1957 basato sulla velocità di decadimento della luminosità. Definendo t_d come il tempo perchè la magnitudine diminuisca di d unità, di solito si usa $d = 2, 3$, le novae vengono classificate in base alla velocità.

	Classe di Velocità
$151 \leq t_2 \leq 250$	<i>very slow</i>
$81 \leq t_2 \leq 150$	<i>slow</i>
$26 \leq t_2 \leq 80$	<i>moderately fast</i>
$11 \leq t_2 \leq 25$	<i>fast</i>
$t_2 \leq 10d$	<i>very fast</i>

2.1.2 Novae ricorrenti

Le novae ricorrenti, RN, sono sistemi soggetti a rapida ed ampia variazione di luminosità dovuta, come per le CN, all'innescio delle reazioni nucleari con successivo TNR, ma le energie rilasciate sono minori. Come suggerisce il nome, le RN sono sistemi ricorrenti di cui sono stati osservati almeno 2 outbursts. La periodicità va da 100 a 10 anni circa. Le masse eiettate sono molto inferiori rispetto alle CN, si stimano intorno a $10^{-7} M_{\odot}$, tanto da non mostrare nemmeno la fase otticamente spessa che, come vedremo, caratterizza le fasi iniziali dell'outburst. Vari studi numerici predicono la possibilità che le RN siano da ritenere sistemi progenitori per le Supernovae tipo Ia, infatti in molti casi la massa di gas espulso dal TNR è inferiore a quella accresciuta, aumentando gradualmente la massa della nana bianca fino al superamento del limite di Chandrasekhar e quindi all'esplosione di Supernova. Vari sistemi appartenenti a questa classe di novae sono noti come sistemi in accrescimento da vento stellare, U Sco o Nova LMC1990 No.2, infatti dalle analisi spettrali si è potuta stabilire l'esistenza di un vento proveniente dalla secondaria. Anche le RN sono classificate secondo lo schema Payne -Gaposchkin.

2.1.3 Novae nane

Le nove nane, DN, sono un fenomeno differente. Anzitutto è non esplosivo, ma di tipo idrodinamico. L'origine delle DN infatti si ritiene essere un'instabilità termica nel disco di accrescimento attorno alla primaria, con conseguente aumento della luminosità. Tale aumento è molto più piccolo che per le CN o le RN ed inoltre si osserva una periodicità minore che per le RN.

2.2 Parametri ed Evoluzione di un Sistema Binario

Le stelle non sono corpi solitari, il Sole non deve trarre in inganno, ma "sociali". Le osservazioni dimostrano che tendono a formarsi in gruppo in strutture, dette ammassi, che comprendono dalle centinaia ai milioni di stelle. I casi forse più eclatanti sono gli ammassi globulari come 47 Tucanae visibile nell'emisfero sud.



Figura 2.1. Ammasso globulare 47 Tucanae. Da antwrp.gsfc.nasa.gov/

Le stelle si formano dal collasso gravitazionale di nubi molecolari. Mano a mano che il collasso procede, le nubi si frammentano fino a formare varie protostelle spesso strettamente legate dalla mutua attrazione gravitazionale a formare sistemi binari, tripli o componenti più stelle. I sistemi binari in cui ha origine il fenomeno nova nascono tipicamente come coppie di stelle con masse di 2-10 masse solari. Tali masse sono necessarie perchè si producano gli elementi necessari al Thermonuclear Runaway, TNR, come vedremo in seguito. Riprendiamo la storia da dove l'avevamo interrotta; il gas della nube molecolare sta collassando a formare due protostelle che orbitano intorno al comune centro di

massa. Durante il collasso la pressione nel gas aumenta e di conseguenza il gas si scalda fino a raggiungere al centro della protostella la temperatura necessaria all'innesco delle reazioni nucleari. Questa fase, detta di pre-sequenza principale, dura circa il tempo di Kelvin-Helmholtz, 10^7 anni per $1M_{\odot}$. In pre-sequenza principale l'involuppo della stella può considerarsi completamente convettivo fin tanto che la sorgente nucleare al centro non è ancora attiva. E' in questa fase che l'influenza della forza di marea reciproca ha influenza maggiore sulle caratteristiche orbitali del sistema. In generale l'effetto di un campo gravitazionale su di un corpo macroscopico si può analizzare in termini del campo applicato al centro di massa del corpo più una parte residua detta di marea. Approssimando per $|\vec{r}| \ll |\vec{R}|$, cioè trascurando le dimensioni del corpo che genera il camporispetta alla separazione del sistema binario, la forza si scrive:

$$\vec{g}(\vec{R} + \vec{r}) \simeq -\frac{Gm_1}{R^3} (\vec{R} + \vec{r}) \left(1 - 3\frac{\vec{R} \cdot \vec{r}}{R^2} \right) \quad (2.1)$$

e quindi alla fine il campo si scrive come la somma di due termini:

$$\vec{g}(\vec{R} + \vec{r}) \simeq -\frac{Gm_1}{R^3} \vec{R} - \frac{Gm_1}{R^3} \left(\vec{r} - 3\frac{(\vec{R} \cdot \vec{r})}{R^2} \vec{R} \right) \quad (2.2)$$

il primo termine è il campo nel centro di massa, mentre il secondo è il campo di marea. Ponendosi nel riferimento "in caduta libera" nel centro del corpo 2 il campo del centro di massa è cancellato dalle forze non inerziali. Il campo residuo sul corpo 2 è quindi:

$$\vec{g}_t = -\frac{Gm_1}{R^3} \left(\vec{r} - 3\frac{(\vec{R} \cdot \vec{r})}{R^2} \vec{R} \right) \quad (2.3)$$

Nel caso il corpo soggetto alle forze di marea sia fluido, si generano dei flussi macroscopici di materia in quanto il campo gravitazionale dipende non solo dalla coordinata radiale, ma anche dalle variabili angolari. Gli effetti del campo mareale della Luna sulla Terra sono noti a tutti, sono appunto le maree da cui tutta la teoria a cui sto accennando prende il nome. Il potenziale da cui può essere ricavato il campo di marea è:

$$\Phi_t(\vec{r}) = \frac{Gm_1}{2R^3} \left(r^2 - 3\frac{(\vec{R} \cdot \vec{r})^2}{R^2} \right) ; \quad -\nabla\Phi_t(\vec{r}) = \vec{g}_t(\vec{r}) \quad (2.4)$$

Se θ è l'angolo compreso tra \vec{r} e \vec{R} :

$$\Phi_t(\vec{r}) = -\frac{Gm_1 r^2}{4R^3} (1 + 3\cos 2\theta) \quad (2.5)$$

una massa unitaria nel punto (r, θ) sarà soggetta quindi al potenziale totale:

$$\Phi(r, \theta) = \Phi_0(r) - \frac{Gm_1 r^2}{4R^3} (1 + 3 \cos 2\theta) \quad (2.6)$$

dove Φ_0 è il potenziale gravitazionale "standard" generato dal corpo 2. Il potenziale di sopra determina completamente l'andamento della densità tramite l'equazione di Poisson:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \Phi(r, \theta) \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \Phi(r, \theta) \right) = 4\pi G \rho(r, \theta) \quad (2.7)$$

Sviluppando termine a termine:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \Phi(r, \theta) \right) = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \Phi_0 + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \Phi_0 - \frac{Gm_1}{R^3} (1 + 3 \cos 2\theta) \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \Phi(r, \theta) \right) &= \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \left(\frac{3Gm_1}{2R^3} \sin 2\theta \right) + \frac{3Gm_1}{R^3} (\cos 2\theta) = \\ &= \frac{3Gm_1}{2R^3} (1 + 3 \cos 2\theta) \end{aligned} \quad (2.9)$$

da cui la forma della densità in caso di marea esterna:

$$\rho(r, \theta) = \frac{1}{4\pi G} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} \Phi_0 + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \Phi_0 + \frac{Gm_1}{2R^3} (1 + 3 \cos 2\theta) \right] \quad (2.10)$$

Il gradiente di densità ha quindi due componenti, una lungo \hat{r} e l'altra lungo $\hat{\theta}$. Sia $\Phi_0 \propto r^2$, l'equivalente di una sfera uniforme, la densità è semplicemente:

$$\rho(r, \theta) \propto \text{const} + 3 \cos 2\theta \quad (2.11)$$

Il massimo della densità si ha per $\theta = 0$ e diminuisce all'avvicinarsi ai poli. Il corpo tende ad assumere quindi una forma ellissoidale. In realtà le due stelle ruotano ciascuna intorno al proprio asse ed intorno al centro di massa. Un osservatore sulla stella 2 vedrà l'effetto propagarsi secondo la legge:

$$\phi = (\Omega_2 - \omega) t + \phi_0 \quad (2.12)$$

dove ϕ è la longitudine, Ω_2 è la velocità angolare di rotazione intorno al proprio asse e ω è la velocità angolare di rotazione orbitale. Il potenziale a cui una massa unitaria posta a distanza r dal centro della stella nel riferimento solidale con quest'ultima sarà :

$$\Phi(r, \theta, t) = \Phi_0(r) - \frac{Gm_1 r^2}{4R^3} (1 + 3 \cos 2\theta) \cos 2((\Omega_2 - \omega) t + \phi_0) \quad (2.13)$$

2.2.1 Circolarizzazione e Sincronizzazione

Le stelle sono corpi fluidi, un potenziale come sopra mi induce necessariamente dei moti macroscopici in quanto le linee a densità costante tendono a disporsi parallele alle linee equipotenziali e per effetto della viscosità tali moti hanno l'effetto di variare il momento angolare. Indicativamente si può già vedere che la condizione di equilibrio si ha per $\Omega_2 - \omega = 0$ cioè quando si ha sincronia tra rivoluzione e rotazione. La dinamica di come tale equilibrio si raggiunga è molto complicata e comporta l'analisi dei meccanismi di trasporto del momento angolare all'interno della stella, meccanismi che dipendono da convezione, turbolenza e quindi anche dalla fase evolutiva in cui la stella si trova. Dalla variazione dell'energia si può comunque ricavare un'equazione che descrive il tempo caratteristico perchè i due moti di rotazione si sincronizzino. Trascurando la velocità di rotazione della stella 1, l'energia ed il momento angolare totale del sistema binario si scrivono nel riferimento del centro di massa del sistema come:

$$E = \frac{1}{2}I_2\Omega_2^2 - \frac{1}{2}\mu a^2\omega^2 \quad (2.14)$$

$$J = I_2\Omega_2 + \mu a^2\omega \quad (2.15)$$

e dalla terza legge di Keplero:

$$a = [G(m_1 + m_2)]^{1/3} \omega^{-2/3} \quad (2.16)$$

che sostituita nelle espressioni precedenti:

$$E = \frac{1}{2}I_2\Omega_2^2 - \frac{1}{2}\mu [G(m_1 + m_2)]^{2/3} \omega^{2/3} \quad (2.17)$$

$$J = I_2\Omega_2 + \mu [G(m_1 + m_2)]^{2/3} \omega^{-1/3} \quad (2.18)$$

Supponiamo che il momento angolare totale si conservi, $\dot{J} = 0$:

$$\dot{I}_2\Omega_2 + I_2\dot{\Omega}_2 - \frac{1}{3}\mu [G(m_1 + m_2)]^{2/3} \omega^{-4/3}\dot{\omega} = 0 \quad (2.19)$$

e prendiamo la variazione dell'energia:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2}\dot{I}_2\Omega_2^2 + I_2\dot{\Omega}_2\Omega_2 - \frac{1}{3}\mu [G(m_1 + m_2)]^{2/3} \omega^{-1/3}\dot{\omega} \quad (2.20)$$

ora dalla condizione su J si può ricavare $\dot{\omega}$:

$$\dot{\omega} = 3\mu^{-1} [G(m_1 + m_2)]^{-2/3} \left(\dot{I}_2\Omega_2 + I_2\dot{\Omega}_2 \right) \omega^{4/3} \quad (2.21)$$

e sostituirlo nell'equazione per l'energia supponendo che la distorsione, \dot{I}_2 , sia trascurabile:

$$\frac{dE}{dt} = -(\omega - \Omega_2) I_2\dot{\Omega}_2 \quad (2.22)$$

quindi dall'analisi dimensionale:

$$t_{sync}^{-1} \simeq \frac{1}{(\omega - \Omega_2)} \frac{d\Omega_2}{dt} \quad (2.23)$$

Considerando il momento di inerzia totale del sistema si arriva ad una relazione di scaling per il tempo in cui l'orbita diventa circolare:

$$t_{circ}^{-1} \simeq -\frac{1}{e} \frac{de}{dt} \quad (2.24)$$

dove e è l'eccentricità legata al momento angolare e all'energia totale del sistema binario da:

$$e = \sqrt{1 - \frac{2J^2 E}{G^2 (m_1 + m_2)^2 \mu^3}} \quad (2.25)$$

dove μ è la massa ridotta del sistema. Per stimare ad esempio $\dot{\Omega}_2$ è necessario studiare i meccanismi di dissipazione legati alla viscosità all'interno dell'involuppo convettivo della stella. Il parametro caratteristico per il confronto con i processi dinamici è il tempo scala per la frizione convettiva:

$$t_f = \left[\frac{MR^2}{L} \right]^{1/3} \quad (2.26)$$

Il momento torcente esercitato dalle forze di marea[7]:

$$\Gamma = 6 \frac{\lambda_2}{t_f} q^2 MR^2 \left(\frac{R}{a} \right)^6 (\omega - \Omega_2) \quad (2.27)$$

si accoppia ai parametri interni della stella legati ai meccanismi della convezione tramite il coefficiente λ_2 . Il moto oscillatorio delle parcelle di fluido convettivo determina λ_2 [7]:

$$\lambda_2 = 0.019 \alpha^{4/3} \sqrt{\frac{320}{320 + \eta^2(t_f)}} \quad (2.28)$$

Dove $\eta(t_f)$ è legato alla differenza tra le velocità angolari di rotazione e rivoluzione oltre al tempo di frizione convettivo e a Π , il tempo di inversione per il moto delle parcelle convettive. Sfruttando le equazioni [7][8] per le variazioni di eccentricità e separazione è possibile dare una espressione per i tempi di sincronizzazione e circolarizzazione ricavati in precedenza:

$$\begin{aligned} t_{sync}^{-1} &= 6 \frac{\lambda_{sync}}{t_f} q^2 \frac{MR^2}{I} \left(\frac{R}{a} \right)^6 & (2.29) \\ \lambda_{sync} &= 0.019 \alpha^{4/3} \sqrt{\frac{320}{320 + \eta_{sync}^2(t_f)}} \\ \eta_{sync} &= \frac{2 |\omega - \Omega_2| t_f}{\Pi} \end{aligned}$$

e per la circolarizzazione:

$$\begin{aligned}
t_{circ}^{-1} &= 21 \frac{\lambda_{circ}}{t_f} q (q+1) \left(\frac{R}{a}\right)^8 \\
\lambda_{circ} &= 0.019 \alpha^{4/3} \sqrt{\frac{320}{320 + \eta_{circ}^2(t_f)}} \\
\eta_{circ} &= \frac{\omega t_f}{\Pi}
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Secondo Zahn la maggior parte dei sistemi binari la circolarizzazione avviene in fase di presequenza principale[9]. Durante tale fase le stelle possono essere considerate completamente convettive e quindi l'influenza del momento torcente esercitato dalle forze mareale è più efficace. Da queste considerazioni si ricava un cut-off sul periodo orbitale: non dovrebbero esserci sistemi binari eccentrici in cui almeno una delle componenti è dotata di inviluppo convettivo con periodo inferiore agli 8 giorni. Nei sistemi a breve periodo è quindi lecito assumere orbite circolari e moti di rotazione e rivoluzione sincroni semplificando così il problema, rilevante nelle novae, del trasferimento di massa tra le due componenti il sistema binario.

2.2.2 Evoluzione di sequenza principale e RGB

Una volta accese le reazioni nucleari, il sistema binario evolve in condizioni di quasi equilibrio per un periodo inversamente proporzionale alla massa della stella più massiva. Per il teorema del viriale infatti maggiore è la massa di un corpo autogravitante, maggiore è la richiesta energetica per sostenersi dal collasso gravitazionale e quindi minore è la vita media della stella stessa. Durante la fusione dell'idrogeno in elio, la stella possiede una temperatura, una luminosità ed un colore ben definiti; ad essi corrisponde una posizione sul diagramma H-R. Tutte le stelle che si trovano nella fase di fusione dell'idrogeno, che è la fase di maggior durata dell'intera vita stellare, hanno nel diagramma H-R una posizione compresa entro la fascia della sequenza principale. La massa della stella determina la posizione del suo punto rappresentativo sulla sequenza: tanto maggiore è la massa, tanto maggiori sono la sua temperatura e luminosità nella fase di bruciamento dell'idrogeno, e viceversa. La stella rimane stabile per tutta la durata di questa fase, che può variare, per le masse in considerazione, da pochi a svariati miliardi di anni. Quando l'idrogeno sta per essere esaurito nel nucleo, l'equilibrio idrostatico che si era stabilito viene a mancare, perché l'energia prodotta dalla fusione non è sufficiente a controbilanciare la pressione degli strati esterni della stella. Di conseguenza, il nucleo incomincia a contrarsi e a riscaldarsi, in modo da accelerare la fusione dell'idrogeno restante e dare il via alla fusione di elio in carbonio. Questo produce un sovrariscaldamento della stella, che deve contemporaneamente espandere gli strati più esterni per dissipare l'energia in eccesso. La temperatura superficiale della stella diminuisce, e

di conseguenza il suo colore si fa via via piu' rosso, mentre la luminosita' complessiva aumenta, dato che la superficie emittente e' aumentata con l'espansione. La stella diventa cioe' una gigante rossa, una stella piu' fredda e piu' luminosa rispetto alle stelle di sequenza principale. Il suo punto rappresentativo sul diagramma H-R si sposta verso l'alto e verso destra, risalendo quello che viene detto il "ramo delle giganti rosse". Contemporaneamente, la stella comincia a perdere massa, attraverso l'espulsione di parte dei suoi strati piu' esterni. La massa perduta alla fine di questa fase puo' essere anche una frazione significativa della massa iniziale della stella.

Nel frattempo la separazione tra le due stelle è diminuita a causa delle perdite di momento angolare dovute all'attrito dinamico dovuto alla viscosità del gas componente la stella e, come già visto, l'accoppiamento tra forze di marea e inviluppo convettivo che per le masse in considerazione rappresenta una buona percentuale, in massa, della stella.

Quando la temperatura centrale della stella ha raggiunto $10^8 K$, i nuclei di elio incominciano a fondersi a tre per volta per formare un nucleo di carbonio, la reazione 3α . La stella si sposta dalla regione delle giganti rosse ancora verso la sequenza principale.

Se la stella ha una massa inferiore a circa due volte la massa del Sole, la sua evoluzione attiva termina qui. Le stelle piu' piccole, infatti, sono piu' compatte di quelle grandi e, nel loro nucleo, il gas e' cosi' denso da raggiungere lo stato degenere: in queste condizioni, non e' possibile un'ulteriore contrazione del nucleo, e la stella non puo' innescare la fusione del carbonio prodotto. Quando l'elio sta per esaurirsi, il nucleo si contrae e gli strati esterni si espandono, per la minore produzione di energia all'interno; nel diagramma H-R, il suo punto rappresentativo risale verso il ramo delle giganti rosse. A questo punto, la stella diventa instabile e gli strati piu' esterni incominciano a pulsare, variabili Cefeidi, fino a quando non vengono espulsi in direzione radiale, lasciando scoperto il nucleo caldo e denso della stella: una nana bianca.

A questo punto il sistema binario consta di una nana bianca, composta da He ($M_{in} < 4M_{\odot}$) o CO o ONe ($4M_{\odot} < M_{in} < 8M_{\odot}$), ed una stella in fase di sequenza principale che orbitano su orbite circolari con un periodo dell'ordine dell'ora. Quando la stella in sequenza principale evolve verso il ramo delle giganti rosse, si determinano le condizioni per cui può instaurarsi trasferimento di massa tra le due componenti e quindi il sistema può evolvere in variabile cataclismica.

2.2.3 Sistemi binari interagenti e trabocco del lobo di Roche

L'idea che l'evoluzione di un sistema binario possa portare e sia a sua volta determinata dal trasferimento di massa tra le due componenti risale al 1941[10] in conseguenza delle varie osservazioni di variazione del periodo orbitale tanto che si dedusse che in tutti i sistemi binari con periodo variabile tale fenomeno doveva avere luogo[11]. I meccanismi con cui il trasferimento di massa può avere luogo sono sostanzialmente due e dipendono in maniera pesante dalla separazione, e quindi dal periodo, delle due stelle:

- **trabocco del lobo di Roche**[11](**RLOF**): avviene quando una delle due stelle si espande fino a riempire il suo lobo di Roche in conseguenza della diminuzione della separazione orbitale oppure per l'evoluzione stellare;
- **accrescimento da vento stellare**: avviene quando una delle due stelle perde massa sotto forma di venti stellari che possono essere catturati dalla compagna ed è quasi indipendente dalla separazione tra le due componenti.

Tale dicotomia trova giustificazione dalle osservazioni, è infatti in accordo con le caratteristiche delle CV come descritte da Warner e Robinson, i sistemi a breve periodo incorrono nel trasferimento per RLOF mentre nei sistemi a lungo periodo il trasferimento avviene per cattura gravitazionale del vento stellare. Ovviamente non è possibile dare una separazione netta dei due fenomeni, anzi probabilmente incorrono contemporaneamente sebbene con pesi diversi a seconda del sistema che stiamo osservando. Sicuramente periodi brevi favoriscono il RLOF, ma la presenza di una stella che perde grandi quantità di massa, anche $10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$, può modificare l'evoluzione del sistema in maniera sostanziale.

Evoluzione dei parametri orbitali in conseguenza del trasferimento di massa

Il primo scienziato a studiare un problema la stabilità dei corpi in un campo gravitazionale, fu E.Roche nel XIX secolo e il metodo con cui tale problema si affronta è ancora quello sviluppato da lui. Consideriamo una particella test libera di muoversi nel potenziale generato dai due corpi orbitanti, per comodità e in accordo con quanto dedotto prima, su orbite circolari. Nel riferimento che ruota con la velocità angolare ω del sistema, il potenziale si scrive:

$$\Phi(x, y) = -\frac{Gm_1}{(x^2 + y^2)^{1/2}} - \frac{Gm_2}{((x - a)^2 + y^2)^{1/2}} - \frac{1}{2}\mu\omega^2 [(x - a)^2 + y^2] \quad (2.31)$$

dove a è la separazione tra le due stelle. Il potenziale di sopra ammette cinque punti per cui $\nabla\Phi = 0$, i famosi punti di Lagrange di cui il punto L1 sulla congiungente tra le due stelle mi identifica e definisce i lobi di Roche come le superfici equipotenziali passanti per L1. Dalla forma del potenziale si vede che nel caso in cui m_1 si espanda, il gas trova energeticamente favorito attraversare il punto L1 e cadere nel pozzo della massa m_2 . Il trasferimento di massa tra le due stelle sembra l'evoluzione naturale del sistema binario. La geometria del lobo di Roche rende non facile una sua valutazione quantitativa. Ciò che si fa è definire una superficie sferica equivalente, i.e. con uguale volume, così da caratterizzarla con un raggio R_{RL} . In generale non è possibile esprimere R_{RL} in forma analitica, ma esistono varie forme approssimate di cui la migliore, dovuta ad Eggleton è:

$$\frac{R_{RL}}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \log(1 + q^{1/3})} \quad (2.32)$$

che può essere semplificata nella maggior parte dei casi in:

$$\frac{R_{RL}}{a} = 0.46224 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad (2.33)$$

$$0.38 + 0.2 \log_{10} q \quad (2.34)$$

Ricordiamo che $q = m_1/m_2$. Supponiamo che siano verificate le condizioni, qualsiasi esse siano, per cui avvenga effettivamente trasferimento di massa tra le due stelle; come reagisce il sistema? Sicuramente nel corso del trasferimento parte del gas riuscirà a fuggire dal sistema binario modificandone energia e momento angolare totali oppure esiste la possibilità che si immetta su qualche orbita "strana"[6], ma la frazione che affronta un destino simile è sicuramente piccola e al primo ordine trascurabile.

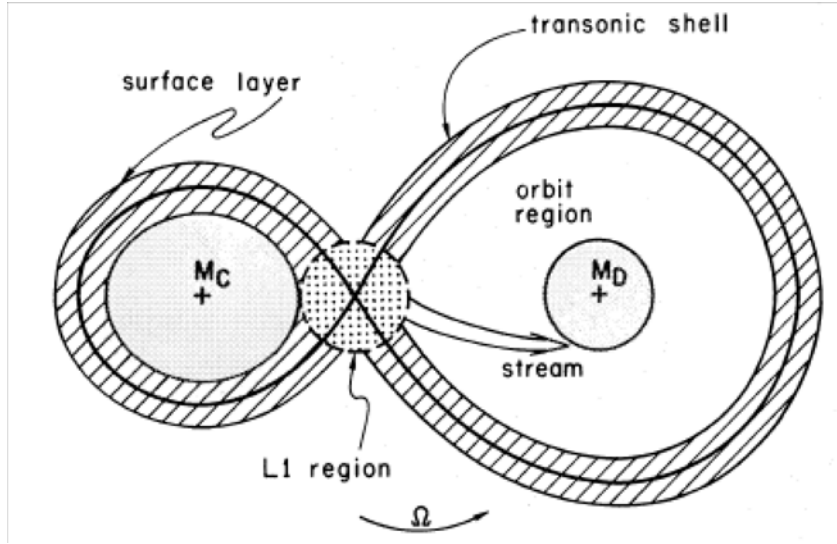


Figura 2.2. Zone dinamiche per sistema binario semi-detached. Immagine tratta da Lubow & Shu(75).

Sia $m = m_1 + m_2$ la massa totale, ω la velocità angolare orbitale e a la separazione; dalla terza legge di Keplero:

$$Gm = \omega^2 a^3 \quad (2.35)$$

differenziando logicamente rispetto al tempo:

$$\frac{\dot{m}}{m} = 2 \frac{\dot{\omega}}{\omega} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \quad (2.36)$$

e, se il trasferimento di massa è conservativo, cioè $\dot{m} = 0$:

$$\frac{\dot{\omega}}{\omega} = -\frac{3}{2} \frac{\dot{a}}{a} \quad (2.37)$$

Il momento angolare nel riferimento del centro di massa è:

$$J = \mu a^2 \omega \quad (2.38)$$

dove $\mu = m_1 m_2 / m$ è la massa ridotta. Dalla (1.32):

$$a = (Gm)^{1/3} \omega^{-2/3} \quad (2.39)$$

$$J = G^{2/3} m_1 m_2 (m\omega)^{-1/3} \quad (2.40)$$

differenziando logicamente la (1.35):

$$\frac{\dot{J}}{J} = -\frac{1}{3} \frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{m}_1}{m_1} + \frac{\dot{m}_2}{m_2} - \frac{1}{3} \frac{\dot{\omega}}{\omega} \quad (2.41)$$

imponendo la conservazione della massa totale e sostituendo il periodo $P = 2\pi/\omega$:

$$\frac{\dot{P}}{P} = 3 \frac{\dot{m}_1}{m_1} \left(\frac{1-q}{q} \right) - \frac{\dot{J}}{J} \quad (2.42)$$

Al primo ordine è lecito considerare $\dot{J} \simeq 0$ ottenendo un risultato semplice per la variazione di periodo:

$$\dot{P} = 3 \frac{\dot{m}_1}{m_1} \left(\frac{1-q}{q} \right) P \quad (2.43)$$

i sistemi binari che evolvono in variabili cataclismiche sono formati da una nana bianca e da una stella di tipo tardo, quindi una stima rozza delle masse potrebbe essere:

$$M_{NB} \equiv m_1 = 0.8 M_\odot \quad (2.44)$$

$$M_{lt} \equiv m_2 = 1.5 M_\odot \quad (2.45)$$

che ruotano attorno al comune centro di massa con un periodo tipico di 1 giorno. Il rate di trasferimento di massa può essere stimato come $10^{-10} M_\odot \cdot yr^{-1}$. Con questi valori si ottiene:

$$\frac{\dot{P}}{P} \simeq 10^{-10} yr^{-1} \quad (2.46)$$

indubbiamente un valore molto piccolo, ma in 1000 anni significa, se $P = 1d$:

$$\Delta P \simeq 3h \quad (2.47)$$

cioè per un periodo iniziale di 1 giorno significa una variazione del 12% circa, che è tutt'altro che trascurabile. Abbiamo però finora ignorato la variazione del momento angolare totale. Consideriamo \dot{J}/J , la variazione totale ad opera dell'esplosione di nova può sciversi:

$$\frac{\dot{J}}{J} \Big|_N = f_1 f_2 \frac{m_{NB} \dot{m}_{sec}}{m_{sec} m_{tot}} \quad (2.48)$$

dove $f_1 = \Delta m_{ej} / \Delta m_{acc}$ è il rapporto tra massa accresciuta ed emessa e f_2 è un parametro che descrive l'efficacia di questo meccanismo. Numericamente con i parametri di prima:

$$\frac{\dot{J}}{J}|_N = 2.3 \cdot 10^{-11} (f_1 f_2) yr^{-1} \quad (2.49)$$

Immediatamente si nota che il contributo alla variazione di periodo è un ordine di grandezza più piccolo della variazione secolare e quindi trascurabile. Il sistema binario non è particolarmente perturbato da un'esplosione di nova e si può ragionevolmente trattare indipendentemente i due ambiti. Una trattazione più precisa dei meccanismi di frizione dinamica che contribuiscono alla variazione di momento angolare richiederebbe l'inclusione dell'interazione tra campo magnetico e vento stellare della secondaria prima, poi con il vento stellare generato dalle reazioni nucleari sulla superficie della nana bianca, l'inclusione dell'interazione tra shell eiettato dalla nana bianca e il vento della secondaria, la possibilità di riaccrescimento e si potrebbe complicare a piacere. Un primo calcolo evolutivo basato sull'inclusione di tali meccanismi si può trovare in Sarna et al. (2005).

Trabocco del lobo di Roche

La dinamica del gas trasferito in sistemi binari semi-detached è qualitativamente abbastanza semplice. Una trattazione semi-analitica basata sulle equazioni dell'idrodinamica si può trovare in Lubow & Shu(75).

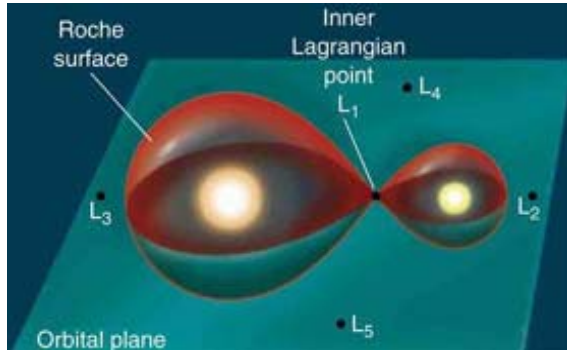


Figura 2.3. Rappresentazione pittorica dei lobi di Roche. Da www.daviddarling.info/

Da questo momento in poi mi riferirò con il termine secondaria alla stella che dona massa che si accumula sulla primaria. Supponiamo che la secondaria si espanda, ad esempio perchè entrata in fase di RGB, fino a riempire il suo lobo di Roche. I suoi strati più esterni vengono strappati via dalla forza di marea che la primaria esercita su di essi; il gas attraversa il punto L1 e cade verso la primaria. Il momento angolare per unità di massa in L1 è:

$$j = R_{RL_2} \Omega_2^2 \quad (2.50)$$

dove Ω_2 è la velocità angolare di rotazione della secondaria. La velocità del gas può assumersi quindi ortogonale alla congiungente i centri delle due stelle. Tale velocità si può dividere in due componenti, v_\perp e v_\parallel che saranno date da:

$$\begin{aligned} v_\perp &\sim b\omega_b \\ v_\parallel &\lesssim c_s \end{aligned} \quad (2.51)$$

dove b è la distanza della secondaria da L1 e c_s è la velocità del suono. $v_\perp \gg c_s$ quindi il gas fluisce attraverso L1 in maniera supersonica. Questo permette di trascurare completamente le forze di pressione e di trattare il gas ballisticamente. Inoltre $v_\parallel \lesssim c_s$ implica che la dispersione delle linee di flusso attraverso L1 è molto piccola e quindi il gas che cade sulla primaria è essenzialmente tutto contenuto in un tubo. Per queste ragioni si può equivalentemente studiare l'orbita di una massa test lasciata cadere da L1. Se la rotazione della secondaria è sincronizzata con il moto orbitale, il momento angolare specifico in L1 si può anche scrivere:

$$j = R_{RL_2} \omega_b^2 \quad (2.52)$$

mentre quello specifico di un'orbita di riferimento circolare intorno a m_1 è:

$$j(R_{circ}) = (Gm_1 R_{circ})^{1/2} \quad (2.53)$$

Imponendo che il gas cadendo conservi il momento angolare specifico si trova R_{circ} :

$$R_{RL_2}^2 \omega_b^4 = Gm_1 R_{circ} \quad (2.54)$$

con un poco di algebra e sfruttando alcune delle relazioni trovate in precedenza:

$$R_{circ} = \frac{Gm_1}{a^4} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^2 f^2(q^{-1}) \quad (2.55)$$

Il flusso di gas passa vicino alla stella a R_{circ} , segue un'orbita ellittica e poi collide con se stesso. Si forma uno shock statico, *hot spot*, che scalda il gas dissipando energia. L'effetto dello shock è che una piccola parte del gas raggiungerà la velocità di fuga e sfuggirà al sistema, e la parte rimanente viene immessa sull'orbita circolare a $r = R_{circ}$ perchè il momento angolare è conservato anche nello shock. Si forma un anello di materia. Nell'anello la viscosità interna fa il resto; parte dell'energia del moto orbitale viene irradiata oppure dissipata in turbolenza. La perdite possono venire bilanciate dal gas solo spiraleggiando verso il centro di gravità, quindi trasferendo momento angolare dall'interno verso l'esterno. Si forma un disco di accrescimento.

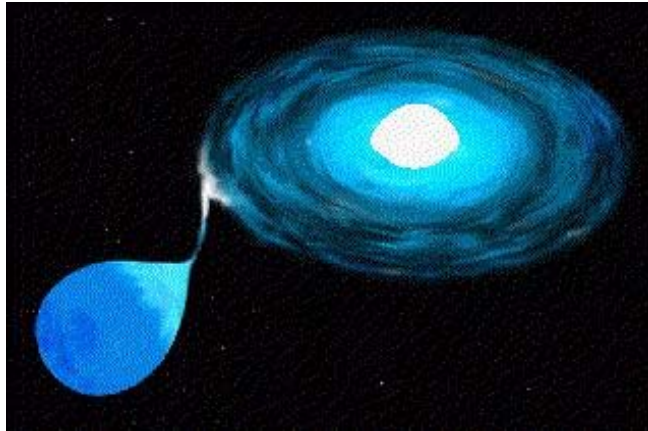


Figura 2.4. Rappresentazione pittorica dello scambio di massa tra le due componenti di un sistema binario.
Immagine da STScI.

2.2.4 Accrescimento da vento stellare

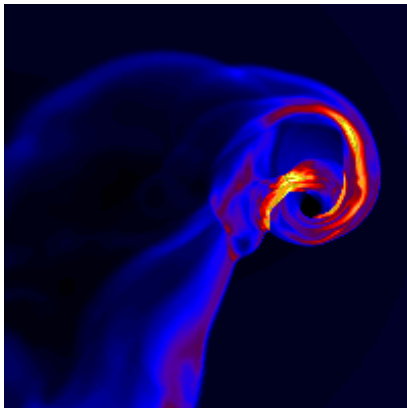


Figura 2.5. Rappresentazione dell'accrescimento da vento stellare.
Immagine tratta da una simulazione numerica di Jeff Benensohn,
astro.uchicago.edu/

L'altra possibilità per il trasferimento di massa, importante per le RN, abbiamo visto essere la cattura ad opera di una stella compatta del vento stellare emesso dalla compagna. La velocità del vento è $v_{wind} \geq v_{esc} = \sqrt{2Gm_2/R_2}$ dove m_2 e R_2 si riferiscono alla secondaria. Poichè $v_{esc} \gg c_s$ il gas che fluisce

può essere trattato in maniera ballistica trascurando le forze di pressione interne. Se v è la velocità orbitale della primaria, la velocità relativa tra questa ed il vento sarà circa:

$$v_{rel} \simeq (v_w^2 + v^2)^{1/2} \quad (2.56)$$

e il gas catturato sarà circa un cilindro di raggio:

$$r_{acc} \sim 2 \frac{Gm_1}{v_{rel}^2} \quad (2.57)$$

Questa è solo una approssimazione grossolana però, in realtà intorno alla primaria si forma uno shock stazionario ad arco che devia il vento con la possibilità che parte di questo venga catturato e vada a formare un disco di accrescimento come nel caso del trabocco del lobo di Roche. Ovviamente non tutto il materiale emesso sotto forma di vento viene catturato dalla primaria e non è detto che il materiale catturato possieda abbastanza momento angolare da formare un disco. Supponiamo che sia possibile trascurare la velocità orbitale della primaria rispetto alla velocità del vento, $v_w \gg v$. La velocità relativa sarà quindi $v_{rel} \simeq v_w$. L'efficienza dell'accrescimento si può misurare come il rapporto tra la massa persa sotto forma di vento e la massa effettivamente catturata dalla primaria[13]:

$$\frac{\dot{m}_1}{-\dot{m}_w} \simeq \frac{\pi r_{acc}^2 v_w(a)}{4\pi a^2 v_w(a)} = \frac{G^2 m_1^2}{a^2 v_w^4} \quad (2.58)$$

sostituendo l'espressione per v_w si ricava:

$$\frac{\dot{m}_1}{-\dot{m}_w} \approx \frac{1}{4} q^2 \left(\frac{R_2}{a} \right)^2 \quad (2.59)$$

sostituendo i parametri $q = 0.5$ e $R_2/a \simeq 1/3$:

$$\frac{\dot{m}_1}{-\dot{m}_w} \approx 7 \times 10^{-3} \quad (2.60)$$

che significa che l'accrescimento da vento stellare è largamente inefficiente rispetto al RLOF dove praticamente tutta la massa persa dalla secondaria è catturata dalla primaria, $\dot{m} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 = 0$. Vediamo se il gas accresciuto ha momento angolare sufficiente per formare un disco di accrescimento. Il cilindro di accrescimento ruota attorno alla secondaria con velocità angolare $\omega \simeq v/a$ e quindi il momento angolare specifico è dato approssimativamente da:

$$l \sim \frac{1}{4} r_{acc}^2 \omega \quad (2.61)$$

definendo il raggio di circolarizzazione analogamente al caso di RLOF ed imponendo la conservazione del momento angolare specifico:

$$l = (Gm_1 R_{circ})^{1/2} \implies R_{circ} \simeq \frac{G^3 m_1^3 \omega^2}{v_{rel}^8} \quad (2.62)$$

dalla terza legge di Keplero e approssimando $v_{rel} \simeq v_w \simeq v_{esc}$ si ottiene:

$$R_{circ} \simeq \frac{m_1^3(m_1 + m_2)}{16m_2^4} \left(\frac{R_2}{a}\right)^4 a \quad (2.63)$$

confrontando con l'espressione ricavata per R_{circ} per RLOF si vede che questa è depressa di un fattore $(R_2/a)^4$. E' molto meno probabile quindi che si formi un disco di accrescimento. Ovviamente ci sono dei caveat a questa deduzione, in primis l'incertezza nella trattazione dei venti stellari, difficilmente l'approssimazione $v_w \simeq v_{esc}$ è valida e andrebbe sostituita da una legge tipo $v_w = \beta(r, t) v_{esc}$ che renderebbe sbagliata tutta la descrizione fatta fino a qui.

2.3 Nane Bianche e TNR

Un'esplosione è un improvviso e violento rilascio di energia meccanica, chimica o nucleare, con produzione di gas ad altissima temperatura e pressione. Le stelle sono corpi in condizioni di, praticamente, equilibrio essendo la loro struttura vincolata ad obbedire al teorema del viriale. Per avere un'esplosione è necessario che la temperatura aumenti senza che un aumento della pressione possa riarrangiare la struttura, richiesta che si traduce nella necessità di una equazione di stato indipendente dalla temperatura. Una siffatta equazione di stato si riscontra nello stato degenerare della materia.

2.3.1 Nane bianche

Quando ha esaurito tutto il combustibile nucleare una stella viene a perdere la sua capacità di sostenersi contro la sua stessa attrazione gravitazionale. Il risultato per il teorema del viriale è il collasso. In funzione della massa della stella progenitrice il collasso gravitazionale può arrestarsi o meno. Le stelle con massa iniziale fino a $8 - 10M_{\odot}$, abbiamo visto, si stabilizzano in una configurazione di equilibrio a cui è stato dato il nome di nana bianca, WD, che può essere composta da He, CO, ONe a seconda di quanto avanti è riuscita a portarsi la progenitrice nella scala delle reazioni nucleari. Le nane bianche sono strutture inerti sotto il punto di vista nucleare, l'unico loro sostegno contro l'autogravitazione è la pressione dovuta alla degenerazione quantistica degli elettroni. Per stelle con masse maggiori da $10 - 20M_{\odot}$ la pressione degli elettroni non basta ad arrestare il collasso che continua fino a che la materia ordinaria va incontro ad un processo di neutronizzazione secondo il processo β inverso: si forma una stella di neutroni sorretta dalla pressione di degenerazione di questi ultimi. Stelle con massa ancora maggiore non hanno alcun mezzo in grado di arrestare il collasso che continua inesorabilmente fino a creare un orizzonte degli eventi: si forma un buco nero.

Stellar Evolution Review (All masses in units of solar masses.)

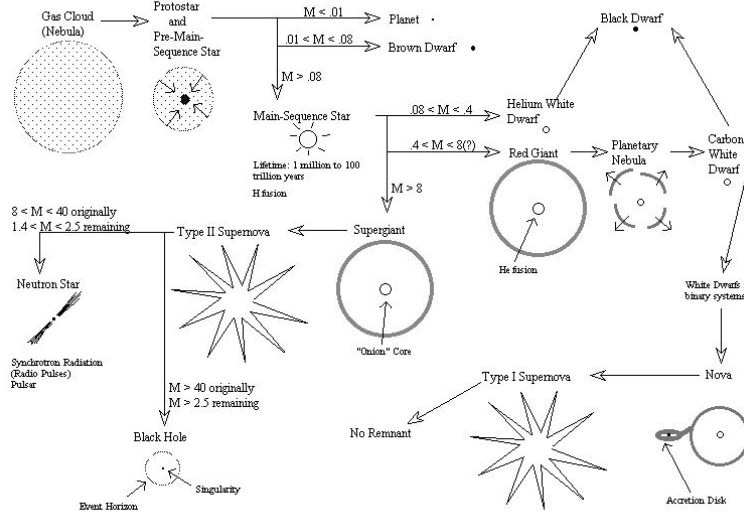


Figura 2.6. Schema evolutivo per stelle di sequenza principale in funzione della massa iniziale, ZAMS. Da: www.cs.csuabak.edu

Una stella in fase di nana bianca quindi è priva delle fonti di energia interne e il suo unico modo di sostenersi è tramite la pressione di degenerazione degli elettroni. Gli elettroni sono particelle con spin semiintero, quindi obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e quindi al principio di Pauli che si può parafrasare in:

due fermioni non possono occupare lo stesso punto nello spazio delle fasi.

In virtù di questo è facile ricavare l'equazione di stato per un gas di elettroni sorretto dal principio di Pauli (Appendice B). La struttura della distribuzione quantistica degli stati possibili impone un limite sulla massa massima che una nana bianca può avere perchè si sorregga dall'autogravità. La trattazione originale è dovuta a Chandrasekhar[14]. Dalla condizione di equilibrio idrostatico:

$$\nabla P = \rho \nabla \Phi \quad (2.64)$$

combinata con l'equazione di continuità:

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (2.65)$$

si arriva ad una equazione per la pressione che non è altro che una riscrittura dell'equazione di Poisson:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{dP}{dr} = -4\pi G \rho \quad (2.66)$$

supponiamo che valga una equazione di stato politropica del tipo $P = K\rho^\gamma$ ($K = P_c/\rho_c^\gamma$), $\gamma = 5/3$ nel caso degenero non relativistico e $\gamma = 4/3$ nel caso relativistico, l'equazione precedente si riscrive:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \left(\frac{K\gamma}{\gamma-1} \frac{d\rho^{\gamma-1}}{dr} \right) = -4\pi G\rho \quad (2.67)$$

definendo $\theta_n(r) = \rho^{\gamma-1}$ dove n è l'indice politropico legato a γ da $\gamma = 1 + 1/n$, e definendo l'altezza caratteristica:

$$\lambda_n = \left[\frac{(n+1)K}{4\pi G} \right]^{1/2} \quad (2.68)$$

si ottiene l'equazione di Lane-Emden nella forma adimensionale con relative condizioni al contorno:

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} x^2 \frac{d\theta_n(x)}{dx} = -\theta_n(x)^n; x = \frac{r}{\lambda_n} \quad (2.69)$$

$$\theta_n(0) = 1 \quad (2.70)$$

$$\frac{d\theta_n(0)}{dx} = 0 \quad (2.71)$$

La massa totale di una palla di gas autogravitante è determinata da:

$$M(R) = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr = 4\pi \lambda_n^3 \rho_c \int_0^{\bar{x}_n} \theta_n(x)^n x^2 dx \quad (2.72)$$

e sostituendo a $\theta_n(x)^n$ la sua equazione si ottiene la massa totale:

$$M(R) = -4\pi \lambda_n^3 \rho_c \int_0^{\bar{x}} \frac{d}{dr} x^2 \frac{d\theta_n(x)}{dx} dx \quad (2.73)$$

$$M(R) = -4\pi \lambda_n^3 \rho_c \left(x^2 \frac{d\theta_n(x)}{dx} \Big|_{\bar{x}} - x^2 \frac{d\theta_n(x)}{dx} \Big|_0 \right) \quad (2.74)$$

$$M(R) = -4\pi \lambda_n^3 \rho_c \left(x^2 \frac{d\theta_n(x)}{dx} \Big|_{\bar{x}_n} \right) \quad (2.75)$$

l'equazione di Lane-Emden non è risolvibile analiticamente e si rende necessaria in generale una soluzione numerica [23] ottenendo un limite alla massa massima che una struttura autogravitante politropica può avere. Nel caso di nane bianche relativistiche si ottiene la massa di Chandrasekhar:

$$\frac{M_{NB}}{M_\odot} \simeq \frac{5.8}{\mu^2} \implies M_{Ch} \simeq 1.45 M_\odot \quad (2.76)$$

sicuramente quindi le nane bianche che evolvono in novae devono avere massa

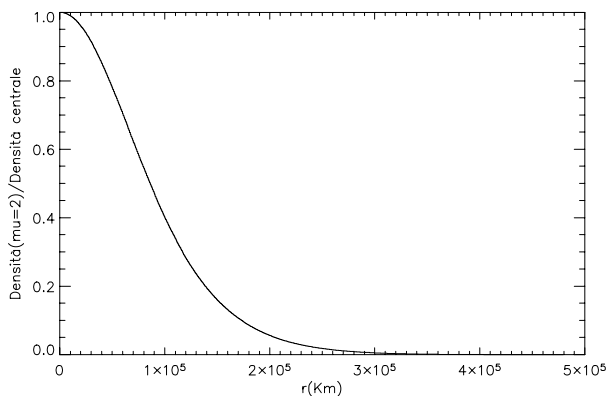


Figura 2.7. Profilo ideale della densità per nana bianca relativistica.

minore di M_{Ch} .

Per il raggio la teoria delle politropiche predice una relazione semplice tra questo e la massa:

$$M^{(n-1)/n} R^{(3-n)/n} = const \quad (2.77)$$

che per le nane bianche si traduce in:

$$NRel : M^{1/3} R = const \quad (2.78)$$

$$URel : M^{2/3} = const \quad (2.79)$$

La composizione chimica di una nana bianca rispecchia la composizione chimica della stella progenitrice al momento del collasso gravitazionale; vedremo che perchè la nana bianca evolva in una nova è necessaria la presenza di elementi pesanti escludendo di fatto le stelle di puro He. Le osservazioni fino ad oggi sono in accordo con questa predizione e quindi da ora in avanti considereremo esclusivamente stelle in cui l'abbondanza di elementi dal C in poi non sia trascurabile.

2.3.2 Accrescimento e mixing

Abbiamo visto che a prescindere dalle modalità del trasferimento di massa in un sistema binario il risultato finale è l'accrescimento di materiale ricco di idrogeno sulla nana bianca. Il gas si accumula in uno strato molto sottile rispetto alle dimensioni della nana bianca e diventa degenere poichè la nana bianca può considerarsi completamente degenere [23]. I processi idrodinamici non sono ben chiari ancora e molte sono le domande ancora aperte. Dalle misure spettroscopiche del materiale eiettato in seguito ad una esplosione di nova si è scoperto che le abbondanze di elementi pesanti, soprattutto C,O, sono maggiori che quelle solari.

Tali grandi quantità non sono predicibili o riproducibili dai modelli senza supporre un mescolamento degli strati più esterni della nana bianca e l'accresciuto. I meccanismi che guidano il mixing non sono molto chiari. Kutter & Sparks[16] propongono un meccanismo di mescolamento dovuto allo shear, strisciamento, del gas del disco che penetra nella nana bianca. Il momento angolare specifico nel disco a R_{NB} è :

$$j_d = \omega_d R_{NB}^2 \quad (2.80)$$

mentre quello della nana bianca è:

$$j_{NB} = (GM_{NB}R_{NB})^{1/2} \quad (2.81)$$

La discrepanza tra i due valori significa l'esistenza di una torsione e quindi di una forza agente sul gas. Questa forza fa lavoro sia nella direzione radiale che angolare inducendo nell'involuppo esterno della nana bianca fenomeni dissipativi guidati dalla turbolenza. La conseguenza di tali moti turbolenti è il mescolamento fra gli strati esterni della nana bianca ricchi in C o in O con il materiale strappato alla compagna ricco in H. Il gas così accresciuto non si distribuisce uniformemente sulla superficie stellare, ma si concentra in una banda equatoriale. Questo fenomeno potrebbe contribuire a spiegare la struttura del materiale esplosivo. Questo infatti non è esplosivo radialmente, ma spesso si osservano strutture ad anello e blobs polari di materiale più veloce[17]. Durante l'accumulo di gas possono verificarsi anche altre instabilità termiche che potrebbero contribuire a strutturare lo strato destinato ad essere eiettato. In tutta la discussione fino a qui si è completamente trascurata l'eventuale presenza di campi magnetici. Nane bianche munite di intensi campi magnetici sono state osservate, le *polars*, ma non ancora comprese. Il campo magnetico stravolge totalmente la geometria del sistema introducendo per le particelle cariche una direzione preferenziale, quella della forza di Lorentz, che potrebbe cambiare tutti i meccanismi di accrescimento e mixing oltre che la fisica dell'esplosione.

Un meccanismo analogo per il mescolamento dell'involuppo accresciuto e gli strati più esterni della nana bianca è quello della rottura delle onde di densità, gravity waves da non confondere con gravitational waves che hanno un'origine ben diversa.

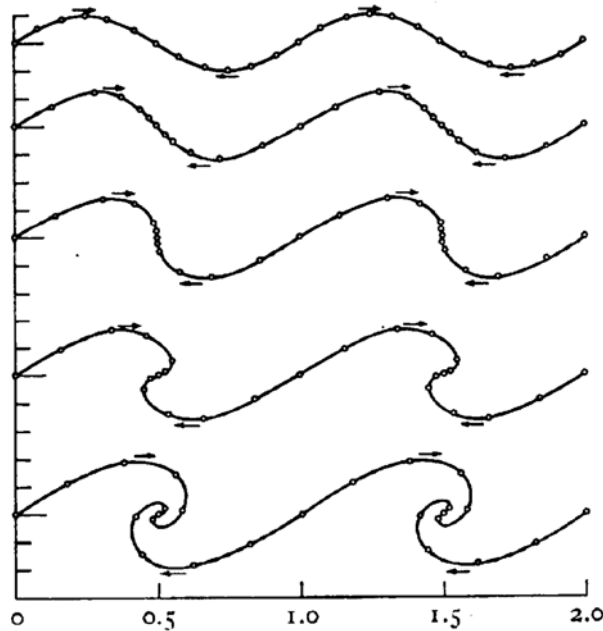


Figura 2.8. Messa in atto dell'instabilità da strisciamento, il tempo scorre dall'alto verso il basso. Figura tratta da: www.cwr.uwa.edu.au/

Le onde di densità, lo stesso fenomeno che determina la struttura delle galassie a spirale, hanno origine dallo *shear*, strisciamento, dovuto alla rotazione differenziale. Supponiamo di avere un corpo gassoso formato da due componenti con densità diverse in rotazione intorno al proprio asse; dividiamo il corpo, per semplicità sferico, in shell di spessore dr ciascuno dei quali ruota intorno all'asse z con velocità angolare $\Omega(r)$. Poniamoci nel riferimento corotante con l'interfaccia tra i due fluidi a distanza r dall'asse di rotazione. In queste condizioni vedremo lo shell immediatamente più interno recedere con velocità $-\Omega(r) dr$ e quello più esterno precedere a $\Omega(r) dr$ rispetto a noi. Includendo la viscosità, l'effetto è la rottura delle onde di densità, vedi figura in alto, con conseguente diffusione dei fluidi l'uno nell'altro. L'effetto si può vedere in basso.

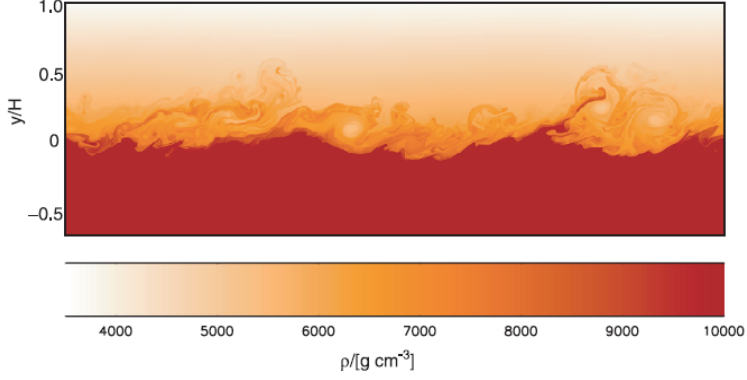


Figura 2.9. Rottura delle onde di C/O come determinate dalla simulazione in Alexakis et al, da cui è tratta questa figura. Il campo gravitazionale punta verso il basso e l'ordinata è in unità dell'altezza scala della pressione a partire dall'interfaccia tra lo shell accresciuto e la nana bianca. La scala di colore indica la densità.

Le simulazioni di tale instabilità predicono un tempo per il mescolamento di 10^4 anni per massa accresciuta dell'ordine di $10^{-5} M_{\odot}$ [28].

2.3.3 Massa critica

Quanto deve accrescere una nana bianca per diventare una nova? La risposta a questa domanda è semplice: dipende dalla massa della nana bianca. Accumulandosi sulla superficie della NB il gas cambia la pressione di una quantità:

$$\Delta P = \frac{GM_{NB}}{4\pi R_{NB}^4} \Delta M \quad (2.82)$$

Le NB abbiamo visto essere caratterizzate da una relazione di struttura molto semplice:

$$M_{NB} R_{NB}^3 = const \implies R_{NB} \propto M_{NB}^{-1/3} \quad (2.83)$$

che sostituita:

$$\Delta P = \frac{GM_{NB}^{7/3}}{4\pi} \Delta M \quad (2.84)$$

Supponiamo ora che esista una pressione critica al di sopra della quale si accenda la combustione nucleare; questa risulta essere [5]:

$$P_{crit} \simeq 2 \cdot 10^{19} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (2.85)$$

che implica:

$$\Delta M \propto M_{NB}^{-7/3} \quad (2.86)$$

cioè più una nana bianca è massiccia, minore è la quantità di gas che deve accrescere per esplodere. Le simulazioni fino ad oggi confermano questo risultato[18].

2.3.4 Accensione dello shell

Nel momento in cui alla base dello shell di materiale accresciuto a spese della secondaria la pressione raggiunge il valore critico iniziano le reazioni di fusione nucleare. Perchè si abbia un'esplosione però l'energia rilasciata dalla fusione nucleare non è sufficiente. Infatti l'energia nelle reazioni nucleari viene distribuita nel gas circostante dai fotoni che cedono un'energia per nucleone dell'ordine del KeV , valore insufficiente a vincere l'attrazione gravitazionale della nana bianca. Per sfuggire ad una nana bianca con massa $1M_{\odot}$ sono necessari infatti circa:

$$E_{esc} = 2Gm_{NB}/R_{NB} \simeq 3000MeV/Nucleone \quad (2.87)$$

Il risultato dell'innesco delle reazioni nucleari è quindi l'espansione dell'involuppo esterno della nana bianca. Questo si può vedere anche considerando lo spazio delle fasi; l'accensione delle reazioni nucleari avviene almeno in prima approssimazione a flash il che implica un aumento della temperatura improvviso alla base dell'involuppo che, in virtù della degenerazione della materia, non può venire bilanciato da un aumento proporzionato della pressione. La temperatura aumenta incontrollata fino a che $kT \simeq \varepsilon_F$. Per questo valore i volumi degli spazi delle fasi degenerare e non degenerare hanno dimensioni paragonabili:

$$\frac{\Phi_{deg}}{\Phi_{non-deg}} \sim \frac{\varepsilon_F}{(kT)^{3/2}} \rightarrow 1 \text{ per } T \rightarrow \frac{\varepsilon_F}{k} \sim 10^8 K \quad (2.88)$$

la degenerazione è rotta ed il gas va incontro ad una transizione di fase: l'equazione passa da $P = K_{NR}\rho^{5/3}$ a $P = \rho kT$. La pressione aumenta enormemente e la struttura si espande in un tempo τ_{th} proporzionale al tempo di diffusione di diffusione dei fotoni prodotti dalle reazioni di fusione. Se $\rho \sim R^{-3}$:

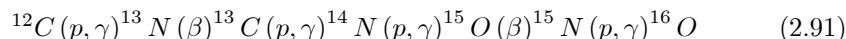
$$\frac{K_{NR}\rho_0^{5/3}}{\rho kT} = \frac{K_{NR}R_0^{-5}}{R^{-3}kT} \implies R = \left(\frac{kTR_0^5}{K_{NR}}\right)^{1/3} \sim 10^3 R_0 \quad (2.89)$$

l'involuppo esterno si espande quindi in maniera analoga ad una stella all'inizio della sua fase di RGB. Dopo l'espansione, l'energia di fuga dalla nana bianca è scesa notevolmente:

$$E_{esc} = 2m_N Gm_{NB}/R_{NB} \simeq 3MeV/Nucleone \quad (2.90)$$

L'unico processo nucleare in grado di fornire l'energia necessaria perchè l'involuppo esterno lasci la nana bianca è il decadimento β con i suoi circa $10MeV$ /decadimento. Da questa considerazione Starrfield dedusse che le abbondanze di elementi pesanti nell'involuppo accresciuto dovevano essere maggiori di quelle solari per ottenere dai processi di nucleosintesi dei nuclidi instabili per decadimento β l'energia sufficiente per l'esplosione. Per questo motivo il canale in cui le reazioni

devono svilupparsi non può essere la catena protone-protone, ma deve necessariamente essere una catena che coinvolga elementi pesanti in grado di decadere: il ciclo CNO. La catena del CNO si basa sulla proprietà di questi elementi di fungere da catalizzatori:



Lo scenario è quindi il seguente: quando alla base dell'involuppo accresciuto viene raggiunta la pressione critica, che dipende linearmente dalla massa della nana bianca, iniziano le reazioni nucleari nel canale CNO. All'inizio la temperatura aumenta in maniera incontrollata fino a che la degenerazione elettronica si rompe e l'involuppo stesso si espande 10^3 volte il raggio della nana bianca. Il gradiente di temperatura all'interno dell'involuppo espanso è largamente superadiabatico ed il criterio di stabilità di Schwarzschild non è più soddisfatto. Si instaura la convezione che rifornisce lo shell in combustione di H esacerbandone l'efficienza e contemporaneamente porta in superficie i prodotti intermedi, instabili, del ciclo CNO. L'involuppo esterno si arricchisce di isotopi instabili come ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$ che decadono in un tempo tipico di 100 secondi. Le novae più massicce raggiungono temperature maggiori e la catena CNO può estendersi a sintetizzare ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Mg}$ e anche oltre fino a ${}^{26}\text{Al}$. A questa ipotesi è facile muovere un'obiezione; il materiale proveniente dalla secondaria è composto principalmente da H e He e non di C, N od O e quindi il ciclo CNO non può partire. Proprio per questo motivo è necessario che mescolamento tra il materiale accresciuto ed il materiale componente la nana bianca abbia luogo durante la fase pre-nova, in modo che l'involuppo esterno possa iniziare le reazioni tramite CNO ed arricchire di nuclidi pesanti radioattivi lo shell che verrà espulso dalla nana bianca. Questo modello inoltre esclude in maniera categorica dal fenomeno "nova" le nane bianche di puro He e quindi originate dalle stelle di sequenza principale meno massicce, il Sole ad esempio. Le osservazioni hanno dato ragione a questo modello, tutti gli studi di abbondanza nello shell espulso hanno confermato abbondanze maggiori di quelle solari per gli elementi della catena CNO. Al processo descritto fin qui è stato dato il nome di Thermonuclear Runaway, TNR.

E' interessante valutare l'energia media disponibile per nucleone dai decadimenti β : indicativamente in nova V382 Velorum 1999[21] la massa dell'eietto è stata circa $4 - 5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$, le abbondanze di metalli relative a quelle solari per gli elementi interessati dal decadimento β :

$$\begin{aligned} C/C_{\odot} &= 1 \\ O/O_{\odot} &= 5 \\ N/N_{\odot} &= 18 \end{aligned} \quad (2.92)$$

che significa in media:

$$Z/Z_{\odot} = 8 \quad (2.93)$$

poichè $Z_{\odot} \simeq 0.02$ la massa di metalli nello shell è dell'ordine di $6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$. Nell'ipotesi che le abbondanze siano congelate dopo l'esplosione dovuta al decadimento β questa massa è indicativa di quella coinvolta in tale decadimento,

$M_Z \simeq 10^{26} kg \simeq 10^{53} \text{Nucleoni}$ cioè l'energia totale in MeV è dell'ordine di 10^{54} . L'energia totale dovuta ai decadimenti è $E \sim 10^{41} J = 10^{48} erg$ e quindi l'energia disponibile per nucleone è circa $E_N \simeq 1 MeV$, esattamente dell'ordine di grandezza richiesto per l'espulsione dello shell, ma sicuramente minore per l'espulsione di tutto lo shell. Infatti secondo i modelli solo parte del materiale che viene accresciuto viene poi espulso dalla nana bianca, la quantità è fortemente dipendente dal modello, ma poche sono le predizioni corrette. Secondo alcuni modelli concernenti le RN[19] in ogni TNR la quantità di massa eiettata è minore di quella accresciuta, una nova quindi aumenta costantemente la sua massa candidandosi seriamente come Supernova tipo Ia al raggiungimento della massa di Chandrasekhar. La parte non esplosa dello shell lentamente si contrae verso l'equilibrio secondo il tempo caratteristico dei processi termici τ_{th} che coincide circa con il tempo di Kelvin-Helmholtz, $t_{KH} = GM/RL \sim 10^2 yr$. Poiché $\tau_{KH} > t_{turn-off}$ la nana bianca torna all'equilibrio solo molto lentamente e ben dopo la fine della combustione nucleare. La luminosità raggiunta al picco del TNR dovrebbe essere vicina al limite di Eddington, ma sono riportate osservazioni di luminosità super-Eddington[22]. La luminosità di Eddington è:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi cGMm_H}{\sigma_{Th}} \sim 30000L_{\odot} \text{ per } M = 1M_{\odot} \quad (2.94)$$

dove σ_{Th} è la sezione d'urto per il processo di diffusione fotone-elettrone, scattering Thomson, e m_H è la massa dell'idrogeno. La luminosità di Eddington rappresenta il limite massimo per l'energia che può essere emessa in un secondo sotto forma di radiazione senza rendere la stella instabile. La pressione di radiazione infatti per tale luminosità è maggiore dell'accelerazione gravitazionale, la conseguenza più ovvia è la formazione di venti stellari dalla sorgente. Le luminosità super-Eddington osservate in molte novae indicano chiaramente che successivamente all'espulsione dell'involuppo si ha perdita di massa continua con conseguenze non chiare sull'evoluzione dell'eietto. La durata temporale del TNR è brevissima; dall'accensione dello shell all'espulsione di parte dell'involuppo esterno passano circa 2-3 minuti e quindi è praticamente impossibile, se non forse i precursori dovuti all'impulso γ , osservare direttamente l'espansione e poi l'esplosione di una nova. Tutti i dettagli riportati sono il frutto di un intenso lavoro teorico e di deduzione dalle osservazioni successive, soprattutto legate alla misura delle abbondanze e al confronto tra i tempi di spegnimento, turn-off, della nana bianca ricavati dal flusso X o da misure indirette nell'UV[22], come vedremo esaminando il campione in analisi in questa tesi, e quelli predetti dalla teoria. Fino ad ora l'accordo è marginale in quanto i processi non ancora compresi sono molti, ma sopra tutti il mixing pre e post flash nucleare regolato da processi turbolenti che ancora non ammettono una descrizione chiara.

Esaminiamo brevemente l'energetica dello shell emesso. Dopo l'esplosione dovuta al decadimento degli isotopi instabili lo shell si espande con gradiente di velocità pressochè costante. Questo è possibile perchè nello shell manca qualsiasi fonte di energia interna, infatti tutti i radionuclidi sono decaduti nelle fasi finali del TNR e le temperature sono tali che nessuna reazione nucleare è possibile. Questa è una delle profonde differenze con una esplosione di supernova. In una

supernova infatti il processo che guida l'esplosione è il collasso gravitazionale che liberando calore aumenta la temperatura accendendo gradualmente vari canali di fusione nucleare arrivando a sintetizzare tutta una serie di elementi pesanti impossibili da ottenere in una nova. Molti di questi elementi sono instabili con vite medie paragonabili ai tempi dinamici dell'espansione, ed infatti nelle curve di luce si riconoscono i contributi dovuti alle iniezioni di energia di tali decadimenti, sono infatti presenti delle ginocchia corrispondenti ai decadimenti di varie specie chimiche, silicio ad esempio.

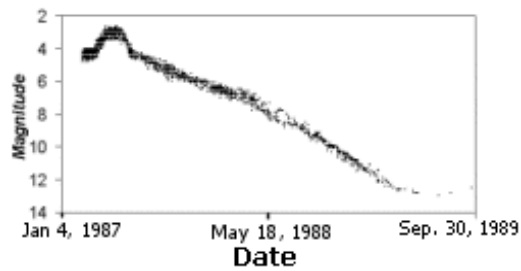


Figura 2.10. Curva di luce per SN 1987A. Si noti la presenza del ginocchio più di un anno dopo il massimo. Il ginocchio è dovuto al decadimento di isotopi radioattivi. Da

www.aavso.net

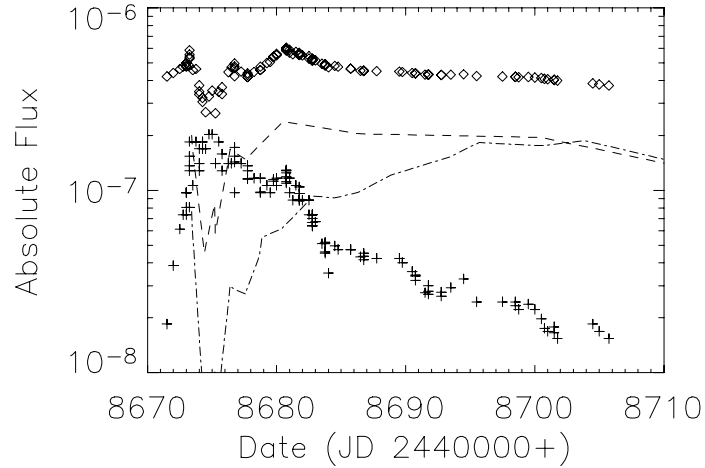


Figura 2.11. Curve di luce per Nova Cygni 1974. I vari simboli rappresentano l'UV e il visibile. I rombi rappresentano la curva di luce bolometrica. Si noti in quest'ultima il "buco" a JD 8675 dovuto alla mancanza di osservazioni nell'IR. Inoltre il massimo visibile (croci) corrisponde perfettamente al minimo UV (linee). Cortesia di S.Shore

Un'altra differenza fondamentale nelle novae è la sopravvivenza del sito dell'esplosione, la NB infatti continua le reazioni nucleari e ad illuminare lo shell emesso, che non potendo modificare in alcun modo l'energia totale della radiazione può solo ridistribuirlo. Lo shell è a tutti gli effetti un filtro poichè tutto ciò che entra deve uscire. La chiave per la comprensione degli spettri delle novae sta tutta qui; il materiale espandendosi cambia la sua densità e quindi la sua capacità di schermare e ridistribuire i fotoni che continuano ad arrivare in numero costante.

Capitolo 3

Idrodinamica Dell'Eietto

In conseguenza dell'esplosione il materiale viene eiettato dalla nana bianca e si espande intorno a questa a velocità ipersoniche, dai 3000 ai 7000 Km/sec necessariamente all'interfaccia con il mezzo interstellare si forma uno shock. Nella prima fase dell'espansione lo shell è soggetto ad una forte accelerazione che induce instabilità alla Rayleigh-Taylor responsabili del formarsi di strutture coerenti. L'accelerazione dura molto poco e rapidamente il campo delle velocità è fissato ad una espansione self-similar; dalla condizione che la massa sia costante si ricava una legge per la densità:

$$M_{ej} = const \implies \rho(t) \sim \frac{M_{ej}}{4\pi r^2(t) \Delta r(t)} \quad (3.1)$$

che unita alla condizione che lo spessore dello shell nel riferimento comovente (lagrangiano) scali semplicemente:

$$\frac{\Delta r}{r} = const \quad (3.2)$$

da:

$$\rho(t) \sim \frac{M_{ej}}{r^3(t)} \quad (3.3)$$

Introducendo una variabile self-similare:

$$x = r^a t^{-b} \quad (3.4)$$

le equazioni della fluidodinamica scritte in coordinate sferiche diventano[34] :

$$(aU - b)x \frac{dD}{dx} = 2DU - aDx \frac{dU}{dx} \quad (3.5)$$

$$(aU - b)x \frac{dU}{dx} = \frac{1}{D} \left(ax \frac{d\Pi}{dx} - \Pi \right) - U(U - 1) \quad (3.6)$$

$$(aU - b)x \frac{d}{dx} \left(\frac{\Pi}{D^\gamma} \right) = -[(3\gamma - 1)U - 1] \frac{\Pi}{D^\gamma} \quad (3.7)$$

dove sono state introdotte delle funzioni ausiliarie:

$$v = \frac{r}{t} U(x) \quad (3.8)$$

$$P = \frac{1}{rt^2} \Pi(x) \quad (3.9)$$

$$\rho = \frac{1}{r^3} D(x) \quad (3.10)$$

unite alla condizione che l'equazione di stato a cui obbedisce il gas sia una politropica $P\rho^{-\gamma} = \text{const}$. Nel caso delle novae gli esponenti per la variabile self-similare valgono $a=1, b=1$. Consideriamo la condizione di sopra:

$$\frac{\Delta r}{r} = \text{const} = \frac{r_1 - r_2}{r} = \frac{v_1 t_1 - v_2 t_2}{r} \simeq v \frac{t}{r} \implies v = \text{const} \frac{r}{t} \quad (3.11)$$

per confronto con un po' meno sopra:

$$v = U(x) \frac{r}{t} \implies U(x) = \text{const} \quad (3.12)$$

Dall'equazione di continuità riscritta:

$$\frac{dD}{dx} = \frac{2}{x} \frac{DU}{(U-1)} \quad (3.13)$$

che ha per soluzione:

$$D(x) = D(0) x^{2\frac{U}{U-1}}, U \neq 1 \quad (3.14)$$

per la densità si trova:

$$\rho(r, t) = \rho_0 D(0) \frac{1}{r^3} \left(\frac{r}{t} \right)^{2\frac{U}{U-1}} \quad (3.15)$$

il solo modo in cui $\rho \sim M_{ej} r^{-3}$ se M_{ej} è costante è che $r \propto t$, a meno che $U = 0$ che corrisponde al caso statico. Inoltre anche $U = 1$ è escluso perchè significherebbe $M_{ej} = \infty$, chiaramente non fisica. Infatti:

$$\lim_{U \rightarrow 1} x^{2\frac{U}{U-1}} = \infty \quad (3.16)$$

che per la densità significa:

$$\lim_{U \rightarrow 1} \rho(r, t) = \rho_0 D(0) \frac{1}{r^3} \lim_{U \rightarrow 1} \left(\frac{r}{t} \right)^{2\frac{U}{U-1}} = \infty \quad (3.17)$$

e poichè $\rho \sim M_{ej} r^{-3}$ mi implica $M_{ej} = \infty$. $U = 1$ descrive una sfera isoterma che si espande di velocità costante, e già sappiamo che una sfera isoterma astrofisica

deve essere infinita, da cui la singolarità: infatti la luminosità bolometrica dalla legge di Stefan-Boltzmann è:

$$L_{NB} = 4\pi\sigma T_{eff}^4 R_{NB}^2 = const \quad (3.18)$$

considerando la nana bianca puntiforme, a distanza r da questa la luminosità sarà:

$$L(r) = 4\pi\sigma T_{eff}^4(r) r^2 \quad (3.19)$$

poichè non ci sono fonti interne di energia e trascurando i meccanismi di interazione radiazione-materia in ogni punto l'energia radiante totale deve conservarsi e quindi:

$$L_{NB} = L(r), \forall r \implies 4\pi\sigma T_{eff}^4(r) r^2 = L_{NB} \quad (3.20)$$

differenziando logaritmicamente:

$$\frac{dL_{NB}}{L_{NB}} = 4 \frac{dT_{eff}}{T_{eff}} + 2 \frac{dr}{r} \implies \frac{dT_{eff}(r)}{T_{eff}(r)} = -\frac{1}{2} \frac{dr}{r} \quad (3.21)$$

la condizione di self-similarità come abbiamo visto implica $dr/r = const > 0$ e quindi:

$$\frac{dT_{eff}}{T_{eff}} = -const \quad (3.22)$$

da cui il gradiente di temperatura nello shell espresso in coordinate comoventi per $U = 1$, cioè $x = r/t = 1$:

$$T_{eff}(x) = T_{eff}(0) \exp(-const) = const \quad (3.23)$$

cioè come annunciato $U = 1$ descrive una sfera isoterma infinita in espansione. Consideriamo quindi solamente il caso $U \neq 1$; questa nuova condizione significa che ad x fissato:

$$U = const \quad (3.24)$$

quindi ad ogni superficie ad x costante corrisponde una unica velocità. La legge di velocità a cui l'eietto obbedisce è quindi molto semplice:

$$v(r, t) = A \frac{r}{t} \quad (3.25)$$

considerando che noi osserviamo con i telescopi sempre ad un tempo fissato \bar{t} , il campo di velocità che pesa gli spettri è:

$$v(r, \bar{t}) = \frac{v_{\max}(\bar{t})}{r_{\max}(\bar{t})} r = Ar \quad (3.26)$$

analogo alla legge di Hubble da cui il nome di "Hubble flow". L'analogia è solo formale, l'origine della legge di Hubble cosmologica è ben diversa; anzitutto non si tratta di una velocità nel senso comune del termine, ma di una misura di redshift causata dall'espansione omologa dello spazio tempo. Detto z il redshift,

lo spostamento verso il rosso della lunghezza d'onda centrale di una qualche riga, la legge di Hubble è la seguente:

$$cz = H_0 r \quad (3.27)$$

dove H_0 è la costante di Hubble e c è la velocità della luce. Il carattere dell'espansione di Hubble è evidente dalla seguente considerazione: in una esplosione di nova, o supernova, il centro dell'espansione è il centro geometrico del sistema, la stella progenitrice dell'evento. Nell'espansione dell'universo *ogni* punto è il centro dell'espansione. Per citare Hawking, l'universo è come un palloncino che si gonfia.

3.1 Evoluzione Spettroscopica UV

Dinamicamente una nova è molto semplice. Molto più complessa è la fisica della formazione degli spettri. Una semplificazione viene dal fatto che le reazioni nucleari continuano a luminosità costante sulla nana bianca, CBL. Inoltre l'assenza di radionuclidi nello shell assicura che questo è privo di sorgenti di energia interna, così che quest'ultimo è assimilabile ad un filtro per i fotoni che lo attraversano.

In maniera forse un po' riduttiva, l'evoluzione spettroscopica può dividersi in tre fasi:

1. fireball;
2. iron curtain;
3. nebular.

Il processo di espansione dello shell eiettato ricorda sotto certi punti di vista la schiarita di una giornata nuvolosa. Nelle prime fasi dell'esplosione la densità del gas è così elevata che questo è completamente opaco alla luce della nana bianca, il "cielo" è "nuvoloso" (fireball).

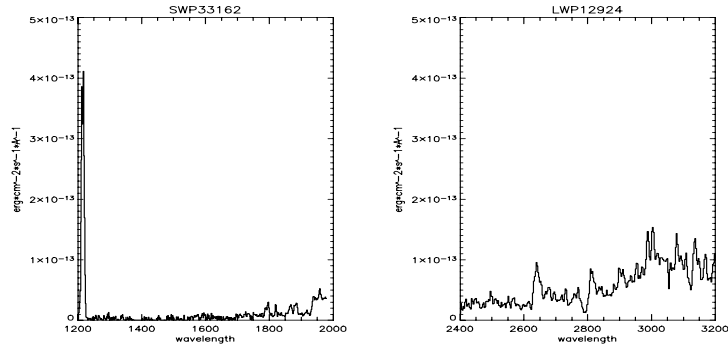


Figura 3.1. Spettri di LMC 1988 No.1 durante la fase otticamente spessa. Il flusso SWP è praticamente nullo, mentre per LWP tende ad aumentare verso le lunghezze d'onda maggiori. Immagini prese il 26/03/88, 3.25 giorni dopo il massimo visivo.

Espandendosi il gas si rarefa in maniera non uniforme e si creano dei "buchi" nel materiale espulso da cui inizia a trapeolare la radiazione (iron curtain).

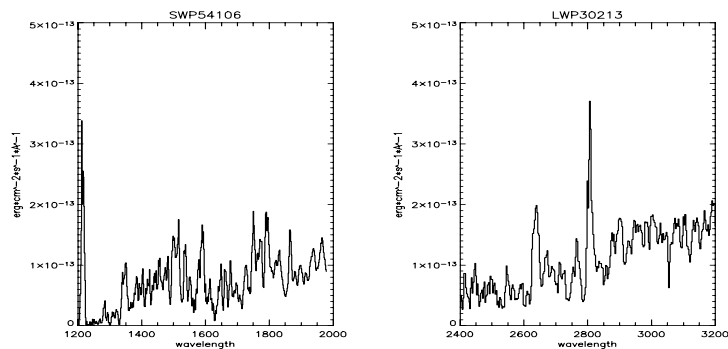


Figura 3.2. Spettri di LMC 1995 durante la fase di iron curtain. La ricchezza di righe in emissione ed assorbimento è solamente apparente, si tratta in realtà di finestre nell'opacità del FeII dovute al gradiente di velocità. Immagini prese il 17/3/95, 9 giorni dopo il massimo visivo.

Infine l'espansione diluisce talmente tanto il gas da renderlo trasparente (nebular).

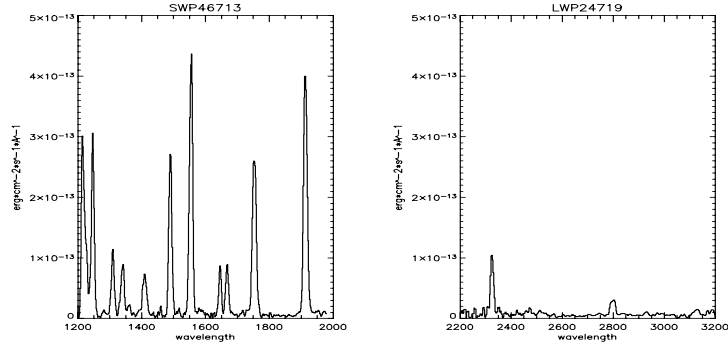


Figura 3.3. Spettri di LMC 1992 durante la fase nebulare. Le righe in emissione sono reali stavolta e sono dovute alla ricombinazione delle specie ionizzate. Immagini prese il 12/1/93, 63 giorni dopo il massimo visivo.

Ovviamente questa descrizione è notevolmente semplificata e in buona misura inesatta, ma rappresenta un punto di partenza semplice per comprendere ciò che avviene in una nova.

3.1.1 Fireball

Durante le prime fasi della sua evoluzione lo shell è completamente ionizzato in virtù delle temperature di $10^8 K$ a cui si trovava all'inizio del TNR. La sua completa ionizzazione scherma quasi completamente la radiazione elettromagnetica che emerge dalla nana bianca e la rende quindi praticamente opaca. La sorgente principale di opacità in questa fase è lo scattering Thompson fotone-elettrone. La sezione d'urto totale per questo processo è facilmente calcolabile e vale:

$$\sigma_{Th} = 6.65 \cdot 10^{-29} m^2 \quad (3.28)$$

consideriamo il cammino libero medio di un fotone prima che interagisca con un elettrone, questo si scrive:

$$\langle l \rangle \sim \frac{1}{n_e \sigma_{Th}} \quad (3.29)$$

la condizione che lo shell sia otticamente spesso permette di stimare un limite inferiore per la densità elettronica imponendo che l sia minore dello spessore dello shell in espansione. Lo spessore Δr si può stimare dalle condizioni iniziali del TNR:

$$\Delta r \sim 10^3 R_{NB} \sim 10^{10} m \quad (3.30)$$

quindi per la densità elettronica:

$$n_e \gtrsim 1.50 \cdot 10^{12} cm^{-3} \quad (3.31)$$

Inoltre si può anche ricavare la legge con cui deve variare la profondità ottica, integrale dell'inverso del cammino libero medio, durante la fase di fireball. La legge a cui deve obbedire la densità abbiamo visto essere:

$$n \sim r^{-3} \quad (3.32)$$

che implica:

$$\langle l \rangle \sim r^3 \quad (3.33)$$

e quindi per la profondità ottica:

$$\tau = \int n \sigma_{Th} dr \sim r^{-2} \quad (3.34)$$

che tende a zero all'aumentare delle dimensioni dello shell, ciò equivale a dire che maggiori sono le sue dimensioni geometriche tanto è possibile vedere in profondità all'interno di questo fino a che il cammino libero medio dei fotoni è paragonabile alle dimensioni dello shell e tutto diventa visibile. Questo è esattamente ciò che succede quando la nova entra nella fase nebulare. Poichè per la velocità vale:

$$v = Ar \quad (3.35)$$

si può sostituire nel cammino libero medio:

$$\langle l \rangle \sim v^3 \quad (3.36)$$

così la profondità ottica varia come:

$$\tau \sim v^{-2} \quad (3.37)$$

da cui è evidente la correlazione tra la velocità di espansione e la velocità evolutiva della curva di luce di una nova che dipende dalla profondità ottica: le nove che mostrano l'evoluzione spettroscopica più veloce sono anche quelle che presentano una velocità di espansione dell'eietto maggiore. L'involuppo esterno per lasciare la nana bianca deve avere una velocità maggiore o uguale alla velocità di fuga, quindi:

$$v \geq \sqrt{\frac{2GM_{NB}}{R_{NB}}} \quad (3.38)$$

quindi poichè per nane bianche non relativistiche vale $M_{NB}R_{NB}^3 = const$ si ottiene:

$$v \gtrsim M_{NB}^{2/3} \quad (3.39)$$

Per nane bianche relativistiche invece:

$$v \gtrsim M_{NB}^{1/2} \quad (3.40)$$

Quindi maggiore la velocità di espansione, maggiore la massa della nana bianca. Inoltre anche la luminosità bolometrica dipende da M_{NB} in maniera monotona

crecente; supponendo infatti come limite superiore la luminosità di Eddington con cui la nova splende negli istanti iniziali :

$$L_{Edd} \propto M_{NB} \quad (3.41)$$

automaticamente se ne deduce che deve esistere una qualche relazione tra la luminosità, o la magnitudine, e la velocità di espansione dello shell e quindi la velocità con cui la nova evolve spettroscopicamente. Quindi a prescindere dalla validità dell'ipotesi di luminosità bolometrica costante una qualche relazione tipo MMRD dovrebbe valere.

3.1.2 Iron Curtain

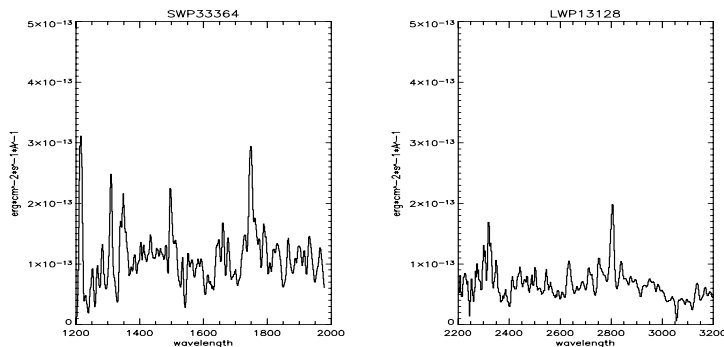


Figura 3.4. Spettri in fase di iron curtain per nova LMC 1988 No.1 presi il 26 Aprile 1988. Lo spettro SWP presenta varie strutture che ricordano righe di emissione mentre nello spettro LWP si distinguono chiaramente le righe MgII λ 2800 e FeII λ 2645, su cui si sovrappongono gli assorbimenti interstellari di LMC e della Via Lattea.

Lo shell espandendosi si raffredda. Tale raffreddamento procede in maniera praticamente adiabatica ed ha come effetto la ricombinazione degli ioni nello shell. La ricombinazione fa sì che l'emissività media dello shell aumenti, dovrebbero apparire infatti le righe di ricombinazione, e di conseguenza che l'opacità diminuisca. Infatti il flusso UV tende ad aumentare rispetto alla fase opaca di fireball. Quando la temperatura raggiunge però circa $4 \cdot 10^4 K$ l'opacità aumenta nuovamente in maniera brusca. Questo avviene perché a tale temperatura appaiono specie chimiche ionizzate una volta, FeII, CrII, TiII, etc., che nella zona spettrale 1000-3000 Å hanno migliaia di linee di assorbimento[24].

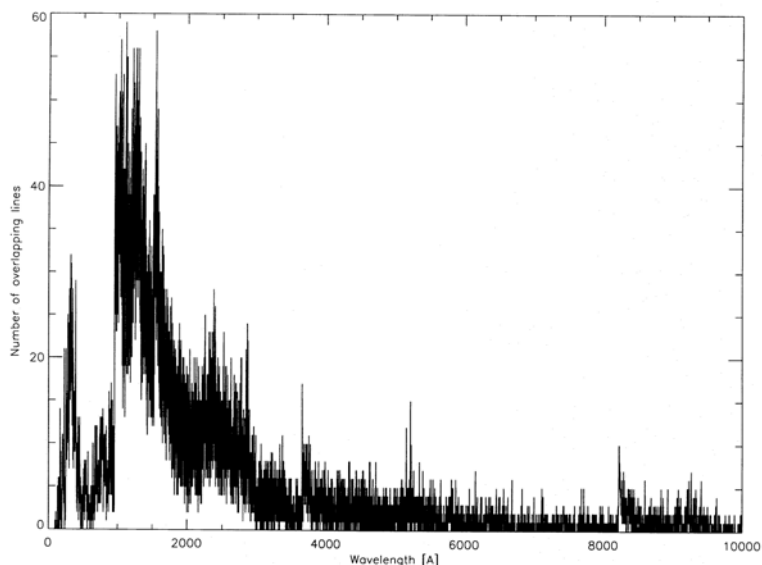


Figura 3.5. Numero di linee di FeII che si sovrappongono nell'intervallo di lunghezza d'onda tra 0 e 10000 Å. Da Hauschildt, "The Effects of FeII Non-LTE on Nova Atmospheres And Spectra", AJ 462:386-403,1996

Poichè l'energia totale è costante, uguale all'energia emessa dalla nana bianca che abbiamo visto essere l'unica sorgente, il sistema deve necessariamente ridistribuire l'eccesso accumulato in assorbimento verso altre regioni della lunghezza d'onda. Esaminando la curva di luce di Nova Cygni 1974 si nota che il flusso minimo nell'UV corrisponde esattamente al massimo nel visibile, comportamento comune a tutte le novae finora osservate ed anche al campione in esame in questa tesi. Un simile comportamento bolometrico è conseguenza delle densità elevatissime a cui si trova il gas nelle prime fasi dell'espansione. Il tempo di collisione per gli atomi è paragonabile, se non inferiore, alla vita media degli stati eccitati a causa dell'assorbimento elettromagnetico. La conseguenza è che l'eccesso di energia viene dissipato non irradiando, ma termalizzando il gas. Ovviamente quest'ultimo non potrà mai raggiungere l'equilibrio termico a causa dell'espansione, ma la conseguenza è che l'emissione è spostata verso lunghezze d'onda maggiori quanto maggiore è l'efficienza delle collisioni, e quindi in funzione della densità del gas.

Le righe di emissione di FeII nel visibile in corrispondenza della fase di iron curtain testimoniano significa che ciò che viene assorbito nell'UV viene riemesso nel visibile. E' evidente da questa considerazione che per comprendere le novae sia necessario uno studio bolometrico in quanto i processi fisici in gioco influenzano tutta la distribuzione spettrale dell'energia.

Gli spettri UV non sono però privi di caratteristiche, cioè la conversione dei fotoni non è totale. Il gradiente di velocità ha l'effetto di spostare per ogni

riga la lunghezza d'onda centrale di assorbimento, se $\phi(\nu)$ è il profilo della riga, $\phi(\nu) \rightarrow \phi\left(\nu - \frac{\nu_0}{c}v(r)\right)$ in modo tale che all'interno dello shell esiste solo una *zona di risonanza* all'interno della quale il fotone può venire assorbito. Con riferimento alla figura 3.5, nonostante il numero enorme di righe nell'intervallo 1000 - 3000 Å, alcuni fotoni non trovano resistenza al loro passaggio, formando così quelle strutture che ricordano righe di emissione. A tale fenomeno, comune a tutti i sistemi atmosferici dinamici, si è dato il nome di *line blanketing*.

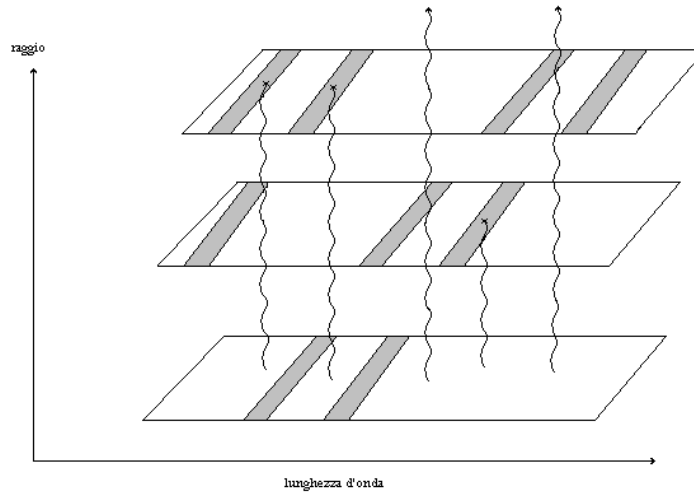


Figura 3.6. Rappresentazione del fenomeno del "line blanketing". Le bande scure rappresentano le righe di assorbimento. Si vede come un gradiente di velocità induca uno spostamento nella lunghezza d'onda centrale dell'assorbimento e quindi fotoni che verrebbero assorbiti non lo sono e viceversa.

Dividiamo lo shell in N strati di spessore $\Delta r/r$; la profondità ottica di ciascuno strato, dalla definizione, può scriversi, σ_λ è la sezione d'urto di assorbimento:

$$\tau_{\lambda,i} = n_i(r) \sigma_\lambda \left(\frac{\Delta r}{r} \right) r_i \quad (3.42)$$

ricordando che $n(r) \sim r^{-3}$ e $v \sim r$:

$$\tau_{\lambda,i} \sim \frac{1}{v_i^2} \quad (3.43)$$

quindi la probabilità che un fotone venga assorbito è maggiore negli strati più interni che si muovono più lentamente. Ricordando che la densità di colonna non è altro che la densità moltiplicata per l'altezza, la profondità ottica può

scriversi:

$$\tau_\lambda = N_{\text{col}}(r) \sigma_\lambda r; \quad N_{\text{col}}(r) = n(r) \left(\frac{\Delta r}{r} \right) \quad (3.44)$$

Finora abbiamo supposto la densità omogenea, in realtà questo non è vero, si guardi ad esempio la figura di Nova HR Del. La presenza di fluttuazioni nella densità di colonna contribuisce a variare la profondità ottica locale e la redistribuzione del flusso nel visibile. Per tenere conto di tale effetto si è soliti introdurre un parametro numerico, il *filling factor* f o fattore di riempimento, dipendente dallo strato dell'involuppo e quindi da r . La profondità ottica diventa quindi:

$$\tau_\lambda = f(r) N_{\text{col}}(r) \sigma_\lambda r \quad (3.45)$$

con $0 \leq f(r) \leq 1$. Il filling factor descrive la presenza di nodi nell'ietto, presenza testimoniata vedremo da OI $\lambda 1300$ che non potrebbe altrimenti essere presente negli spettri.

Nel seguito riusciremo a stimare il filling factor da una semplice considerazione basata sulla redistribuzione dei fotoni. Poichè ciò che viene assorbito nell'UV deve venire riemesso nel visibile, la luminosità nel visibile è direttamente proporzionale all'opacità nell'UV e quindi alla densità del gas. Il rapporto tra luminosità totale L_{bol} e luminosità "convertita" L_V è direttamente proporzionale alla capacità di redistribuire i fotoni ad opera del gas e quindi alla densità del gas stesso. Se il gas fosse distribuito omogeneamente tutti i fotoni UV verrebbero trasformati in fotoni visibili il rapporto sarebbe uno. Vedremo che questo non avviene e che quindi il gas non è distribuito in maniera uniforme, ma raccolto in nodi sovra-densi la cui percentuale medio è data da:

$$\frac{L_{\text{bol}}}{L_V} = f \quad (3.46)$$

quindi da una considerazione molto semplice è possibile stimare una quantità legata a tutte le instabilità che si generano contemporaneamente nel momento dell'esplosione. Con il procedere dell'espansione dello shell, la densità diminuisce e di conseguenza diminuisce la profondità ottica. Negli spettri infatti si distinguono sempre più chiaramente righe di emissione vere e proprie che emergono dalle finestre trasparenti secondo il procedimento descritto in precedenza. La nova entra nella fase pre-nebulare.

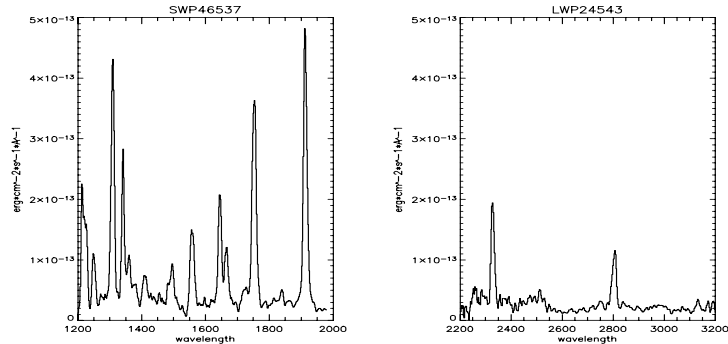


Figura 3.7 Nova LMC 1992 il 20 Dicembre. La nova sta entrando nella fase nebulare, infatti gli spettri SWP iniziano ad essere dominati da righe di ricombinazione di NV λ 1240, NIV] λ 1750, NIII] λ 1486, CIV λ 1550 (P Cyg $v=-3000$ km/s), Si III] λ 1858, OIV] - SiIV λ 1400, OIII] λ 1663, HeII λ 1640. Si distinguono inoltre OI λ 1300 e CI λ 1328.

Spesso, si veda ad esempio la figura sopra, la riga più intensa presente alla transizione tra iron curtain e fase nebulare è OI λ 1300. A prima vista può apparire strano in quanto non esistono condizioni fisiche tali da giustificare la presenza contemporaneamente di OIV] λ 1400, OIII] λ 1663 e OI λ 1300. Ammettere la presenza di OI λ 1300 significa supporre che si formi nelle zone "d'ombra" più esterne dovute alla presenza di nodi nello shell in espansione dove la profondità ottica è minore. A tale conclusione si giunge anche da un calcolo dettagliato della fotoionizzazione in presenza di disomogeneità nello shell[26]. Infatti niente garantisce l'uniformità del gas eiettato, infatti abbiamo visto che i processi in grado di generare instabilità di tipo idrodinamico o termico sono molteplici: accrescimento, convezione, TNR, instabilità di Rayleigh-Taylor, Kelvin-Helmholtz, etc... Non c'è ragione perchè lo shell sia omogeneo e la trattazione self-similare non deve trarre in inganno, lo scaling della densità ad esempio è valido in media su tutto lo shell se e solo se questo è a simmetria sferica, cosa che tra l'altro non è in generale vera, si pensi ad un Supernova Remnant qualsiasi per avere un'idea. I profili di riga stessi suggeriscono deviazioni dalla simmetria sferica che non può essere esatta anche perchè non bisogna dimenticare che una nova non è un sistema isolato ma fa parte di un sistema binario il cui moto orbitale da solo basta a distorcere la simmetria iniziale[27]. Di difficile interpretazione sono i profili P Cygni spesso presenti in fase pre-nebulare. Probabilmente sono l'indizio più forte di una iniezione continua di massa nello shell ad opera di un vento generato dalla luminosità super-Eddington dovuta alla combustione nucleare nell'involucro esterno della nana bianca.

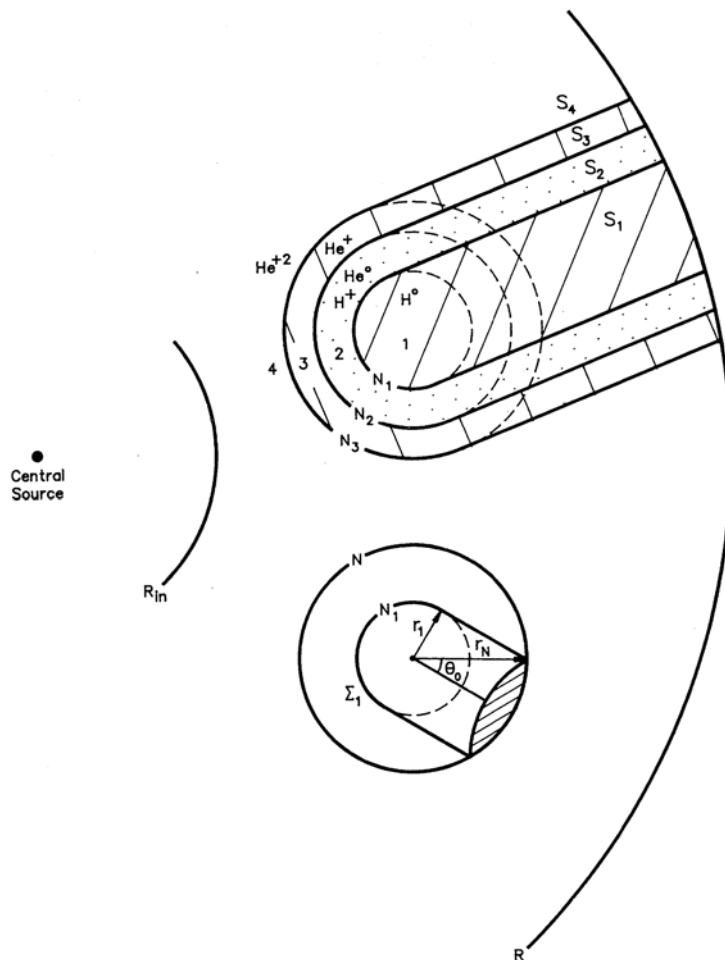


Figura 3.8. Geometria schematica per le condensazioni in un gas. Le regioni 1,2,3 e 4, i cui limiti sono definiti dalle densità $N_1, N_2,$ e N_3 , rappresentano le zone di differente ionizzazione di H e He. Ognuna di queste zone è associata con la corrispondente zona d'ombra (S_1, S_2, S_3, S_4) che consiste in gas più distante schermato dalla radiazione proveniente dalla regione centrale ad opera della zona ionizzata antistante. Da Williams, R.E., "Incorporation of Density Fluctuation Into Photoionization Calculations", AJ 392:99-105,1992

Lo shell non può essere considerato otticamente sottile fino a che è presente OI $\lambda 1300$ in quanto abbiamo visto si forma nelle zone d'ombra dietro a zone ad alta ionizzazione. Quando quindi tale riga scompare lo shell è completamente trasparente e completamente ionizzato e la nova entra nella fase nebulare della sua evoluzione.

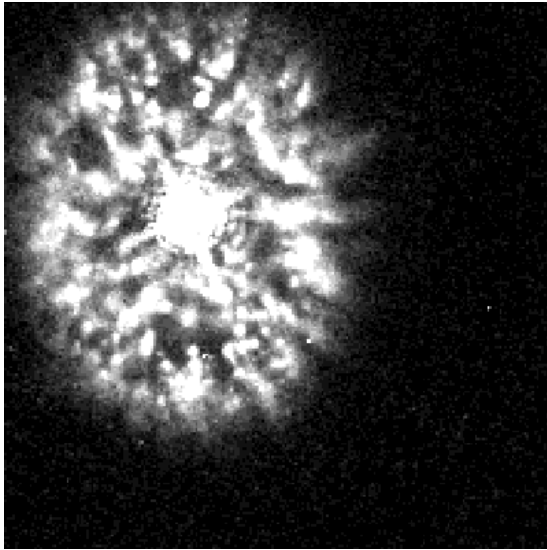


Figura 3.9. Nova HR Del nella banda $H\alpha$ $\lambda 6563$ ripresa da HST nel 1996. La Point Spread Function ha dimensioni di circa $0''.2$. Si noti come l'eietto è frammentato ed organizzato in nodi ad indicare un filling factor minore di uno. Cortesia di S.Shore.

Instabilità e formazione di nodi successivamente al TNR

I meccanismi invocati per spiegare la formazione di nodi e quindi un filling factor diverso da uno sono molti e tutti puntano ad instabilità di tipo idrodinamico principalmente l'instabilità di Rayleigh-Taylor seguita da quella di Kelvin-Helmoltz. Nei primi istanti del TNR abbiamo visto che l'involuppo diventa instabile per convezione in seguito al gradiente di temperatura enorme mantenuto dalle reazioni nucleari in atto. Questo meccanismo porta al mescolamento ed inevitabilmente al formarsi di strutture.

Uno dei meccanismi principali pare essere legato alla propagazione dell'onda d'urto ipersonica generata dall'improvviso aumento della pressione di radiazione successivamente all'innesco delle reazioni nucleari. Lo shock attraversa l'involuppo che si sta espandendo e lascia il gas dietro il fronte d'onda organizzato in strutture tipo dita, fingers, che, poichè una volta eiettato l'involuppo è "congelato", si manifestano come i nodi che si osservano ad esempio in HR Del o Nova V1974 Cygni 1992[20].

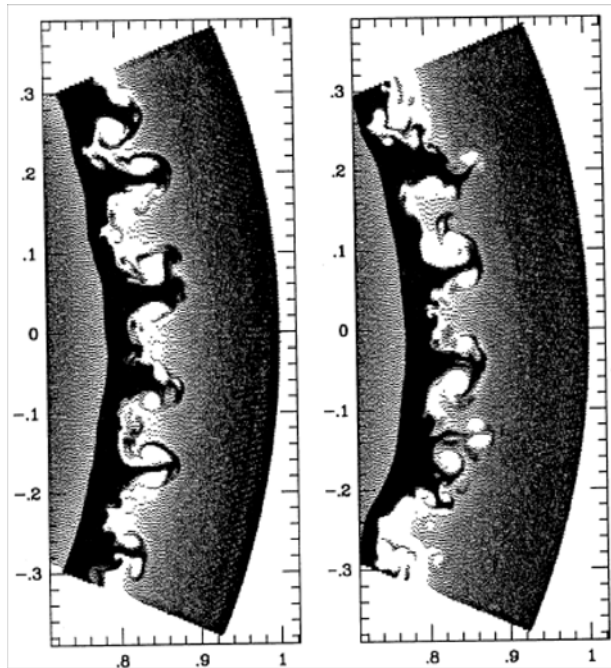


Figura 3.10. Fotogramma delle instabilità generate dalla propagazione di un'onda d'urto nell'eietto subito dopo il TNR. Immagine tratta da Chevalier et al., "Hydrodynamic instabilities in supernova remnants", *Aj* 392:118-130, 1992

L'instabilità di Rayleigh-Taylor si manifesta ogni qualvolta siamo in presenza di due fluidi stratificati soggetti ad un'accelerazione. La presenza di una forza esterna comporta il mescolamento dei due in strutture tipiche che ricordano delle dita (Appendice C).

3.1.3 Fase Nebulare

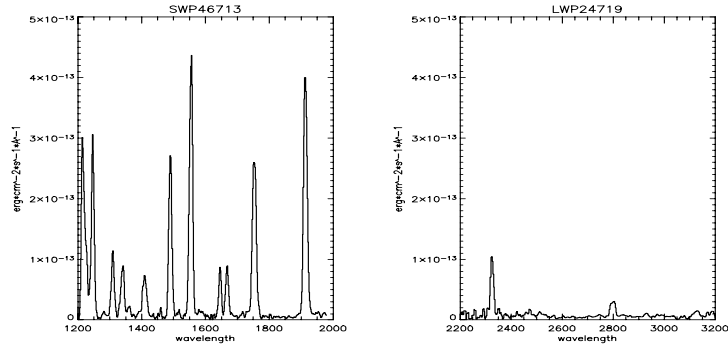


Figura 3.11. Nova LMC 1992 il 12 Gennaio 1993. Sono presenti NV $\lambda 1240$, NIV] $\lambda 1750$, NIII] $\lambda 1486$, CIV $\lambda 1550$ (P Cyg $v = -3000$ km/s), Si III] $\lambda 1858$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$, OIII] $\lambda 1663$, HeII $\lambda 1640$, CIII] $\lambda 1908$. Si distinguono inoltre OI $\lambda 1300$ e CI $\lambda 1328$.

L'evoluzione delle novae in questa fase è probabilmente la più semplice e la più fuorviante. La ionizzazione dello shell è completa e gli unici processi in competizione sono espansione, ricombinazione e fotoionizzazione. La sorgente centrale accesa tende ad aumentare il livello di ionizzazione, cosa che si verifica esaminando i rapporti tra i flussi delle righe delle stesse specie (NV ed NIV] ad esempio) a gradi di ionizzazione differenti, fino a che l'espansione equilibra ionizzazione e ricombinazione e la ionizzazione è "congelata". Il rapporto tra i flussi si mantiene pressappoco costante fino a che lo spegnimento della sorgente, il turn-off, lascia lo shell privo del bagno termico che ne determina l'energetica e questo evolve verso l'equilibrio. Quindi le specie più ionizzate decadono secondo il processo $A_{Z+1} + e^- \rightarrow A_Z^* \rightarrow A_Z + \gamma$ quindi l'intensità delle righe di ricombinazione è determinata dal bilancio statistico di cui ci occuperemo tra breve.

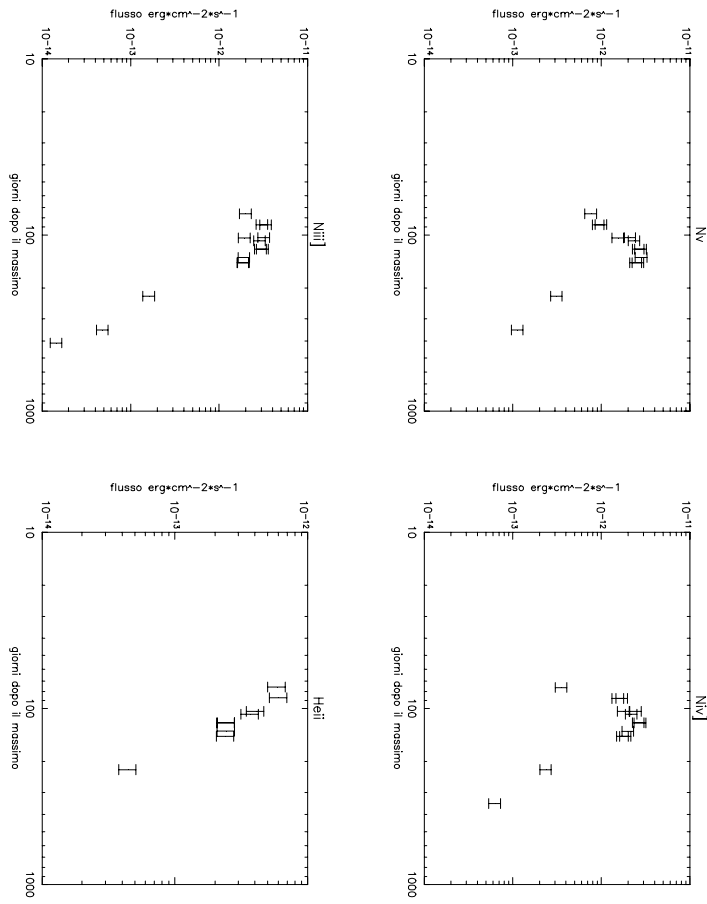


Figura 3.12. Andamento del flusso per varie specie ioniche nella fase nebulare di Nova LMC 1988 No.1.

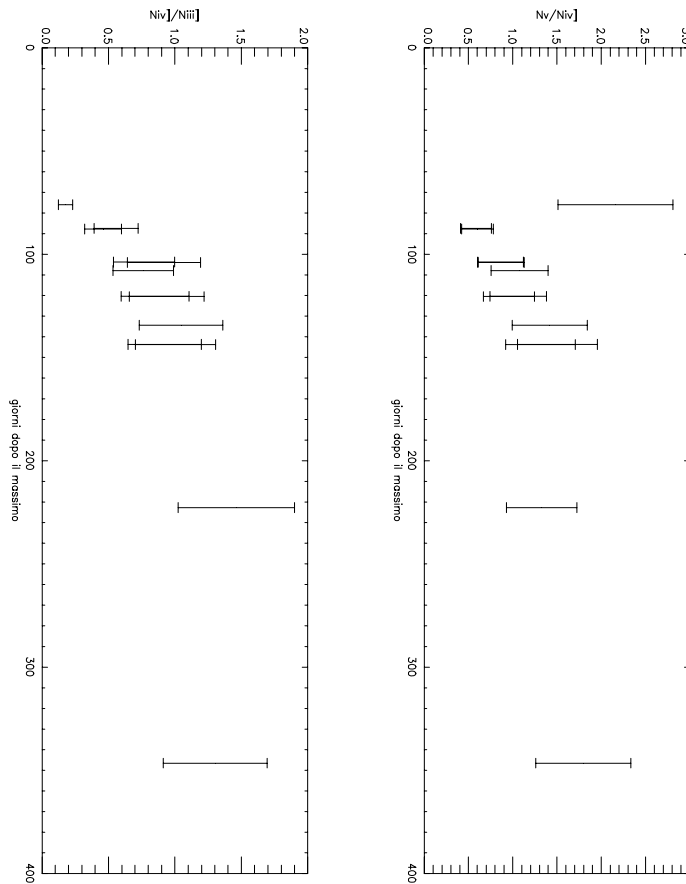


Figura 3.13. Rapporto $NV/NIV]$ a destra e $NIV]/NIII]$ a sinistra per Nova LMC 1988 No.1.

Dopo il turn-off delle reazioni nucleari, lo shell è libero di evolvere verso l'equilibrio statistico. Con la mancanza del flusso di fotoni ionizzante infatti la ionizzazione è bloccata e gli unici processi fisici che restano in competizione sono l'espansione e la ricombinazione. Le righe che compaiono negli spettri sono infatti righe di ricombinazione, cioè uno ione cattura un elettrone in un livello eccitato e questo decade verso il fondamentale emettendo un fotone. In generale quindi possiamo dire che la probabilità di emettere un fotone è vincolata alla probabilità che uno ione ha di catturare un elettrone libero. Questo è ciò che sta alla base delle relazioni di Milne che legano le due probabilità suddette. Quindi per il calcolo dell'intensità delle righe di ricombinazione è sufficiente valutare

il bilancio statistico tra popolazioni di ioni diversi della stessa specie chimica e grazie all'assenza di dei coefficienti di ionizzazione le equazioni di rate sono risolvibili esattamente ed analiticamente, ovviamente sotto alcune ipotesi non troppo vincolanti. Dopo il turn-off, supponendo il massimo stato di carica Z , l'equilibrio statistico si scrive :

$$\begin{aligned} \frac{dn_Z}{dt} &= -n_e(t) \sum_{n=0}^{Z-1} \alpha_n(T) n_n \\ \frac{dn_{Z-1}}{dt} &= \alpha_Z(T) n_e(t_0) n_Z - n_e(t) \sum_{n=0}^{Z-2} \alpha_n(T) n_n \\ \frac{dn_i}{dt} &= n_e(t) \sum_{n=i+1}^Z \alpha_n(T) n_n - n_e(t) \sum_{n=0}^{Z-1} \alpha_n(T) n_n \\ \frac{dn_0}{dt} &= n_e(t) \sum_{n=1}^Z \alpha_n(T) n_n \end{aligned} \quad (3.47)$$

dove $\alpha_n(T)$ sono i coefficienti di ricombinazione e n_e è la densità numerica degli elettroni. Tale sistema di equazioni differenziali del primo ordine è risolvibile analiticamente (Appendice A). Per gli ioni HeII, NV, NIV e NIII la soluzione è:

$$\ln \left[\frac{n_{HeII}(t)}{n_{HeII}(t_0)} \right] = \frac{1}{2} \alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \quad (3.48)$$

$$\ln \left[\frac{n_{NV}(t)}{n_{NV}(t_0)} \right] = \frac{1}{2} \alpha_{NV} n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \quad (3.49)$$

$$\begin{aligned} \ln \left[\frac{n_{NIV}(t)}{n_{NIV}(t_0)} \right] &= \frac{1}{2} \alpha_{NIV} n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) + \\ &+ \ln \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0)} \frac{1}{t_0 (\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})} \right) \cdot \\ &\cdot \exp \left[\left(-n_e(t_0) t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{2} \right) \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} \ln \left[\frac{n_{NIII}(t)}{n_{NIII}(t_0)} \right] &= \frac{1}{2} \alpha_{NIII} n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) + \\ &+ \ln \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIII}(t_0)} \frac{1}{t_0 (\alpha_{NIII} - \alpha_{NV})} \right) \cdot \\ &\cdot \exp \left[\left(-n_e(t_0) t_0 \frac{(\alpha_{NIII} - \alpha_{NV})}{2} \right) \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.51)$$

Esaminando le soluzioni sopra trovate si nota che la pendenza della curva di declino è uguale per ogni specie chimica in quanto questa è fissata dall'espansione dello shell, deduzione confermata esaminando i flussi in funzione del tempo. Le

soluzioni sopra ottenute permettono di ricavare in linea di principio il tempo del turn-off per la nova semplicemente controllando quando i flussi obbediscono alle leggi di sopra, in pratica però i risultati della procedura di fitting sono fortemente vincolati alla densità degli elettroni al turn-off e quindi alla massa dell'eietto, di cui si hanno stime poco affidabili.

La dipendenza dal tempo dell'intensità della righe per le specie considerate è stata fittata sui dati del satellite IUE utilizzando un metodo numerico realizzato tramite una procedura IDL, Interactive Data Language. Il metodo da me utilizzato consiste nel calcolare il valore del χ^2 ridotto per vari valori del tempo del turn-off. I valori riportati nel testo sono quelli corrispondenti al minimo χ^2 .

Tutta l'analisi dei dati è stata realizzata tramite IDL e il pacchetto di procedure proprietario per IUE, IUERDAF, realizzato da vari scienziati per il progetto IUE e liberamente scaricabile dal sito www.mast.com. In basso sono riportate le principali righe nebulari nell'UV.

$\lambda(\text{\AA})$	Ione	Configurazione	Note
1242.78	N V	$1s^2 2s(^2S) - 1s^2 2p(^2P^0)$	doppietto
1302.17	O I	$2s^2 2p^4(^3P) - 2s^2 2p^3 3s(^3S^0)$	tripletto
1329.57	C I	$2s^2 2p^2(^3P) - 2s^2 2p^3(^3P^0)$	tripletto
1402.28	O IV]	$2s^2 2p^3 3s(^2P^0) - 2s^2 2p^3 4p(^4P)$	quintetto
1402.73	Si IV	$2p^6 3s(^2S) - 2p^6 3p(^2P^0)$	doppietto
1486.49	N IV]	$1s^2 2s^2(^1S) - 1s^2 2s 2p(^2P^0)$	
1550.77	C IV	$1s^2 2s(^2S) - 1s^2 2p(^2P^0)$	doppietto
1592.26	[Ne V]	$2s^2 2p^2(^3P) - 2s^2 2p^2(^1S)$	
1640.34	He II	$2p(^2P^0) - 3d(^2D)$	
1664.03	O III]	$2s^2 2p^2 3p(^4P) - 2s^2 2p^2 4s(^4P)$	ettetto
1751.22	N III]	$2s 2p^2(^2P) - 2p^3(^2D^0)$	tripletto
1892.03	Si III]	$3s^2(^1S) - 3s 3p(^3P^0)$	doppietto
1862.78	Al III	$2p^6 3s(^2S) - 2p^6 3p(^2P^0)$	doppietto
1908.73	C III]	$1s^2 2s^2(^1S) - 1s^2 2s 2p(^3P^0)$	doppietto
2324.69	C II	$2s^2 2p(^2P^0) - 2s 2p^2(^4P)$	quintetto
2669.15	Al II	$2p^6 3s^2(^1S) - 3s 3p(^3P^0)$	
2797.99	Mg II	$2p^6 3p(^2P^0) - 2p^6 3d(^2D)$	doppietto
2802.69	Mg II	$2p^6 3s(^2S) - 2p^6 3p(^2P^0)$	doppietto

La maggior parte delle righe presenti negli spettri di novae sono dovute alle transizioni di struttura fine governate dall'accoppiamento momento orbitale-spin elettronico, $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Tali transizioni violano le regole di selezione elettromagnetiche classiche in quanto la parità degli stati finali è la medesima degli stati finali e quindi si dicono *proibite*. In realtà la nomenclatura è in questo caso fuorviante. Le regole di selezione vengono determinate dal calcolo delle probabilità di transizione assumendo che l'atomo si comporti come un dipolo elettrico. Questo è ciò che avviene al primo ordine nello sviluppo del potenziale vettore nel calcolo dell'elemento di matrice $\langle f | e^{ikz} | i \rangle$, dove si è supposto che la radiazione si propaghi lungo la direzione z . Lo sviluppo del potenziale vettore è equivalente ad uno sviluppo in potenze di a/λ dove a è il volume atomico e λ è la lunghezza

d'onda della radiazione incidente. Per radiazione con $\lambda = 2000 \text{ \AA} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, le dimensioni atomiche sono dell'ordine di 10^{-8} cm , quindi $a/\lambda \simeq 5 \cdot 10^{-4}$, ordine di grandezza da confrontare con il termine dovuto all'ordine successivo $(a/\lambda)^2 \simeq 2.5 \cdot 10^{-7}$. Una transizione di quadrupolo elettrico, o dipolo magnetico, è mille volte meno probabile, ma non "proibita". Il fatto che si osservino tali transizioni indica che gli atomi responsabili hanno dipolo elettrico nullo, ad esempio N IV] $\lambda 1486.49$ ha configurazione iniziale $1s^2 2s^2$ cioè a simmetria sferica, o che le densità in gioco sono molto basse. Poichè probabilità di transizione bassa significa vita media dello stato eccitato lunga, in laboratorio tali transizioni non possono venire osservate in quanto alle densità tipiche degli studi di laboratorio, lo stato metastabile viene de-eccitato non tramite emissione elettromagnetica, ma tramite collisione con altri atomi. In condizioni di densità molto basse le collisioni sono molto meno probabili e quindi stati a vita media lunga decadono elettromagneticamente. Questo è anche il motivo per cui le righe nebulari appaiono solo nelle ultime fasi dell'evoluzione di una nova, quando la densità scende sotto la soglia, per così dire, collisionale.

Nell'analisi dei dati non è stato considerato l'idrogeno per una ragione molto semplice. Sebbene sia di gran lunga l'elemento più abbondante nell'universo e quindi anche nelle novae, l'emissione $\text{Ly}\alpha$ $\lambda 1215$ presente negli spettri è pesantemente contaminata dall'emissione geocoronale, vale a dire l'emissione dovuta all'interazione del vento solare, composto principalmente da H, con il campo magnetico terrestre. E' impossibile separare i contributi a $\text{Ly}\alpha$ $\lambda 1215$ della nova e del campo magnetico terrestre in quanto IUE non è stato costruito in modo da controllare questa contaminazione, a differenza di HST.

Capitolo 4

Le Novae In LMC

4.1 L'International Ultraviolet Explorer

L'astronomia UV da Terra è impossibile. L'atmosfera infatti assorbe praticamente tutta la radiazione elettromagnetica a lunghezza d'onda inferiore a 3000 Å, questo da una parte ha reso possibile la vita ma dal punto di vista scientifico rappresenta un problema insormontabile senza uscire dal delicato guscio che avvolge il nostro pianeta.

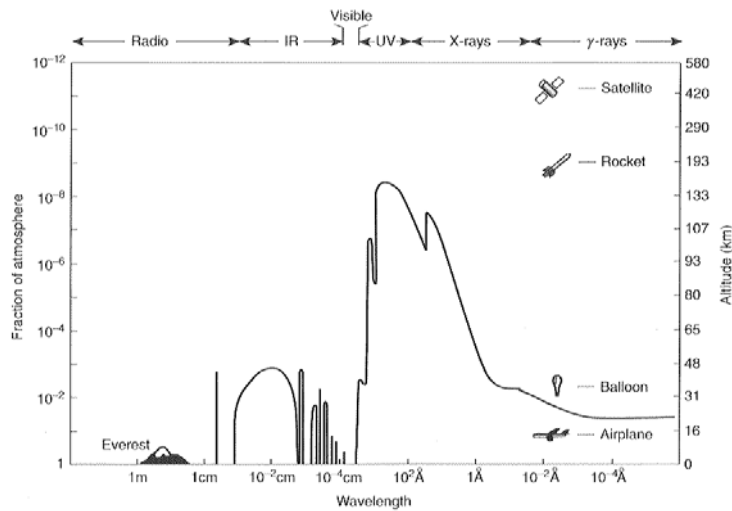


Figura 4.1. Assorbimento dovuto all'atmosfera. Da: www.fis.uniroma3.it/

Le prime osservazioni a lunghezza d'onda minori di quelle visibili risalgono alla fine degli anni 50 e sono state realizzate tramite razzi che con solo semplice

strumentazione fotometrica hanno ottenuto le prime informazioni su oggetti extrasolari. I primi spettri sono del 1961 che in seguito all'introduzione di un sistema di stabilizzazione triassiale permisero l'identificazione delle prime righe. La necessità di dati migliori era comunque impellente e si risolse con il lancio nel 1964 del primo Orbiting Astronomical Observatory, OAO-A, un fallimento. OAO-B lanciato nel '70 venne distrutto durante il lancio ed infine nel '72 OAO-C, denominato Copernicus, fu un successo. Fu possibile così ottenere dati tali da stabilire un'esatta scala di temperature, i primi modelli per le stelle calde e stravolgere le concezioni del mezzo interstellare. Tutto questo avveniva negli US. Nello stesso periodo in Europa gli studi erano basati su misure effettuate con palloni aerostatici, BUSS, o con il lancio nel '72 del satellite TD-1.

L'esigenza di un progetto comune portò al design di un satellite che sfruttasse il meglio della tecnologia messa a punto ai due lati dell'oceano. Il risultato di tale progetto, che ha richiesto quasi dieci anni di lavoro tecnico ed organizzativo, è stato il satellite IUE.

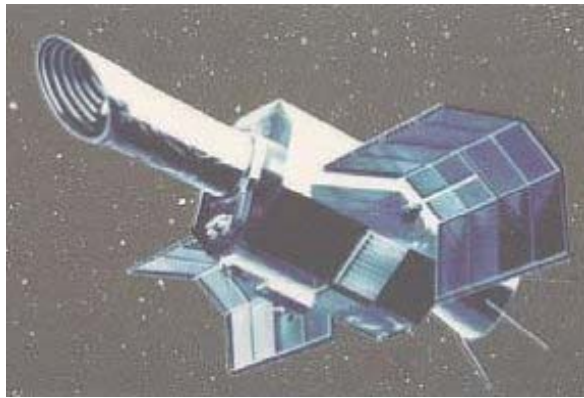


Figura 4.2. Il satellite IUE. Da: universe-review.ca/ Il Sole giace in alto a destra in opposizione rispetto all'apertura obliqua del telescopio.

L'International Ultraviolet Explorer, IUE, è stato lanciato il 26 Gennaio 1978 da Cape Canaveral ed è rimasto in servizio per 18.7 anni fino al Settembre 1996. L'efficienza è stata molto superiore al previsto; progettato per durare fino a tre anni, nel corso della sua lunga attività ha preso qualcosa come 110000 spettri di 11000 oggetti circa. I suoi dati tutt'ora sono esaminati ed utilizzati giornalmente da centinaia di ricercatori di tutto il mondo. Si stima che vengano acquisiti via internet almeno 5 spettri all'ora. IUE è stato un progetto internazionale nato dalla cooperazione di tre enti: la National Aeronautics Space Administration, NASA (US), l'European Space Agency, ESA, e il Science and Engineering Research Council, SERC (GB). Posto su di un'orbita geosincrona a 32000-52000 km sopra l'America Meridionale, uno dei suoi punti di forza è stato il rapido tempo di risposta, 1 ora, alle necessità degli astronomi e la possibilità di controllare le operazioni da due centri di controllo distaccati e siti al God-

ard Space Flight Center (Washington) e a Villafranca del Castillo (Madrid).

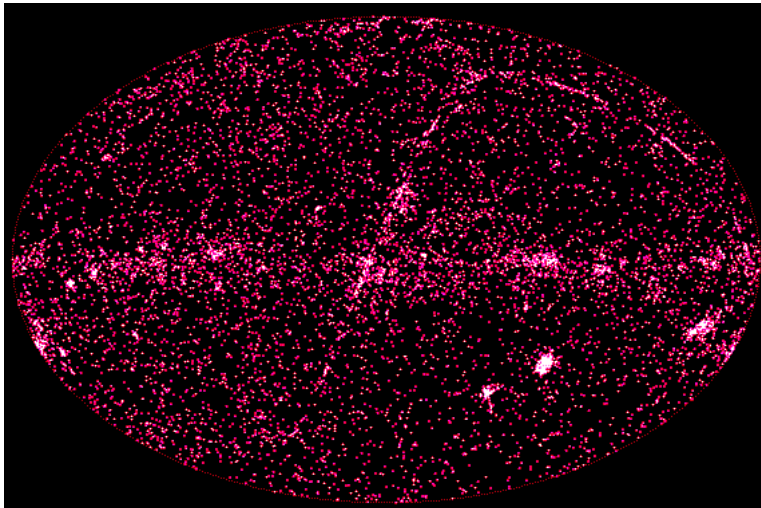


Figura 4.3. Mappa delle osservazioni di IUE nel corso dei suoi 18.7 anni di servizio. Da antwrp.gsfc.nasa.gov/

Il satellite, costituito da un telescopio da 45 cm con primario costruito in berillio e con apertura obliqua per minimizzare la contaminazione di luce solare, è stato designato per la spettroscopia nell'intervallo 1150 - 3200 Å. La luce entrata dalla bocca del telescopio veniva collimata su un reticolo di diffrazione echelle e poi su di uno specchio così da disperdere la luce fino al 130° ordine. Il potere risolutivo massimo era 13000 circa, che corrisponde in velocità a 30 km/s per gli spettri ad alta dispersione e 800 km/s in bassa risoluzione.

IUE è stato dotato di 4 camere per l'imaging, due per l'intervallo 1150 - 2000 Å e due per 2000 - 3200 Å, per assicurare il successo della missione e di un rivelatore fotometrico per il tracking delle camere, il Fine Error Sensor (FES), in grado di effettuare misure fotometriche nel visibile. Ciascuna delle quattro camere era preceduta da un convertitore di fotoni UV-V costruito secondo lo stato dell'arte per i tempi garantendo un'efficienza quasi perfetta. Le immagini venivano raccolte su di un detector bidimensionale su cui contemporaneamente veniva visualizzato lo spettro e l'immagine della stella guida tracciata dal FES. Una tale soluzione tecnologica permetteva il controllo in tempo reale del telescopio determinandone il successo oltre che la semplicità d'uso

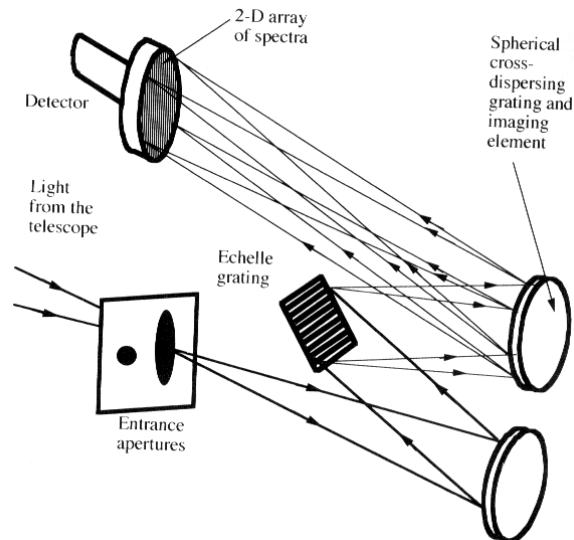


Figura 4.4. Schema dell'ottica alla base di ciascuna camera sul satellite IUE. Da: astro1.phys.uniroma1.it/

Camera	Acronimo	Range (Å)	Risoluzione (Å)
Short Wavelength Primary	SWP	1150 - 2000	Hi: 0.2 Low: 6
Short Wavelength Redundant	SWR	1150 - 2000	Hi: 0.2 Low: 6
Long Wavelength Primary	LWP	2000 - 3200	Hi: 0.2 Low: 6
Long Wavelength Redundant	LWR	2000 - 3200	Hi: 0.2 Low: 6

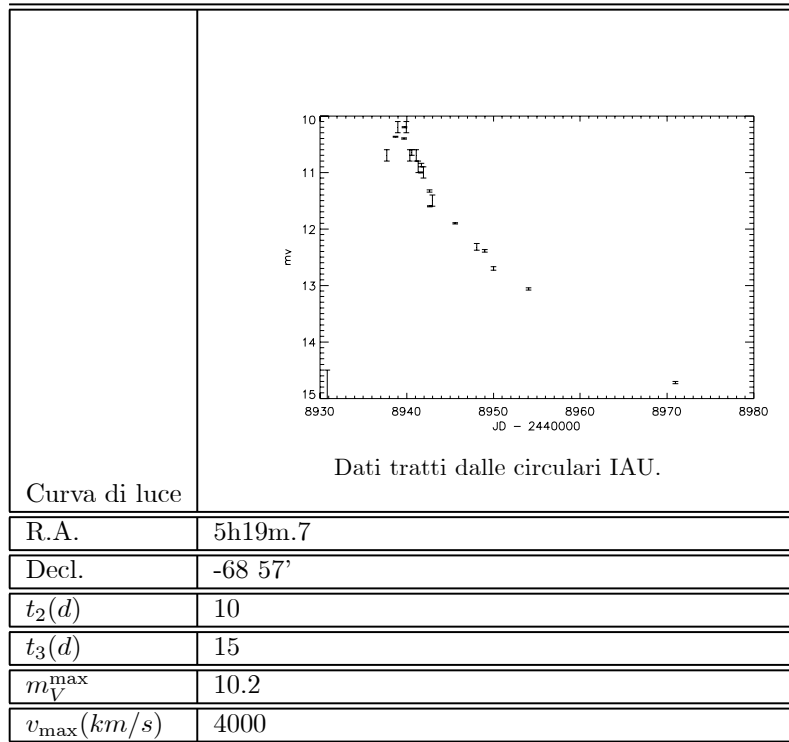
In questa tesi verranno utilizzate immagini prese dalle camere SWP e LWP a bassa risoluzione. Gli spettri sono stati scaricati da www.mast.gov, il sito delle missioni spaziali della NASA da cui chiunque può accedere all'archivio dei dati. Gli spettri ottenuti in questo modo non necessitano di alcuna riduzione in quanto già eseguita al momento dell'acquisizione. Insieme ai dati è possibile scaricare anche un pacchetto completamente gratuito di software per l'analisi dei dati progettato per il funzionamento con l'Interactive Data Language, IDL, e scritto nel corso degli anni da tutti coloro che hanno direttamente o indirettamente partecipato al successo della missione IUE.

Passiamo quindi ad analizzare i dati IUE sulle novae in LMC tra il 1988 e il 1995. Tutti gli spettri che si trovano in questa tesi sono stati disegnati senza tenere conto delle correzioni dovute all'assorbimento interstellare e tutti gli errori sono ad 1σ .

4.2 Nova LMC 1992

Nova LMC 1992 è stata scoperta da W.Liller l'11 novembre 1992 (JD 2448939) alle coordinate R.A= 5h19m.7 Decl.= $-68^{\circ}57'$ (equinozio 1950.0) a magnitudine $M_V = 10.7$. Il declino della curva di luce è stato molto veloce, $t_2 = 10d$, quindi

secondo la classificazione di Payne-Gaposchkin è stata una nova molto veloce. Dall'analisi spettrale si deduce che LMC 1992 è stata una nova CO; le righe del CIII e CIV sono nella fase nebulare molto intense, mentre non sono state rilevate tracce di Ne.



4.2.1 Spettroscopia ottica

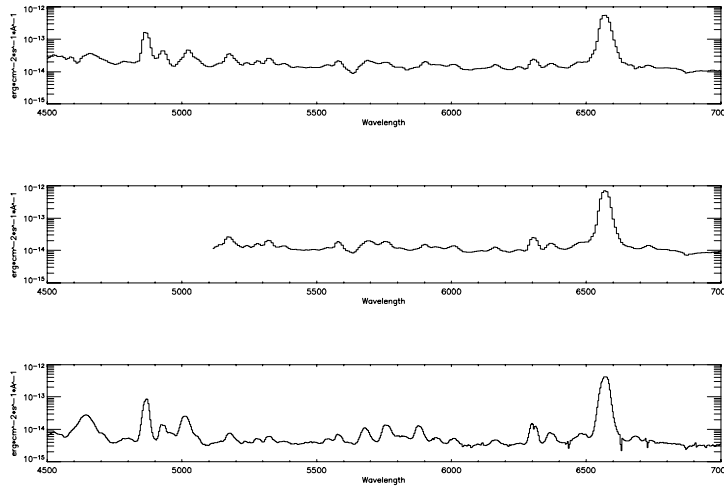


Figura 4.5. Spettri nel visibile per Nova LMC 1992. Dall'alto verso il basso: 27/11;2/12;18/12. Cortesia di H.W. Duerbeck.

Il 27 Novembre gli spettri nel visibile rivelano la presenza della riga H α λ 6562 in emissione con FWHM=1700 Km/s assumendo un profilo gaussiano. Sono presenti inoltre H β λ 4861 e molto debole [OIII] λ 4959, λ 5007. Il 2 Dicembre L'unica emissione presente è H α λ 6562 la cui intensità è aumentata del 10%. Il 18 Dicembre la morfologia degli spettri non è cambiata, l'intensità di H α è quasi dimezzata rispetto a 16 prima, l'intensità di H β è dimezzata rispetto al 27 Novembre e si distingue debole H γ λ 4340 e probabilmente [OIII] λ 4959, λ 5007.

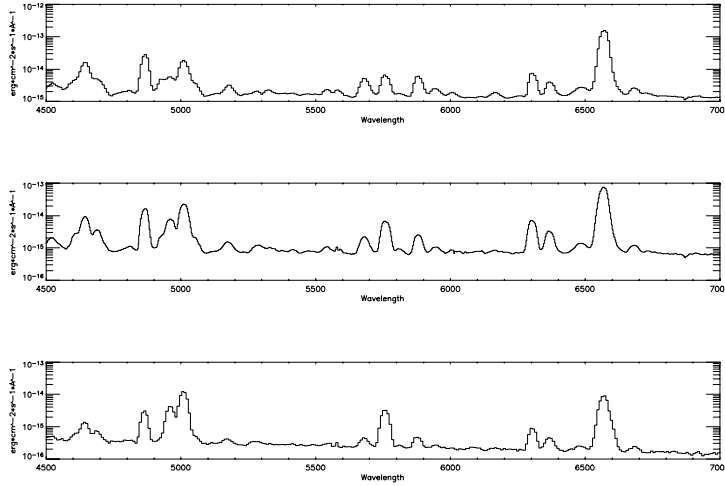


Figura 4.6. Spettri nel visibile per Nova LMC 1992. Dall'alto verso il basso: 31/12/92;30/1/93;23/3/93. Cortesia di H.W. Duerbeck.

Il 31 Dicembre gli spettri non sono cambiati, si distinguono ancora $H\alpha$, $H\beta$, si distingue debole $H\gamma$ $\lambda 4340$ mescolata con HeI $\lambda 4337$ e $[OIII]$ $\lambda 5007$. Il 30 Gennaio aumenta l'intensità di $[OIII]$ $\lambda 4959$, $\lambda 5007$ rispetto alla serie di Balmer e il 23 Marzo $[OIII]$ $\lambda 5007$ sarà la riga più intensa nello spettro.

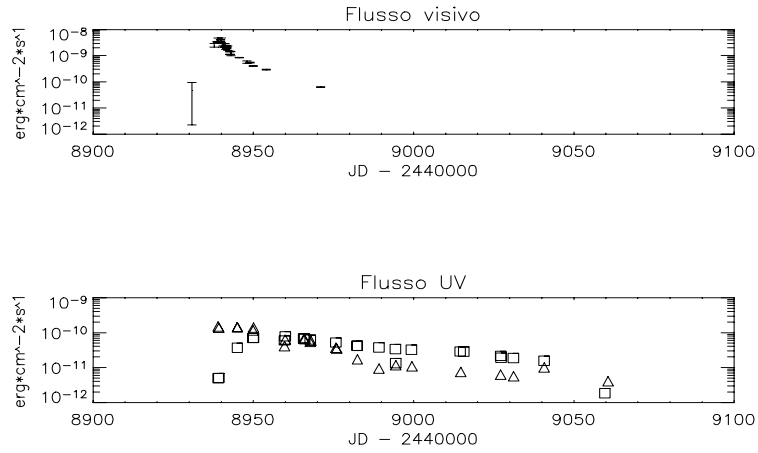


Figura 4.7. A confronto i flussi nel visibile (in alto) e nell'UV (in basso). Entrambi sono stati corretti per l'arrossamento secondo $E(B - V) = 0.15$. Si noti come il massimo del visibile corrisponda al minimo nella banda di SWP (quadrati). I triangoli rappresentano il flusso LWP.

4.2.2 Spettroscopia UV

Le prime osservazioni di questo oggetto con il telescopio spaziale IUE risalgono a circa 2 giorni dopo la scoperta, praticamente in coincidenza del massimo nel visibile ed hanno coperto un periodo di circa 4 mesi, osservando tutte le fasi dell'evoluzione dinamica dell'eietto.

Fase otticamente spessa

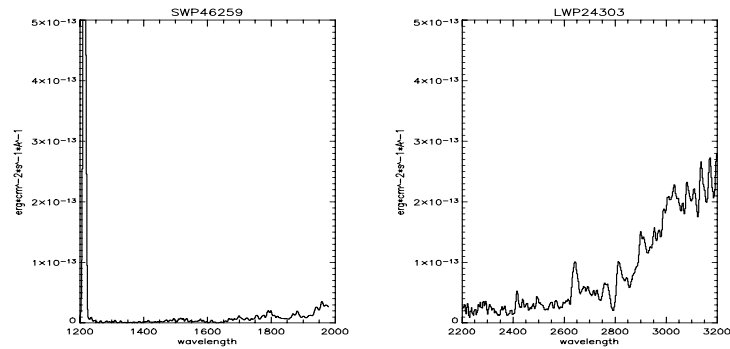


Figura 4.8. 13 Novembre. Il flusso nella banda SWP è quasi nullo. In LWP si distinguono le righe FeII $\lambda 2645$ e MgII $\lambda 2803$ che presenta un profilo P Cyg. Inoltre il flusso aumenta verso lunghezze d'onda maggiori.

Durante la fase otticamente spessa, IUE ha preso 4 spettri, 2 SWP e 2 LWP. In entrambi i casi negli spettri SWP non sono in visibili caratteristiche macroscopiche, a parte $\text{Ly}\alpha$ geocoronale, in accordo col fatto che lo shell in espansione sia completamente opaco a causa della temperatura altissima in cui si trova. In LWP invece si distinguono chiaramente FeII $\lambda 2645$ oltre a MgII $\lambda 2800$ che presenta un profilo P Cyg che si estende fino a velocità di circa 3000 Km/sec. L'evoluzione è piuttosto rapida, infatti dopo una sola settimana si osserva l'alzarsi della cortina di ferro e quindi il decrescere della profondità ottica.

Iron curtain

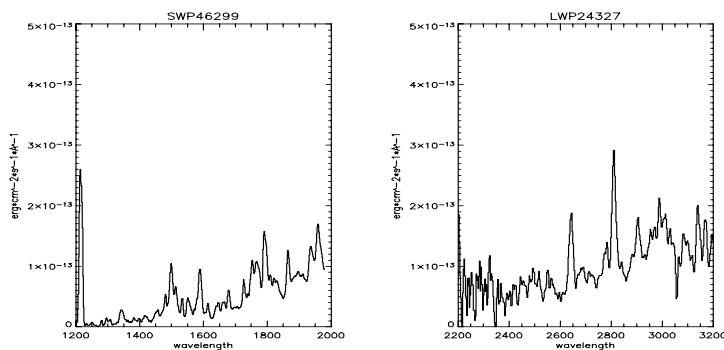


Figura 4.9. 24 Novembre. Le strutture SWP sono finestre in emissione, mentre in LWP si distinguono FeII λ 2645 e MgII λ 2800 che non presenta più un profilo P Cyg.

Il 19 Novembre, gli spettri manifestano cambiamenti notevoli, il flusso emesso dalla stella è aumentato ed iniziano ad apparire delle strutture simili a righe di emissione ed assorbimento. In realtà non si tratta di righe ma di finestre nello spettro da cui emerge il continuo della nana bianca che continua le reazioni nucleari in superficie. Come abbiamo già detto il FeII ha nella zona tra 1000 e 3000 Å migliaia di righe sovrapposte a cui si somma l'allargamento Doppler dovuto all'espansione ballistica dello shell di materiale eiettato. L'effetto è la formazione di vere e proprie bande di assorbimento che bloccano quasi completamente il continuo UV tranne in alcune zone che per caso, in realtà per la coincidenza tra velocità di espansione e struttura atomica del FeII, sono trasparenti.

Già intorno al 4 Dicembre gli spettri sono cambiati, l'espansione ha diminuito la profondità ottica diminuendo l'opacità nelle finestre della cortina di ferro ed insieme alle pseudo-righe iniziano a riconoscersi righe reali come OI λ 1300, CI λ 1328, NIII] λ 1750, HeII λ 1640 in SWP e Fe II λ 2645.

Il 10 Dicembre iniziano a scomparire i profili P Cyg, che si estendono comunque per SiIV λ 1400 e CIV λ 1550 fino a $v=-3000$ Km/s, e compare NV λ 1240, segno che lo shell inizia a diventare otticamente sottile. Appaiono negli spettri LWP l'NII λ 2137 e CII λ 2323 che saranno presenti in tutti gli spettri successivi. La riga più intensa è OI λ 1300.

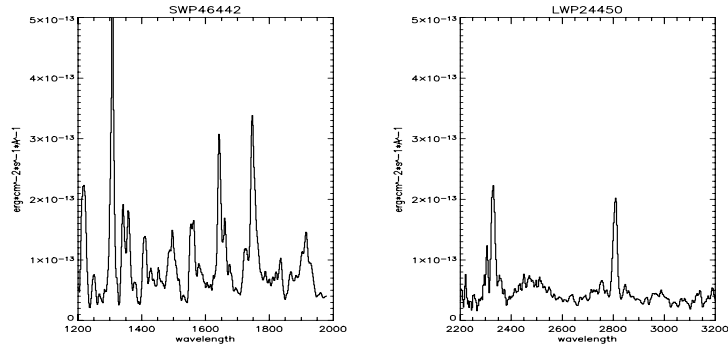


Figura 4.10. 10 Dicembre. La riga più intensa nello spettro è OI $\lambda 1300$. Si noti CI $\lambda 1328$. In LWP sono presenti CII $\lambda 2323$ e MgII $\lambda 2800$.

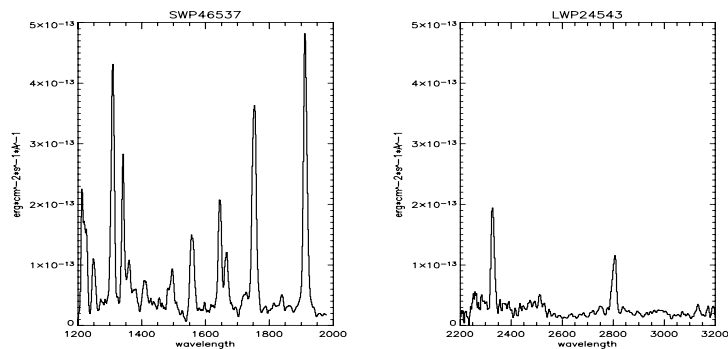


Figura 4.11. 20 Dicembre. La riga più intensa ora è invece CIII $\lambda 1908$, anche se OI $\lambda 1300$ resta molto intensa. E' cresciuta anche CI $\lambda 1328$.

I profili P Cyg sono praticamente scomparsi, segno che l'ietto sta diventando otticamente sottile. LWP è rimasto praticamente invariato rispetto a 10 giorni prima.

Il 20 Dicembre nova LMC 1992 inizia ad entrare nella fase nebulare, infatti gli spettri SWP iniziano ad essere dominati esclusivamente dalle righe di NV $\lambda 1230$, NIV] $\lambda 1750$, NIII] $\lambda 1486$, CIV $\lambda 1550$ (P Cyg con $v > 3000$ Km/s), CIII $\lambda 1908$, OIV $\lambda 1400$, OIII] $\lambda 1663$ ed HeII $\lambda 1640$ e inizia a diminuire l'intensità della riga risonante dell'OI $\lambda 1300$ ma non CI $\lambda 1328$.

Fase nebulare

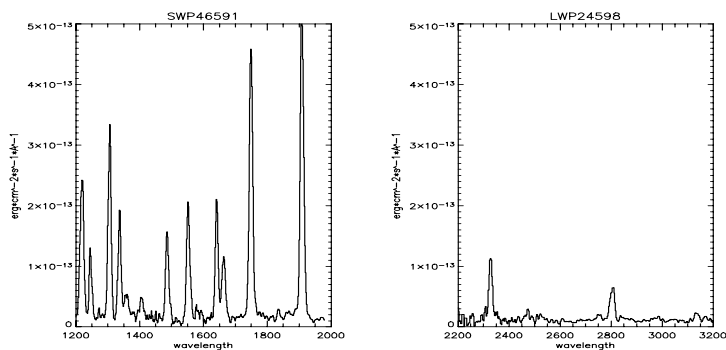


Figura 4.12. 26 Dicembre. Lo spettro è formato esclusivamente da righe di emissione. In SWP la più intensa è CIII λ 1908. Decresce l'emissione MgII λ 2800.

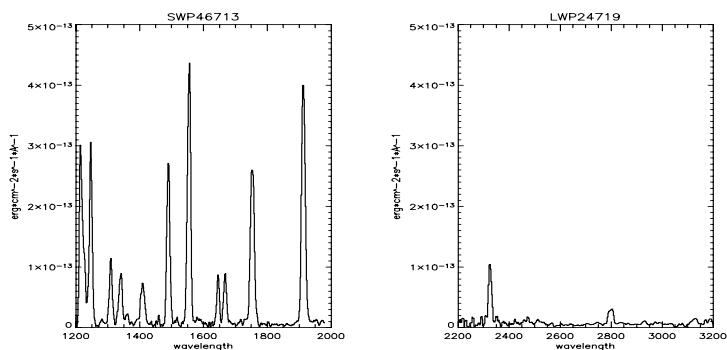


Figura 4.13. 12 Gennaio 1993. OI λ 1300 è quasi completamente scomparso così come CII λ 1328. Le righe più intense in SWP sono CIV λ 1550 e CIII λ 1908. MgII λ 2800 è quasi completamente scomparso.

Il 26 Dicembre, 45 giorni circa dopo il massimo nel visibile, la nova è entrata ormai completamente nella fase nebulare, lo spettro è dominato dalle righe di NV, OIV], NIV], CIV, HeII, OIII], NIII] e CIII in SWP e da CII, NII, FeII in LWP. La ionizzazione dello shell è ormai quasi totale, solo la presenza dell'OI ancora suggerisce la presenza di zone "d'ombra" e sparirà completamente tra più di 30 giorni, il 12 Gennaio è ancora presente anche se molto meno intensa, quando la ionizzazione nello shell sarà "congelata" dal bilancio tra flusso ionizzante proveniente dalla nana bianca su cui le reazioni nucleari sono ancora accese ed espansione dello shell.

4.2.3 Analisi dei dati

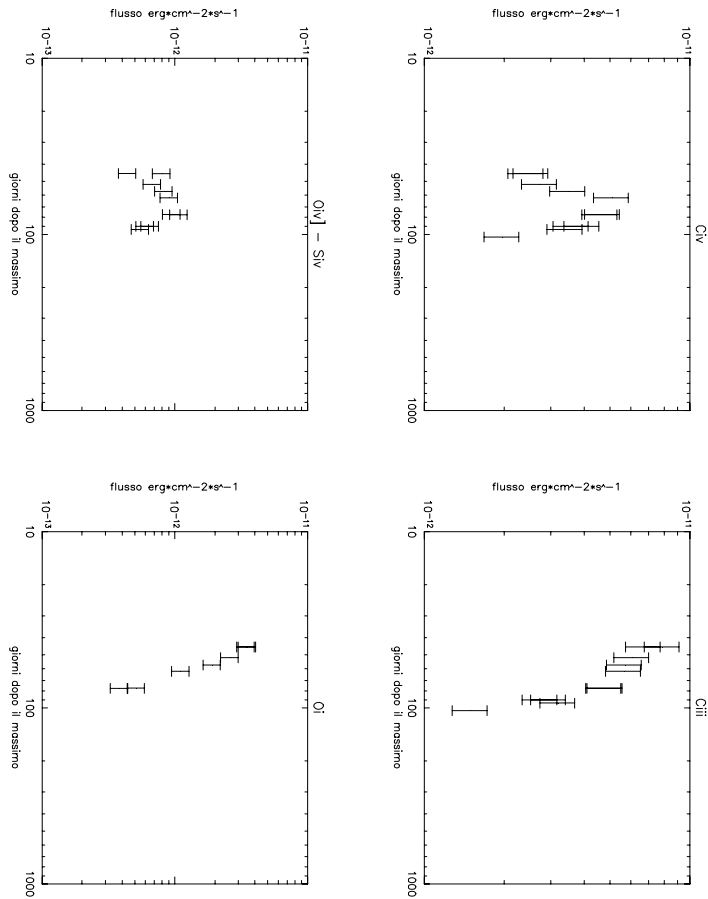


Figura 4.14. Flussi per varie specie chimiche in fase nebulare.

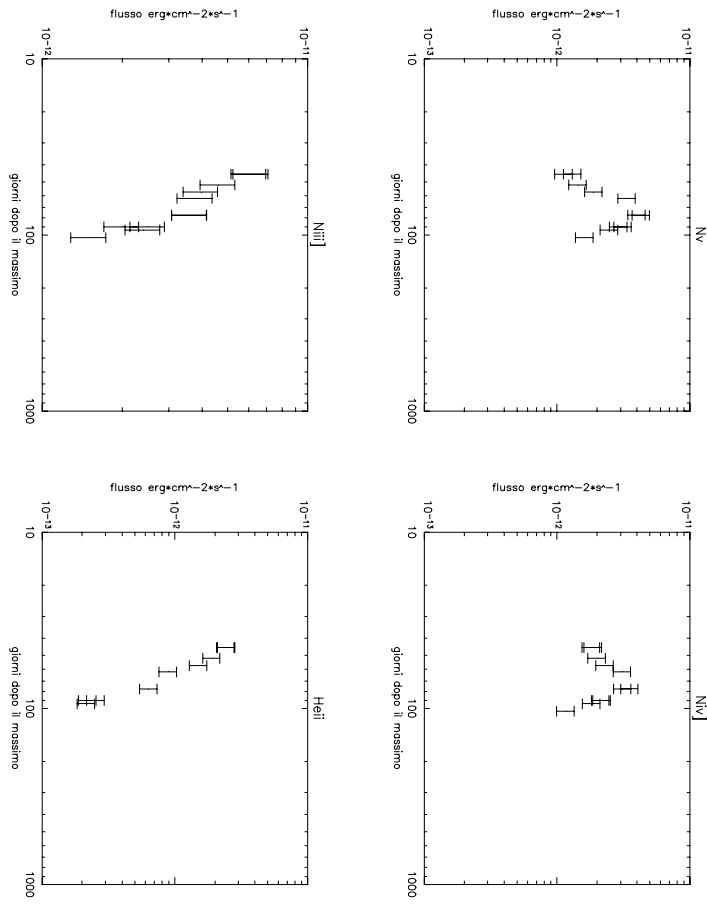


Figura 4.15. Flussi per la famiglia dell'azoto e per HeII.

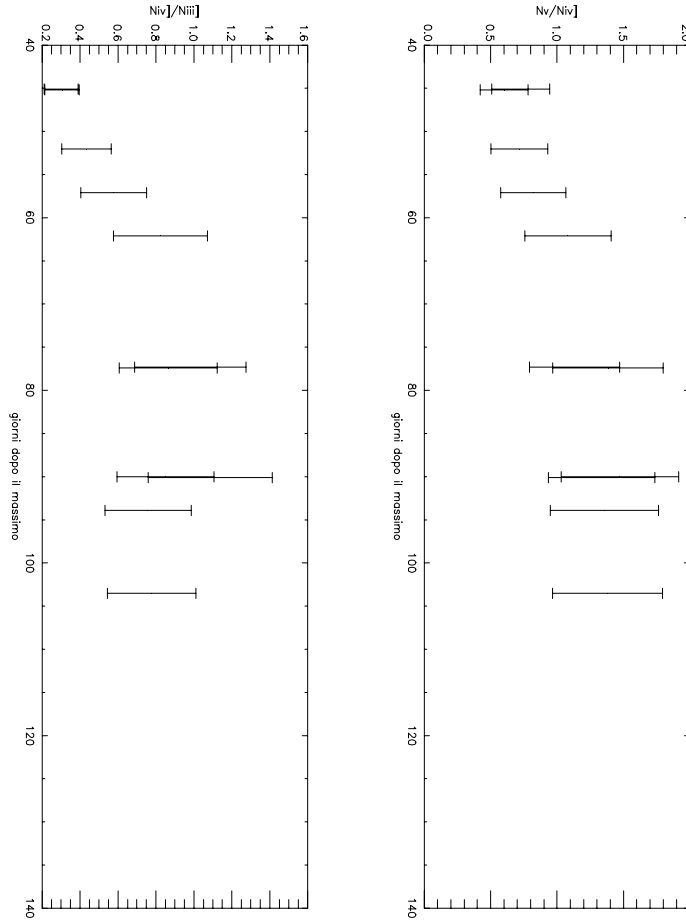


Figura 4.16. Rapporto NV/NIV] a destra e NIV]/NIII] a sinistra.

Come si vede dalla figura sopra, i rapporti NV/NIV] e NIV]/NIII] aumentano fino a diventare costanti circa 80 giorni dopo il massimo, questo è il momento in cui la ionizzazione si congela, cioè l'espansione blocca i rate di ricombinazione e quindi il raffreddamento dello shell.

Per ricavare i flussi a partire dalle magnitudini apparenti abbiamo dovuto correggere per l'arrossamento e poi convertire le magnitudini corrette in flussi sfruttando le calibrazioni del sistema Johnson UBV sulla stella di riferimento Vega ($m = 0$). Questo è stato fatto secondo la seguente procedura; in generale l'eccesso di colore intrinseco $(B - V)_0$ si può scrivere come:

$$(B - V)_0 = (B - V) - E(B - V) \quad (4.1)$$

dove $E(B - V)$ è dovuto all'assorbimento interstellare ad opera di polveri e micrograni e a sua volta si può spezzare nella somma di due termini detti *assorbimenti selettivi*:

$$E(B - V) = A_V - A_B \quad (4.2)$$

per la magnitudine in V e per A_V vale, V_0 è la magnitudine apparente intrinseca:

$$V_0 = V - A_V \quad (4.3)$$

$$A_V = 3.1E(B - V) \quad (4.4)$$

dove $A_V = 3.1$ in conseguenza di misure empiriche su stelle standard.

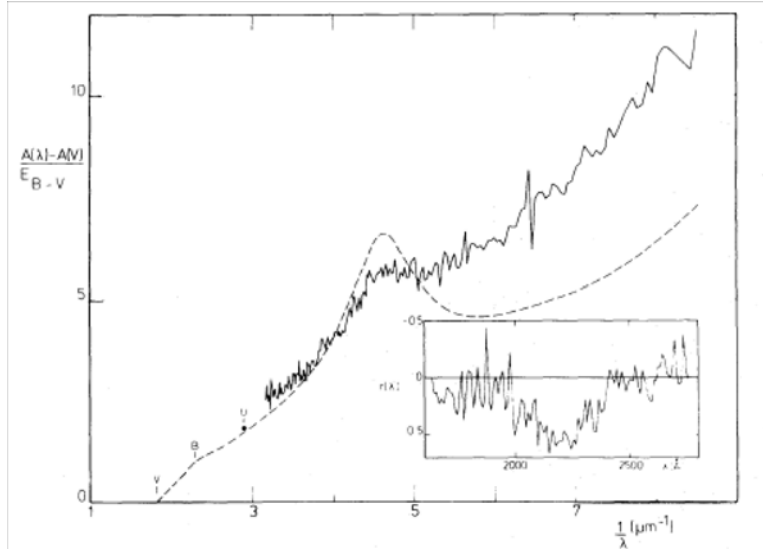


Figura 4.17. Curva di estinzione per LMC (linea continua) utilizzata per la correzione degli spettri e dei flussi. Per paragone la linea tratteggiata rappresenta la curva di estinzione media galattica. Tratta da Nandy et al., "Interstellar extinction in the LMC", MNRAS 196:955-966,1981

Per sostituzione si ricavano le magnitudini apparenti intrinseche nelle bande B e V :

$$V_0 = V - 3.1E(B - V) \quad (4.5)$$

$$B_0 = B - 4.1E(B - V) \quad (4.6)$$

Per quanto riguarda la banda U del sistema Johnson il risultato è:

$$E(U - B) = 0.72E(B - V) \quad (4.7)$$

per cui un calcolo analogo porta a:

$$(U - B) = (U - B)_0 - 0.72E(B - V) \quad (4.8)$$

$$U_0 = U - 4.82E(B - V) \quad (4.9)$$

per convertire ai flussi abbiamo poi applicato la definizione di magnitudine apparente:

$$m_1 - m_{cal} = 2.5 \log_{10} \left(\frac{f_1}{f_{cal}} \right) \quad (4.10)$$

per cui dalle più recenti calibrazioni su Vega[31] si ottiene:

$$f_V = 3.75 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-\frac{V_0}{2.5}} \Delta\lambda_V \quad (4.11)$$

$$f_B = 6.4 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-\frac{B_0}{2.5}} \Delta\lambda_B \quad (4.12)$$

$$f_U = 4.22 \cdot 10^{-9} 10^{-\frac{U_0}{2.5}} \Delta\lambda_U \quad (4.13)$$

e per il sistema UBV le ampiezze della banda passante valgono rispettivamente:

$$\Delta\lambda_V = 843\text{\AA} \quad (4.14)$$

$$\Delta\lambda_B = 928\text{\AA} \quad (4.15)$$

$$\Delta\lambda_U = 639\text{\AA} \quad (4.16)$$

Per correggere invece i flussi nell'UV è stata applicata la curva di estinzione come prescritto in [32] per LMC implementata tramite una procedura in IDL.

No. Immagine SWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
46258	0	$4.95 \cdot 10^{-12}$
46259	0.25	$5.03 \cdot 10^{-12}$
46299	6	$3.63 \cdot 10^{-11}$
46323	11	$7.06 \cdot 10^{-11}$
46324	11.1	$7.01 \cdot 10^{-11}$
46369	16.6	$1.84 \cdot 10^{-12*}$
46401	20.75	$5.97 \cdot 10^{-11}$
46402	21	$7.85 \cdot 10^{-11}$
46442	26.75	$6.92 \cdot 10^{-11}$
46443	27	$6.70 \cdot 10^{-11}$
46445	28.75	$6.27 \cdot 10^{-11}$
46537	36.75	$5.20 \cdot 10^{-11}$
46590	43.35	$4.23 \cdot 10^{-11}$
46591	43.45	$4.12 \cdot 10^{-11}$
46648	50.25	$3.74 \cdot 10^{-11}$
46675	55.35	$3.35 \cdot 10^{-11}$
46676	55.45	$1.34 \cdot 10^{-11}$
46713	60.35	$3.24 \cdot 10^{-11}$
46833	75.55	$2.87 \cdot 10^{-11}$
46834	76.65	$2.83 \cdot 10^{-11}$
46907	88.25	$2.14 \cdot 10^{-11}$
46908	88.35	$1.90 \cdot 10^{-11}$
46928	92.15	$1.86 \cdot 10^{-11}$
47024	101.75	$1.57 \cdot 10^{-11}$
47279	120.75	$1.82 \cdot 10^{-12}$

*da considerare un limite inferiore in quanto sovra-esposto.

I flussi UV sono stati calcolati sugli spettri corretti per l'arrossamento e procedendo ad una integrazione numerica tramite una routine IDL e successivamente sommati previa interpolazione lineare.

No. Immagine LWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
24302	0	$1.51 \cdot 10^{-10}$
24303	0.25	$1.36 \cdot 10^{-10}$
24327	6	$1.42 \cdot 10^{-10}$
24328	6.1	$1.46 \cdot 10^{-10}$
24345	11	$1.16 \cdot 10^{-10}$
24346	11.	$1.40 \cdot 10^{-10}$
24402	20.75	$4.03 \cdot 10^{-11}$
24403	21	$6.29 \cdot 10^{-11}$
24450	26.75	$6.58 \cdot 10^{-11}$
24451	27	$6.48 \cdot 10^{-11}$
24457	28.75	$5.37 \cdot 10^{-11}$
24458	29	$5.81 \cdot 10^{-11}$
24543	36.75	$3.65 \cdot 10^{-11}$
24544	37	$3.46 \cdot 10^{-11}$
24598	43.5	$1.72 \cdot 10^{-11}$
24651	50.25	$9.38 \cdot 10^{-12}$
24681	55.5	$1.15 \cdot 10^{-11}$
24719	60.5	$1.07 \cdot 10^{-11}$
24801	75.75	$7.45 \cdot 10^{-12}$
24873	88.25	$6.23 \cdot 10^{-12}$
24903	92.25	$5.62 \cdot 10^{-12}$
24986	101.75	$1.01 \cdot 10^{-11}$
25092	121.75	$4.07 \cdot 10^{-12}$

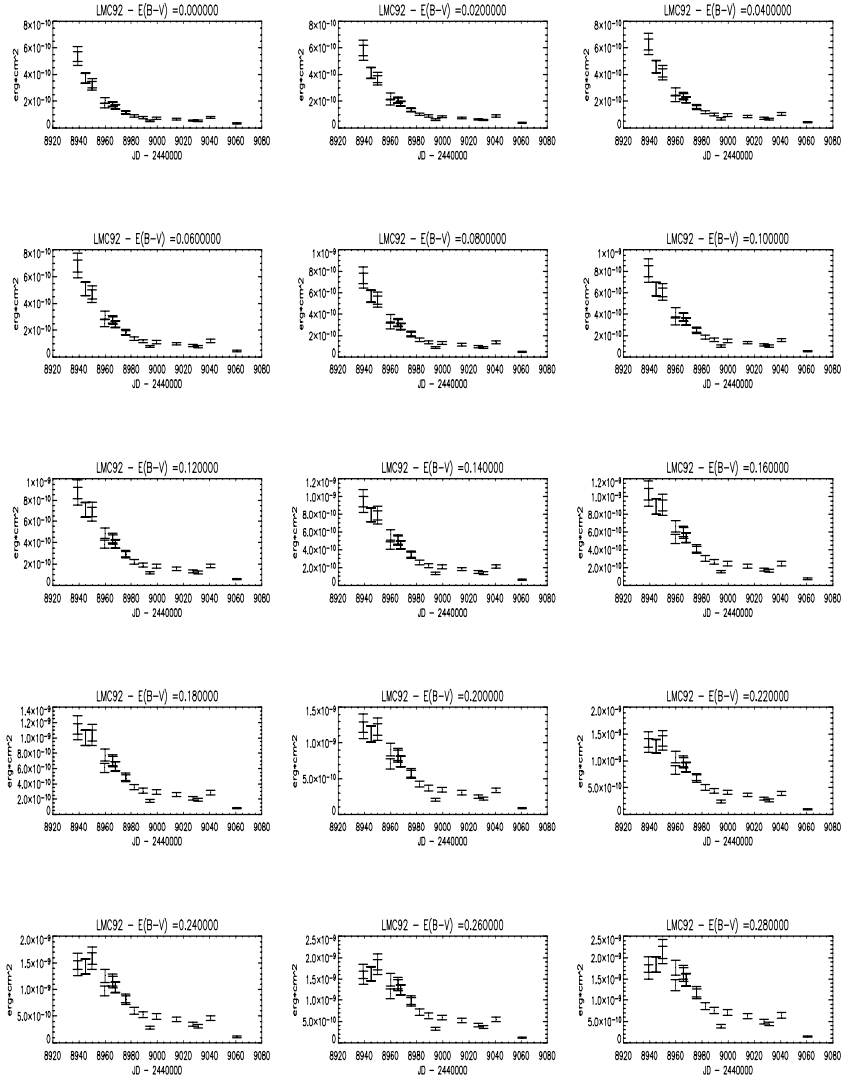
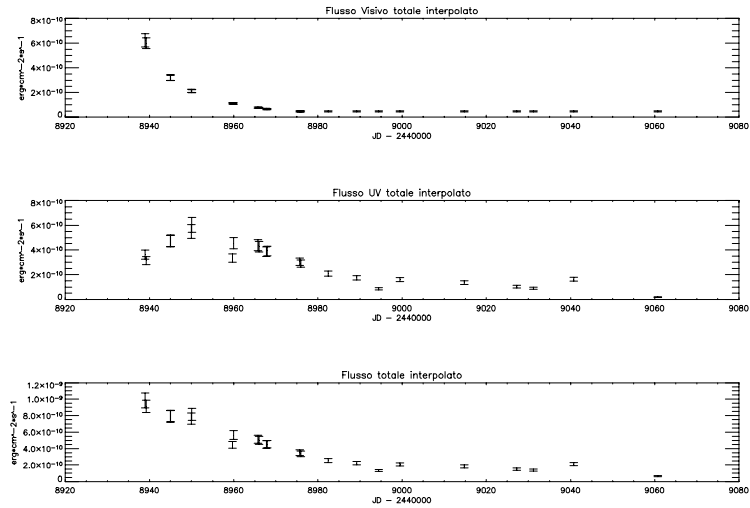


Figura 4.18. Flusso totale in funzione dell'arrossamento. L'ipotesi di Luminosità bolometrica costante è compatibile con vari range di arrossamento: da 0.18 a 0.22.

Julian Date	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
2448939.0	0	$5.21 \cdot 10^{-10}$
2448939.3	0.25	$4.88 \cdot 10^{-10}$
2448945.0	6	$3.46 \cdot 10^{-10}$
2448945.1	6.1	$3.48 \cdot 10^{-10}$
2448950.0	11	$2.98 \cdot 10^{-10}$
2448950.1	11.1	$3.16 \cdot 10^{-10}$
2448959.8	20.75	$1.60 \cdot 10^{-10}$
2448960.0	21	$1.97 \cdot 10^{-10}$
2448965.8	26.75	$1.74 \cdot 10^{-10}$
2448966.0	27	$1.70 \cdot 10^{-10}$
2448967.8	28.75	$1.51 \cdot 10^{-10}$
2448968.0	29	$1.53 \cdot 10^{-10}$
2448975.8	36.75	$1.14 \cdot 10^{-10}$
2448976.0	37	$1.10 \cdot 10^{-11}$
2448982.5	43.5	$8.43 \cdot 10^{-11}$
2448989.3	50.25	$7.19 \cdot 10^{-11}$
2448994.5	55.5	$4.97 \cdot 10^{-11}$
2448999.5	60.5	$6.82 \cdot 10^{-11}$
2449014.8	75.75	$6.02 \cdot 10^{-11}$
2449027.3	88.25	$5.18 \cdot 10^{-11}$
2449031.3	92.25	$4.84 \cdot 10^{-11}$
2449040.8	101.75	$7.51 \cdot 10^{-11}$
2449060.8	121.75	$3 \cdot 10^{-11}$

Per ottenere il flusso totale UV+Visibile emesso dalla nova abbiamo interpolato linearmente e sommato. Il flusso totale è stato calcolato per vari valori di $E(B - V)$ in modo da ottenere contemporaneamente ad una verifica dell'ipotesi di CBL anche il valore più probabile per l'arrossamento nel caso in cui l'ipotesi di CBL sia vera. Per LMC 1992 i valori possibili sono compresi in un intervallo tra 0.18 e 0.22.



Curve di luce interpolate con arrossamento $E(B - V) = 0.14$.

Per ricavare il tempo del turn-off è stato fittato sui flussi di HeII durante la fase nebulare il modello di ricombinazione sviluppato in precedenza. Il fit è stato eseguito tramite una procedura IDL.

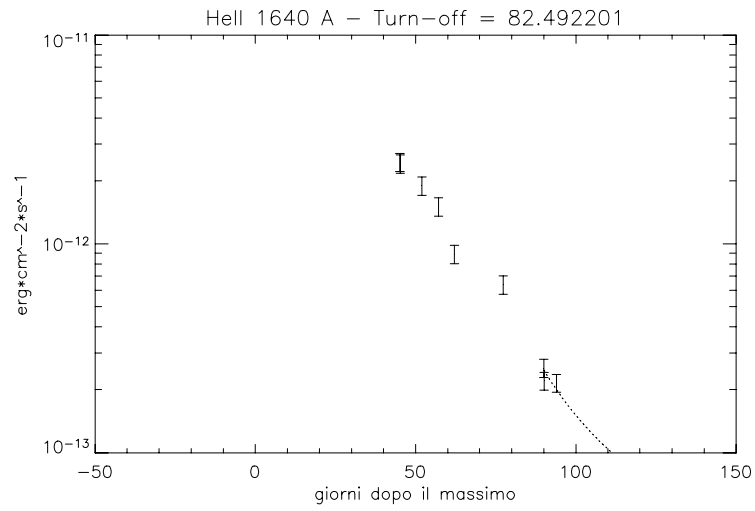


Figura 4.19. Flusso HeII $\lambda 1640$. La linea punteggiata rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 1.9$.

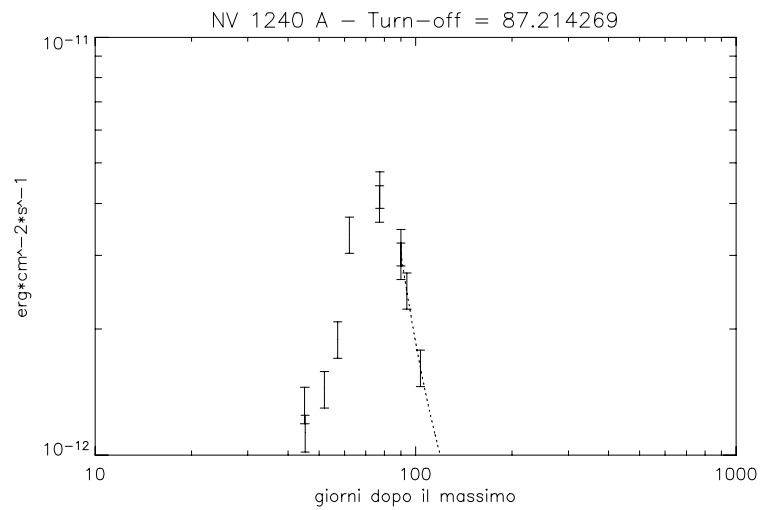


Figura 4.20. Flusso NV $\lambda 1240$. La linea punteggiata rappresenta il fit migliore $\chi^2 = 0.25$.

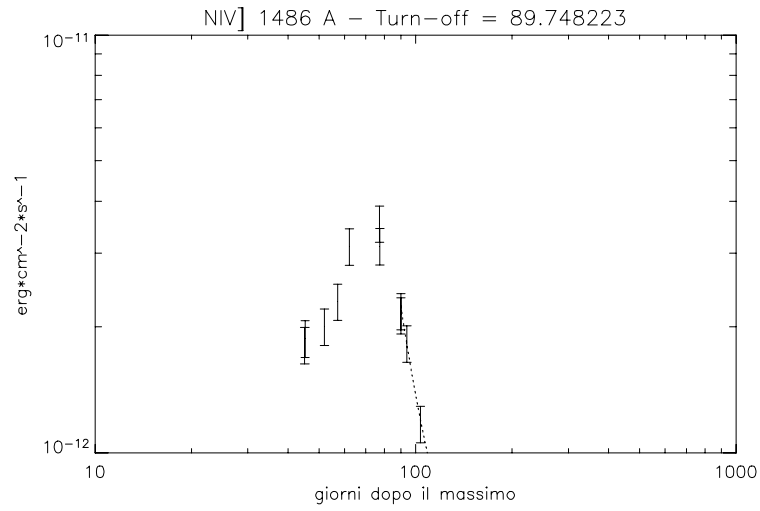


Figura 4.21. La linea punteggiata rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 0.12$.

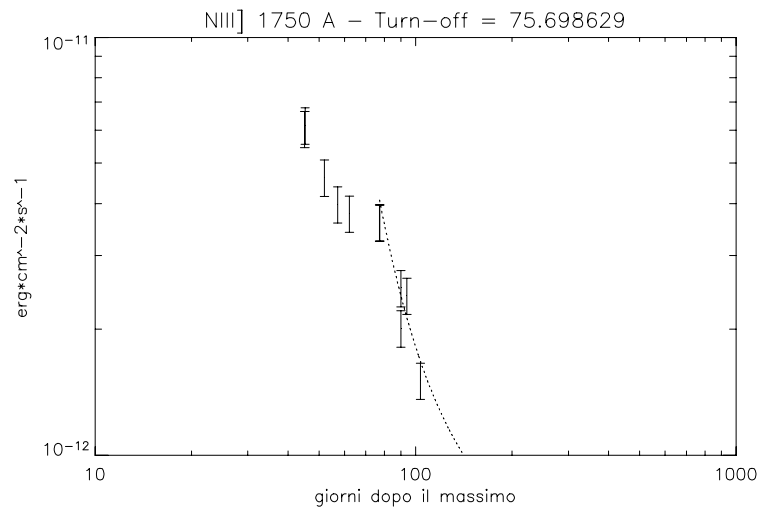


Figura 4.22. La linea punteggiata rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 4.4$.

Il tempo del turn-off che si ricava dall'andamento della ionizzazione nello shell è compreso tra 75 - 89 giorni. Osservando le curva di luce bolomet-

rica si nota però come il turn-off nucleare non influisca sul decadimento di quest'ultima. L'applicabilità della MMRD non dovrebbe risentire dello spegnimento delle reazioni nucleari.

Infine supponendo valida la relazione di Della Valle & Livio è possibile dare una stima della distanza di LMC 1992:

$$M_V = -7.92 - 0.81 \arctan \frac{1.32 - \log_{10} t_2}{0.23} \quad (4.17)$$

se $t_2 = 10 \pm 1$ si ricava

$$M_V = -8.68 \pm 0.05 \quad (4.18)$$

che confrontata con la magnitudine corretta per $E(B - V) = 0.20 \pm 0.02$:

$$m_{cor} = 9.58 \pm 0.06 \quad (4.19)$$

da una distanza per nova LMC 1992 di:

$$D = 45 \pm 2kpc \quad (4.20)$$

del 20% più bassa della distanza di LMC che si trova in letteratura, $53kpc$. Assumendo tale distanza di $45kpc$ si ottiene la luminosità visiva e ricordando come questa si ottiene da distanza e magnitudine apparente:

$$\frac{L_V}{L_\odot} \simeq 0.0813 \cdot D_{pc}^2 \cdot 10^{-0.4 \cdot m} \quad (4.21)$$

si ottiene:

$$L_V \simeq (2.4 \pm 0.3) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.22)$$

Il valore trovato per la distanza di LMC tramite MMRD è sottostimato assumendo la distanza corretta di $53kpc$, ma perfettamente coerente con la distanza di $47kpc$ ottenuta da Gould nel 1995. Il fatto più importante che sembra emergere dall'analisi di questa prima nova è che il turn-off nucleare e la fase di CBL *non* sono correlati. La CBL dura infatti nel migliore dei casi circa 12 giorni, mentre il turn-off avviene almeno 60 giorni dopo. La durata temporale della CBL da il limite massimo di applicabilità della MMRD, infatti finché la luminosità bolometrica è costante il valore ottenuto per la magnitudine assoluta con la MMRD è valido e quindi è utilizzabile per la distanza.

Per confronto calcoliamo la luminosità bolometrica dal flusso totale ottenuto dalla somma di V e UV con $E(B - V) = 0.2$. Assumendo come flusso bolometrico la media dei flussi in fase di CBL:

$$f_{bol} = 1.18 \cdot 10^{-9} erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \quad (4.23)$$

a distanza $53 \pm 3kpc$ la luminosità bolometrica è:

$$L_{bol} = 4\pi D^2 F \rightarrow L_{bol} = (1 \pm 0.2) \cdot 10^5 L_\odot \quad (4.24)$$

decisamente maggiore di quanto ottenuto dalla MMRD. Tale luminosità bolometrica implica per la massa della nana bianca:

$$M_{NB} \simeq 3 \pm 0.3 M_{\odot} \quad (4.25)$$

oltre il limite di Chandrasekhar. A distanza $45kpc$ invece:

$$L_{bol} \simeq (7 \pm 0.7) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.26)$$

che implica una massa:

$$M_{NB} \simeq 2 \pm 0.2 M_{\odot} \quad (4.27)$$

comunque oltre il limite di Chandrasekhar. Sorge quindi un problema ed una contraddizione tra quanto ottenuto dalle misurazioni e quanto ottenuto dalla MMRD. Probabilmente la causa è la sovrastima dell'arrossamento che aumenta il flusso bolometrico. Assumendo come $E(B - V) = 0.15$ il flusso bolometrico medio diventa:

$$f_{bol} = 8.4 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.28)$$

che implica per la luminosità a distanza di $53kpc$:

$$L_{bol} \simeq (7 \pm 0.7) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.29)$$

a $45kpc$ invece:

$$L_{bol} \simeq (5 \pm 0.5) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.30)$$

e quindi per la massa:

$$M_{NB} \simeq 2 \pm 0.2 M_{\odot} \quad (4.31)$$

nel primo caso e:

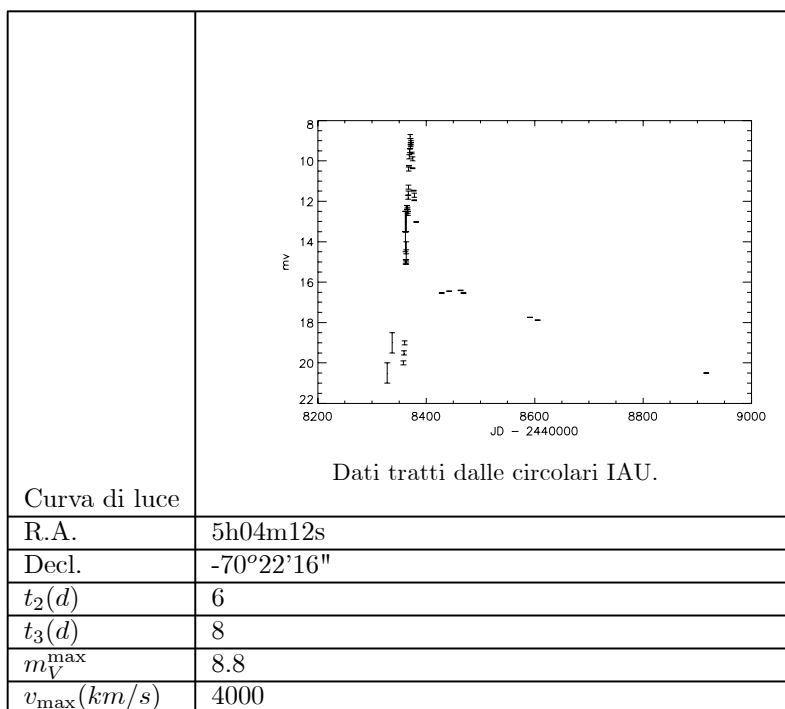
$$M_{NB} \simeq 1.5 \pm 0.15 M_{\odot} \quad (4.32)$$

nel secondo. Comunque siamo al limite di Chandrasekhar. Il fatto che la luminosità bolometrica sia molto maggiore di quella visiva ottenuta dalla MMRD è ragionevole. Abbiamo visto che nelle prime fasi evolutive di una nova i fotoni vengono ridistribuiti dall'UV verso lunghezze d'onda maggiori, ad opera soprattutto del FeII, quindi il fatto che la luminosità bolometrica sia maggiore di quella visiva implica che non tutti i fotoni vengono ridistribuiti. Il rapporto tra luminosità bolometrica e visiva è di fatto una misura del filling factor. Secondo questa ipotesi il filling factor per Nova LMC 1992 è stato, assumendo una distanza di $45kpc$ e $E(B - V) = 0.2$:

$$f = 0.36 \pm 0.08 \quad (4.33)$$

4.3 Nova LMC 1991

Nova LMC 1991 è stata scoperta il 18 Aprile 1991 (JD 24483 64.8) da W. Liller a Vina del Mar, Cile. Le coordinate astrometriche sono R.A. = 5h04m12s, Decl. = -70°22'16" (equinozio 1950.0). La magnitudine massima raggiunta da LMC 1991 è stata $M_V = 8.8$ che ne fa di fatto la nova più luminosa mai osservata in LMC. Il tempo di decadimento $t_2 = 6d$ la classifica come una nova molto veloce.



4.3.1 Spettroscopia ottica

I primi spettri sono stati ottenuti da Williams 4 giorni prima del massimo visuale. Tali spettri sono dominati dall'emissione della serie di Balmer e dall'emissione di FeII con profili P Cyg. Le velocità massime di tali profili sono risultate essere circa -1500 Km/s. Il 25 Aprile, un giorno dopo il massimo visibile, gli spettri mostrano dei cambiamenti notevoli; l'ampiezza delle emissioni è circa raddoppiata e i profili P Cygni si estendono ora fino a velocità di -4000 Km/s e oltre. Tale accelerazione è giustificabile ammettendo la presenza di un vento guidato dalla enorme pressione di radiazione. Il 7 Maggio la nova si trova in fase nebulare e gli spettri mostrano ancora forti emissioni dalla serie di Balmer, ma più deboli emissioni da FeII. Inoltre sono apparse righe di OI $\lambda 5577$, $\lambda 6300$, $\lambda 6363$. Gli spettri del 20 Giugno mostrano chiaramente righe nebulari come [OIII] $\lambda 4959$, $\lambda 5007$ insieme a [NII] $\lambda 5755$. Negli spettri presi tra il 2 Settembre 1991 e il Febbraio 1992 sono presenti diverse righe di specie molto ionizzate come Fe-

VIII $\lambda 6087$ e $[\text{FeX}] \lambda 6375$ ad indicare una temperatura efficace elevatissima, dell'ordine di $3 \times 10^5 K$.

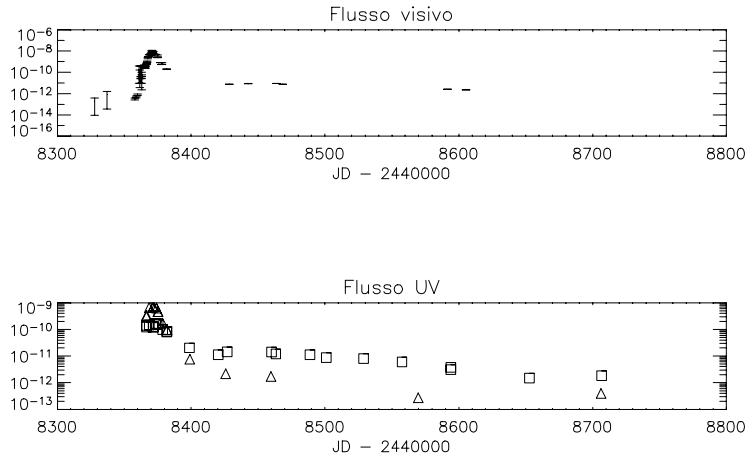


Figura 4.23. In alto flusso visibile, in basso flusso SWP (quadrati) e LWP (triangoli). Nessuno dei flussi è stato corretto per l'arrossamento. Si noti il carattere atipico di Nova LMC 1991 in quanto i massimi nelle tre bande coincidono.

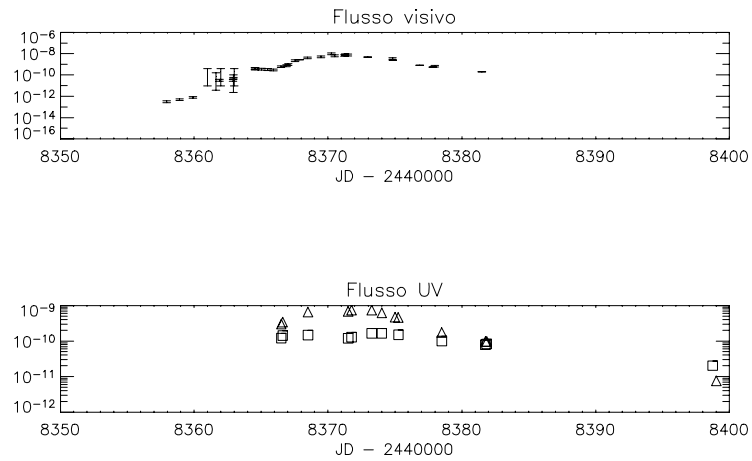


Figura 4.24. Dettaglio attorno al picco.

4.3.2 Spettroscopia UV

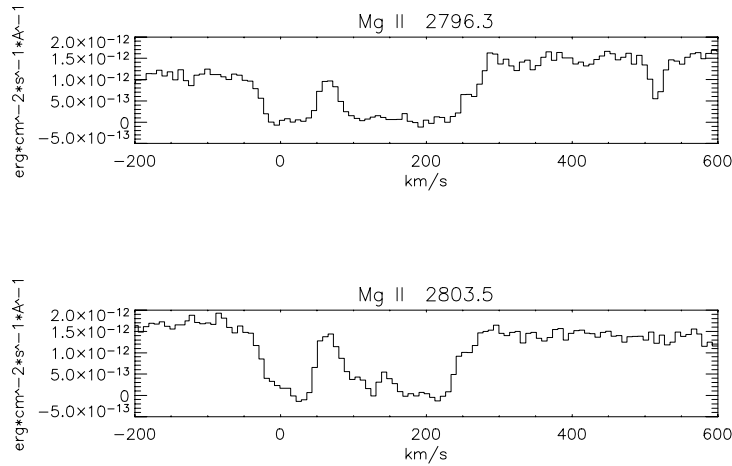


Figura 4.25. Spettri LWP ad alta risoluzione presi il 29 Aprile che mostrano il doppietto $\lambda 2796.3$ $\lambda 2803.5$ di MgII. Questi spettri confermano che Nova LMC 1991 appartiene ad LMC. L'assorbimento a 25 km/s è dovuto all'alone galattico mentre quello a 200 km/s è dovuto a LMC. L'assorbimento a 500 km/s è un artefatto dello strumento.

Le osservazioni IUE di Nova LMC 1991 sono iniziate circa 4 giorni prima del picco nel flusso visibile, il 15 Aprile, e sono proseguite fino al 25 Marzo 1992 per un totale di 23 immagini SWP e 17 immagini LWP. Nova LMC 1991 è stata sicuramente una nova atipica; anzitutto il visibile e l'UV hanno raggiunto il massimo contemporaneamente, quindi disattendendo quanto ci si aspetta in base ai modelli di nova e inoltre ha raggiunto, come vedremo, luminosità incredibilmente elevate. Anche la crescita è stata piuttosto lenta per essere una nova molto veloce, per raggiungere il massimo dalla data della scoperta ha impiegato circa una settimana. Probabilmente la causa di tale comportamento atipico è stata la grande quantità di massa eiettata.

Fireball

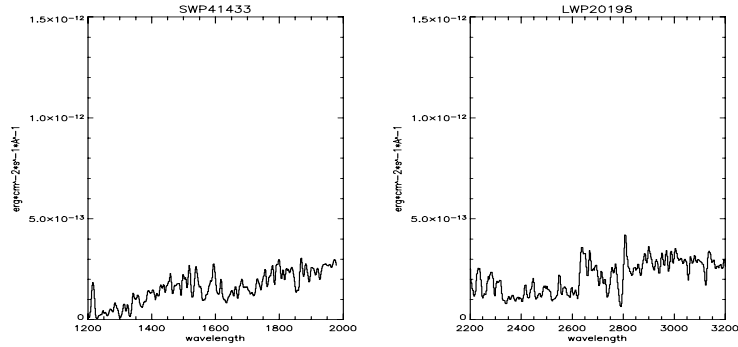


Figura 4.26. 20 Aprile. La nova si trova all'inizio della fase di iron curtain. Si riconosce il doppietto MgII $\lambda 2800$ che presenta un profilo P Cyg.

I primi spettri di IUE hanno osservato la fireball, il flusso infatti cresce fino a raggiungere il massimo il 24 Aprile, circa in corrispondenza del massimo nel visibile. Gli spettri LWP sono caratterizzati dal doppietto MgII $\lambda 2800$ che presenta un profilo P Cyg che si estende fino a velocità di circa -4000 km/s. La presenza di tale profilo è strana in quanto altre osservazioni di fireball mostrano assorbimenti spostati verso il blu e spettri che ricordano stelle giovani (early type). Solo poche novae, ad esempio la nova lenta DQ Her, hanno mostrato profili P Cygni prima del massimo.

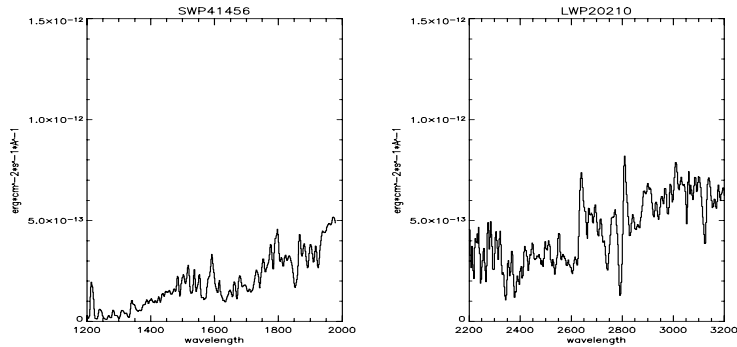


Figura 4.27. 22 Aprile. Il flusso totale è cresciuto del 50% circa. In LWP si nota ancora MgII $\lambda 2800$ oltre a probabilmente FeII $\lambda 2653$.

Due giorni dopo le caratteristiche degli spettri non sono cambiate, così come la velocità massima del profilo P Cyg di MgII $\lambda 2800$ che è circa -3000 km/s.

Iron Curtain

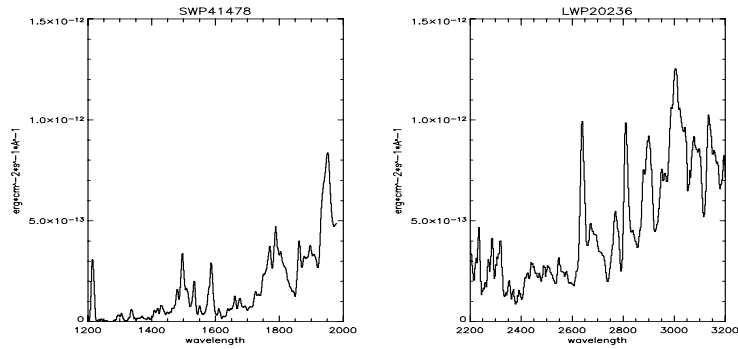


Figura 4.28. 25 Aprile. Il flusso UV raggiunge in questa data il suo massimo. Si noti la ricchezza di assorbimenti ed emissioni in LWP. Nessuna meraviglia che tali caratteristiche possano essere scambiate per righe di emissione reali. Lo stretto assorbimento intorno a 3100 Å rappresenta un pixel sovraesposto.

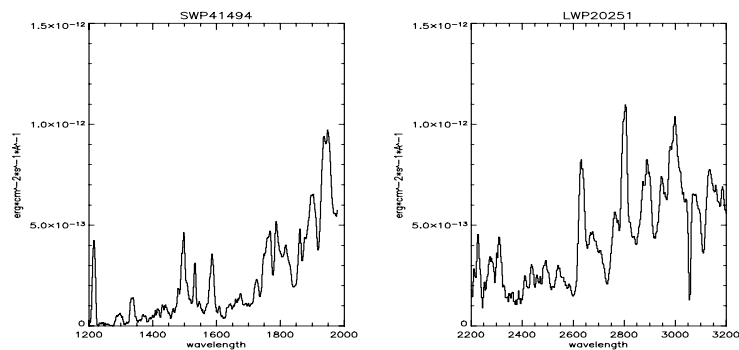


Figura 4.29. 28 Aprile. Le caratteristiche sono rimaste circa invariate. E' diminuito l'assorbimento di MgII λ 2800 ed ha fatto la sua comparsa OI λ 1300. Lo stretto assorbimento intorno a 3100 Å rappresenta un pixel sovraesposto.

Il 6 Maggio Nova LMC 1991 inizia a transizione alla fase nebulare. Molto debole inizia a distinguersi NV λ 1240, più intensa CI λ 1328 oltre a probabilmente NIII] λ 1750 e CIII] λ 1908. OI λ 1300 inizia a scomparire, segno chiaro che lo shell inizia a diventare trasparente all'UV. Si distinguono in LWP CII λ 2323 oltre a MgII λ 2800.

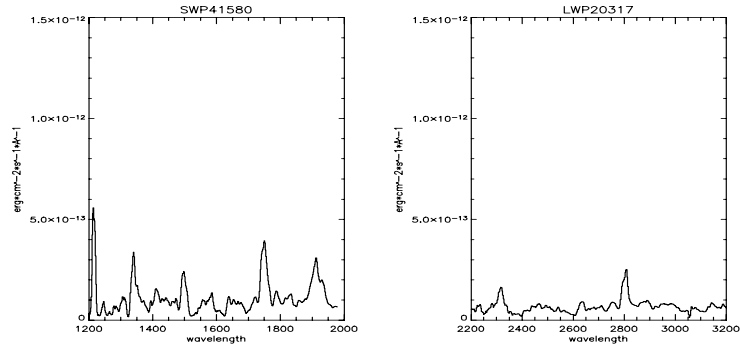


Figura 4.30. 6 Maggio. Spettri di transizione tra la fase di iron curtain e fase nebulare.

Fase nebulare

Gli spettri del 23 Maggio mostrano chiaramente che Nova LMC 1991 è entrata nella fase nebulare. Si distinguono infatti tutte le principali righe: NV $\lambda 1240$, OIV] o SiIV $\lambda 1400$, NIII] $\lambda 1486$, CIV $\lambda 1550$ (P Cyg con $v=-3000$ km/s), HeII $\lambda 1640$, OIII] $\lambda 1663$, NIV] $\lambda 1750$ e CIII] $\lambda 1908$. Molto debole è ancora presente OI $\lambda 1300$. In LWP si distinguono deboli CII $\lambda 2323$ oltre al doppietto MgII $\lambda 2800$.

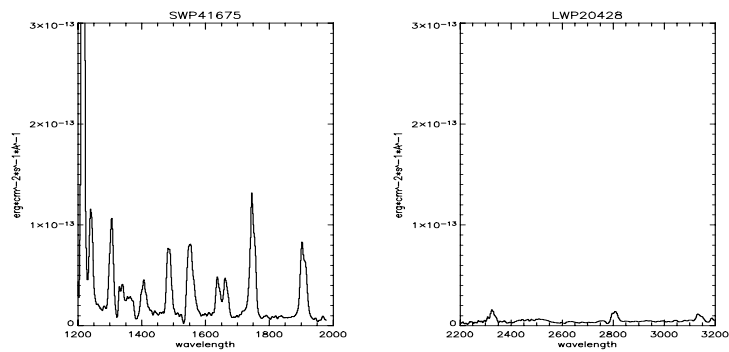


Figura 4.31. 23 Maggio. Gli spettri sono chiaramente di tipo nebulare.

Da questo momento in poi l'intensità di tutte le righe diminuisce uniformemente, e il 31 Gennaio 1992 non ne sono più presenti.

4.3.3 Analisi dei dati

Come per le altre novae i flussi sono stati ottenuti integrando numericamente gli spettri di IUE per vari valori dell'arrossamento in modo da ottenerne il valore migliore compatibilmente all'ipotesi di CBL. Tale fase, se presente è durata circa due giorni e tutti i valori dell'arrossamento risultano compatibili con questa durata. Per stimare l'arrossamento quindi occorre utilizzare altri metodi. Seguendo Schwarz et al. l'arrossamento si stima essere $E(B - V) = 0.1$. Tale valore è stato ricavato esaminando tutte le stelle in un raggio di 0.5° per cui siano noti indici di colore e caratteristiche fotometriche e spettrali. Il valore 0.1 non è altro che la media dei valori ottenuti dalle 19 stelle che soddisfano i criteri suddetti.

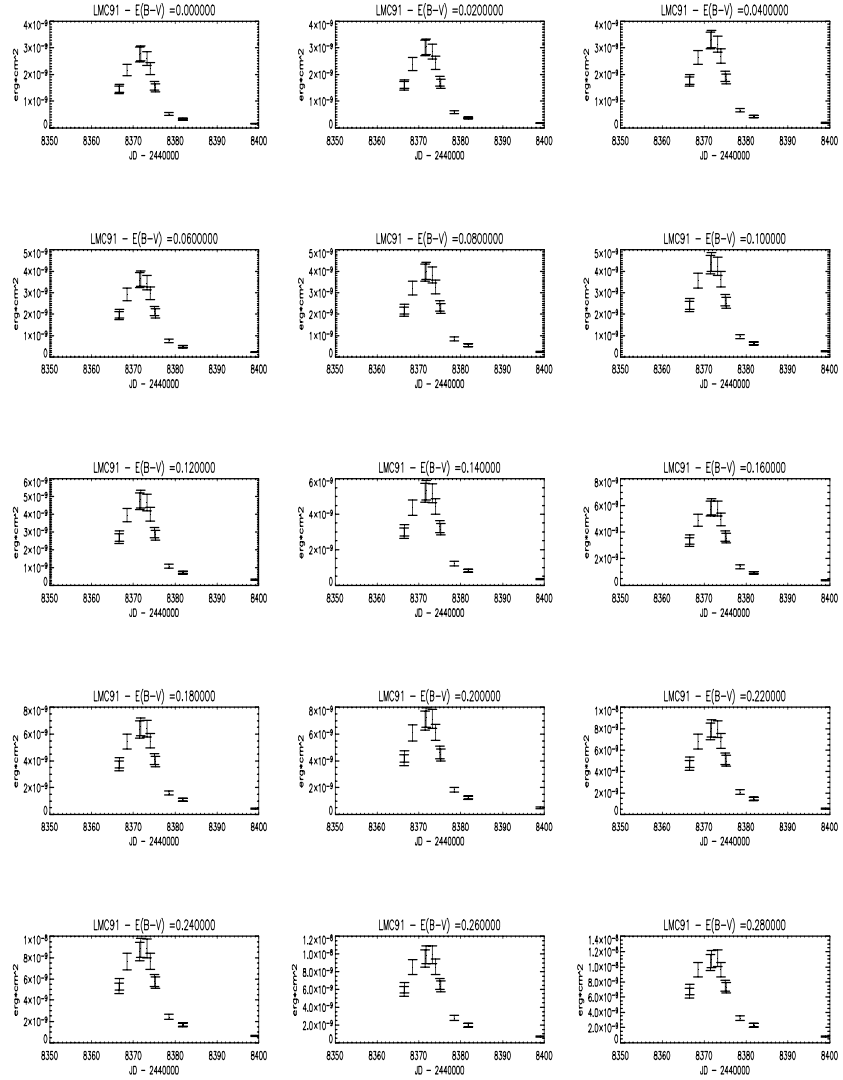


Figura 4.32. Flusso bolometric per vari valori dell'arrossamento. La fase di CBL se presente è durata circa due giorni.

Nelle tabelle seguenti sono riportati i flussi integrati per SWP e LWP non corretti per l'arrossamento.

No. Immagine SWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
41433	-3.75	$1.21 \cdot 10^{-10}$
41434	-3.65	$1.42 \cdot 10^{-10}$
41456	-1.75	$1.47 \cdot 10^{-10}$
41478	1.25	$1.2 \cdot 10^{-10}$
41482	1.5	$1.29 \cdot 10^{-10}$
41491	3	$1.63 \cdot 10^{-10}$
41494	3.75	$1.65 \cdot 10^{-10}$
41513	5	$1.51 \cdot 10^{-10}$
41550	8.25	$9.98 \cdot 10^{-11}$
41580	11.5	$8.03 \cdot 10^{-11}$
41581	11.6	$8.32 \cdot 10^{-11}$
41675	28.5	$2.02 \cdot 10^{-11}$
41829	49.9	$1.11 \cdot 10^{-11}$
41870	56.6	$1.42 \cdot 10^{-11}$
42123	89.7	$1.40 \cdot 10^{-11}$
42294	92.9	$1.17 \cdot 10^{-11}$
42369	118.6	$1.09 \cdot 10^{-11}$
41675	130.8	$8.68 \cdot 10^{-12}$
42581	158.5	$7.96 \cdot 10^{-12}$
42927	187.4	$5.98 \cdot 10^{-12}$
43310	223.8	$3.73 \cdot 10^{-12}$
43311	223.9	$3.07 \cdot 10^{-12}$
43902	282.5	$1.49 \cdot 10^{-12}$
44230	336.5	$1.83 \cdot 10^{-12}$

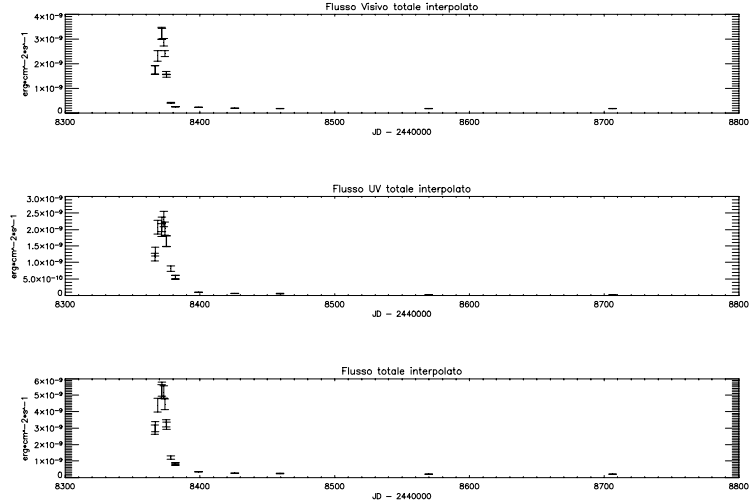


Figura 4.33. Flussi interpolati per Nova LMC 1991 calcolati con $E(B - V) = 0.1$.

No. Immagine LWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
20198	-3.75	$3.02 \cdot 10^{-10}$
20199	-3.65	$3.37 \cdot 10^{-10}$
20210	-1.75	$6.5 \cdot 10^{-10}$
20236	1.25	$6.81 \cdot 10^{-10}$
20237	1.5	$7.40 \cdot 10^{-10}$
20244	3	$7.44 \cdot 10^{-10}$
20251	3.75	$6.24 \cdot 10^{-10}$
20265	4.75	$4.65 \cdot 10^{-10}$
20266	5	$4.59 \cdot 10^{-10}$
20289	8.25	$1.79 \cdot 10^{-10}$
20317	11.5	$9.88 \cdot 10^{-11}$
20318	11.6	$9.64 \cdot 10^{-11}$
20428	28.75	$7.52 \cdot 10^{-12}$
20638	55.5	$2.24 \cdot 10^{-12}$
20866	89.25	$1.85 \cdot 10^{-12}$
21675	199.5	$1.48 \cdot 10^{-12}$
22683	336	$< 3.07 \cdot 10^{-12}$

Dalla relazione di Della Valle & Livio è possibile dare una stima della distanza di LMC 1991:

$$M_V = -7.92 - 0.81 \arctan \frac{1.32 - \log_{10} t_2}{0.23} \quad (4.34)$$

se $t_2 = 6 \pm 1$ si ricava:

$$M_V = -8.86 \pm 0.04 \quad (4.35)$$

che confrontata con la magnitudine apparente massima corretta per $E(B - V) = 0.1 \pm 0.05$:

$$m_{cor} = 8.5 \pm 0.1 \quad (4.36)$$

da una distanza per nova LMC 1991 di:

$$D = 30 \pm 1 \text{ kpc} \quad (4.37)$$

Chiaramente questo valore è sbagliato e conferma che Nova LMC 1991 è un oggetto unico nel suo genere. Quindi per il resto dell'analisi verrà adottato il valore della distanza di LMC di $53 \pm 3 \text{ kpc}$. Assumendo tale distanza si ottiene la magnitudine assoluta:

$$M_V = -10.1 \pm 0.4 \quad (4.38)$$

e la luminosità visiva:

$$L_V = (9.1 \pm 0.2) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.39)$$

circa il triplo delle luminosità tipiche per le novae. Supponendo che Nova LMC 1991 abbia raggiunto il limite di Eddington per la luminosità si ricava una stima per la massa della nana bianca:

$$M_{NB} = 2.8 \pm 0.3 M_\odot \quad (4.40)$$

chiaramente anche questo risultato non può essere corretto in quanto il limite di Chandrasekhar fissa la massa massima che una nana bianca può avere a $1.4 M_\odot$. Non resta altro che ammettere che la luminosità massima per Nova LMC 1991 sia stata super-Eddington. Confrontiamo con quanto ottenuto invece dal flusso bolometrico calcolato. Assumendo $E(B - V) = 0.1$ il flusso medio in fase di CBL è stato:

$$f_{bol} = 4.32 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.41)$$

quindi se la distanza è $53 \pm 3 \text{ kpc}$, la luminosità bolometrica è stata:

$$L_{bol} \simeq (3.7 \pm 0.37) \cdot 10^5 L_\odot \quad (4.42)$$

Come nel caso di Nova LMC 1992 la luminosità bolometrica ottenuta dalle misure è molto maggiore di quella ottenuta dalla MMRD. Utilizzando lo stesso metodo è possibile stimare il filling factor:

$$f = 0.25 \pm 0.03 \quad (4.43)$$

quindi circa un quarto dell'area geometrica dello shell è stato denso. Nella tabella seguente sono riportati i flussi totali in $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ non corretti per l'arrossamento ottenuti dall'interpolazione e la somma dei flussi visivi e UV

Julian Date	Giorni dopo il massimo	Flusso
2448366.2	-3.75	$1.42 \cdot 10^{-9}$
2448366.3	-3.65	$1.48 \cdot 10^{-9}$
2448368	-1.75	$2.16 \cdot 10^{-9}$
2448371	1.25	$2.74 \cdot 10^{-9}$
2448371.25	1.5	$2.78 \cdot 10^{-9}$
2448373.75	3	$2.59 \cdot 10^{-9}$
2448374.5	3.75	$2.21 \cdot 10^{-9}$
2448375.5	4.75	$1.58 \cdot 10^{-9}$
2448375.75	5	$1.49 \cdot 10^{-9}$
2448379	8.25	$5.21 \cdot 10^{-10}$
2448381.25	11.5	$3.29 \cdot 10^{-10}$
2448381.35	11.6	$3.29 \cdot 10^{-10}$
2448399.5	28.75	$1.61 \cdot 10^{-10}$
2448425.25	55.5	$1.25 \cdot 10^{-10}$
2448459	89.25	$1.14 \cdot 10^{-10}$
2448569.25	199.5	$1.04 \cdot 10^{-10}$
2448706	336	$1.03 \cdot 10^{-10}$

Passiamo ora alla stima del tempo del turn-off. Abbiamo visto che il tempo del turn-off non è correlato alla durata della fase di CBL.

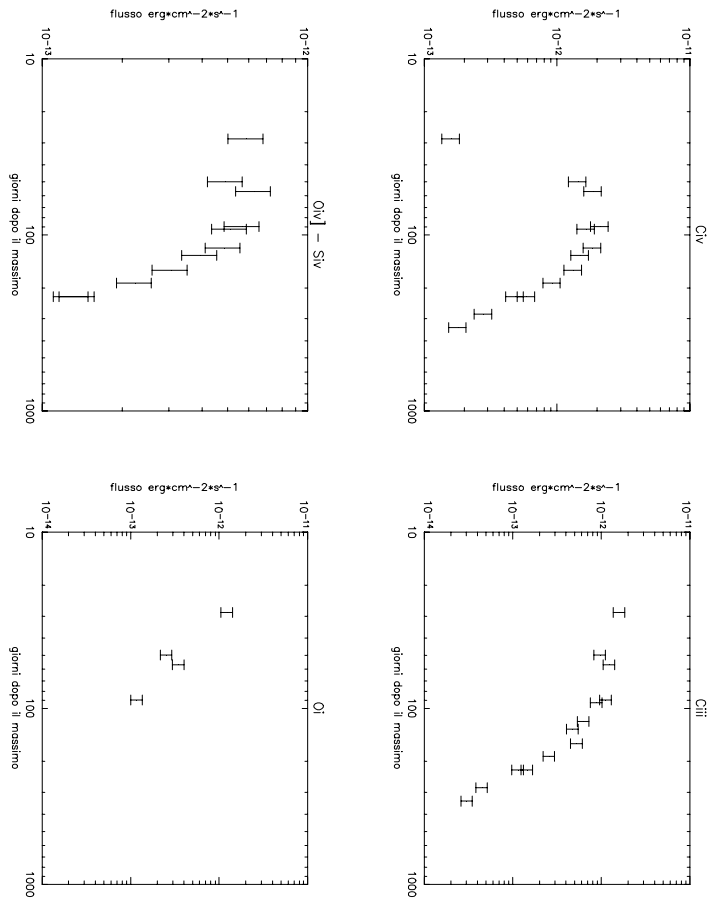


Figura 4.34. Flussi per varie specie chimiche per Nova LMC 1991.

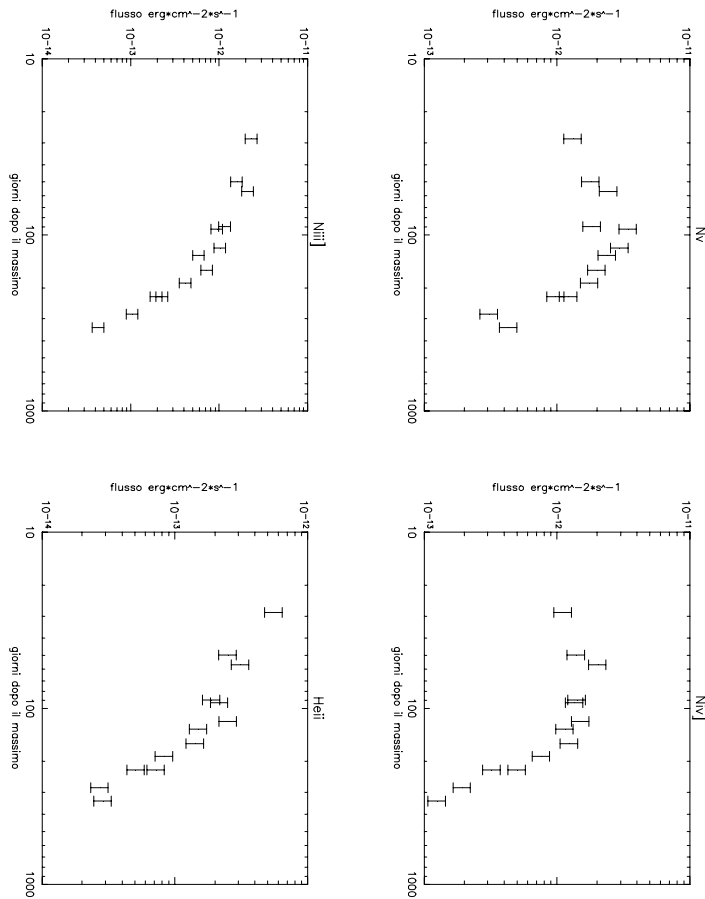


Figura 4.35. Flussi per altre specie chimiche per Nova LMC 1991.

Una prima stima del tempo del turn-off si può avere esaminando i rapporti $NV/NIV]$ e $NIII]/NIV]$. Quando la ionizzazione è congelata dall'espansione, cosa che avviene dopo che è venuto meno l'apporto alla ionizzazione del flusso di fotoni ad alta energia, tali rapporti diventano costanti. Esaminando la figura sotto si può stimare $t_{turn-off} \gtrsim 100$ giorni.

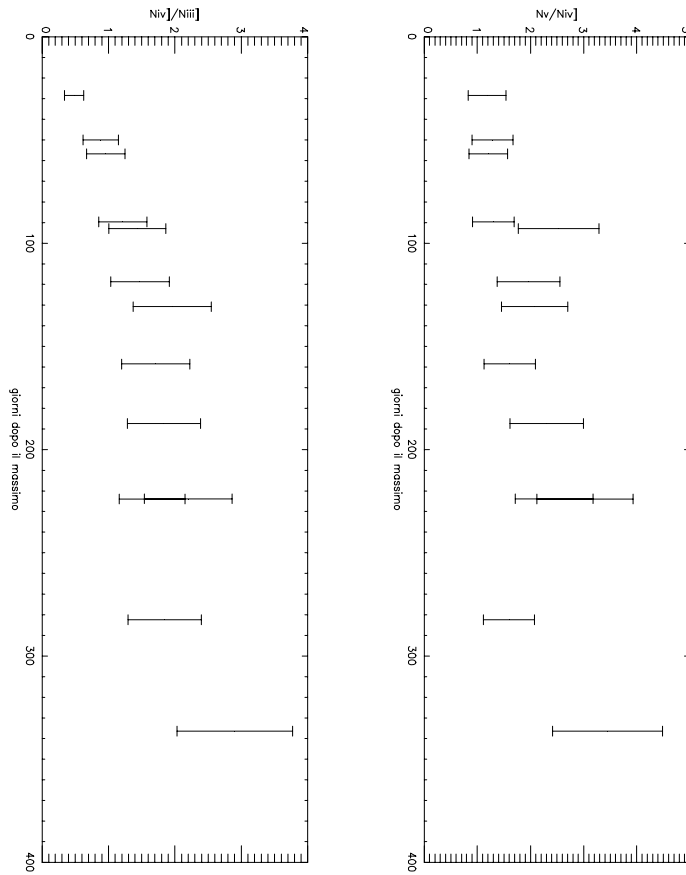


Figura 4.36.

Fittando il modello di ricombinazione sviluppato nel capitolo 4 si ottiene un tempo per il turn-off:

$$161 \leq t_{turn-off} \leq 198 \quad (4.44)$$

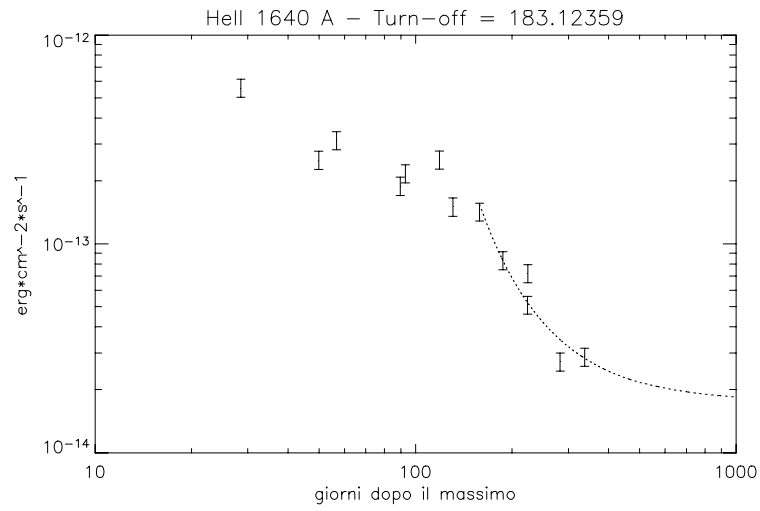


Figura 4.37. La linea rappresenta il fit con $\chi^2 = 5.76$.

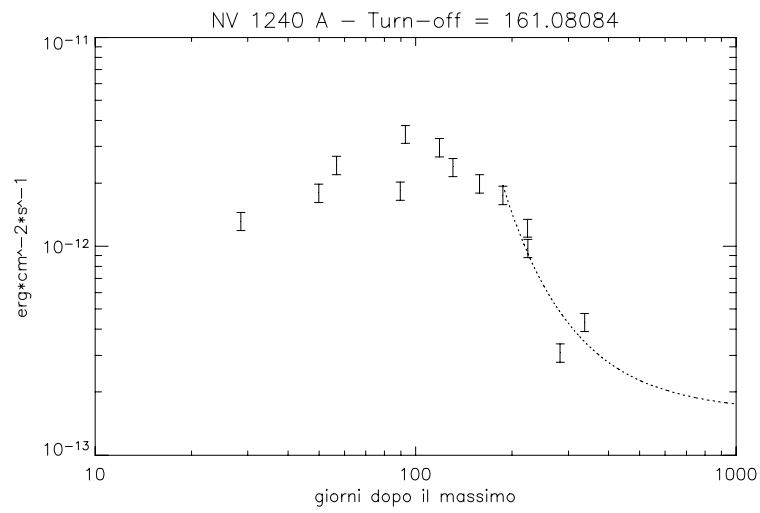


Figura 4.38. La linea rappresenta il fit con $\chi^2 = 16$.

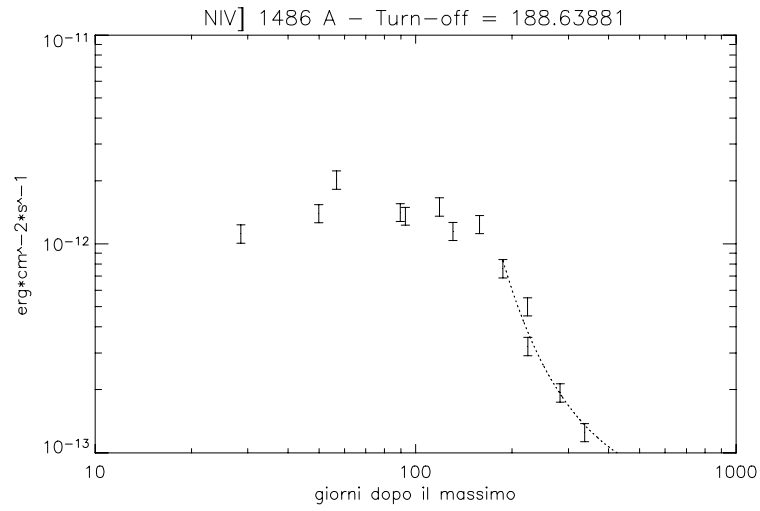


Figura 4.39. La linea rappresenta il fit con $\chi^2 = 5.7$.

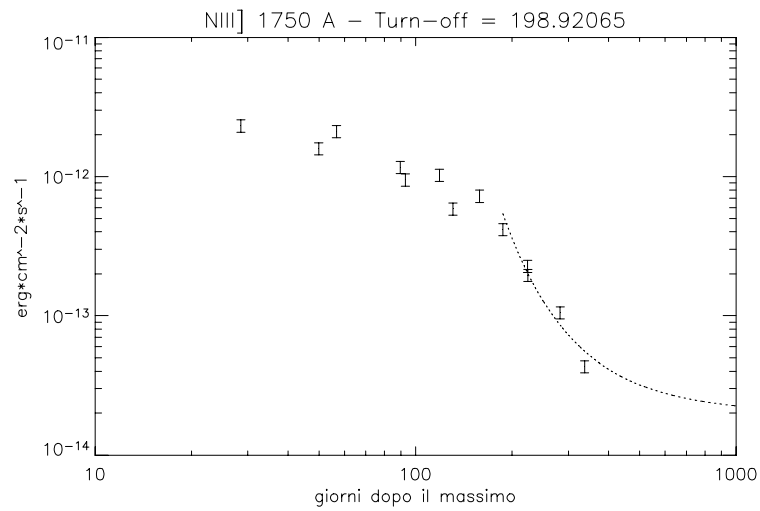


Figura 4.40. La linea rappresenta il fit con $\chi^2 = 19$.

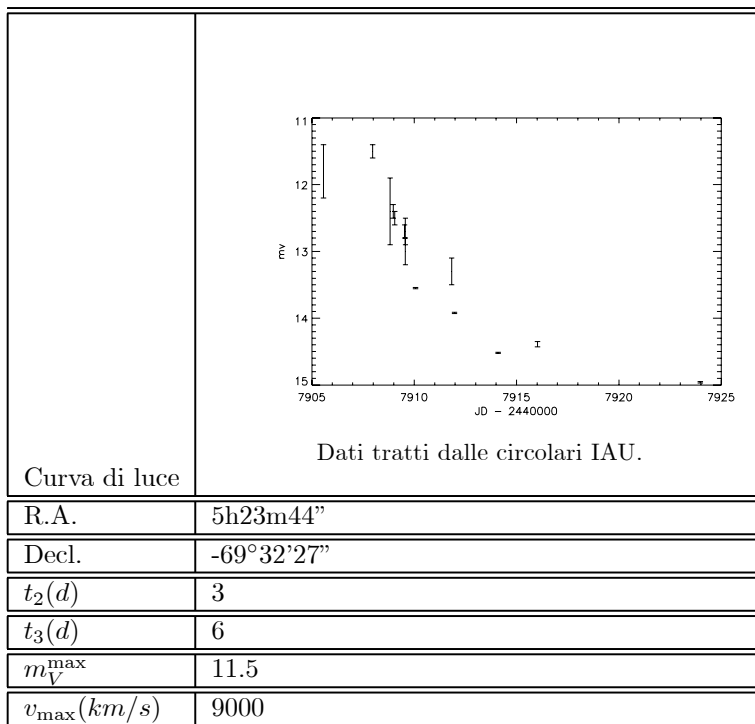
Il valore ottenuto per il turn-off è maggiore da quanto ottenuto da Shore et al. nel 2001. Probabilmente il codice sviluppato da me per il fit dei dati non

è altrettanto efficiente. Ad onor del vero occorre dire che il valore di circa 100 giorni ottenuto nello studio suddetto si basa su di un modello costruito esclusivamente per la ricombinazione di HeII e quindi privo dei vincoli imposti dal dovere fittare contemporaneamente quattro set di dati. I χ^2 da me ottenuti non sono comunque abbastanza buoni da riporre fiducia nel funzionamento corretto di un modello numerico che è solamente alle prime fasi di sviluppo.

Nel complesso quindi Nova LMC 1991 non soddisfa alla MMRD proposta da Della Valle & Livio in quanto oggetto estremamente peculiare, Shore et al. nello stesso studio hanno scoperto che la massa emessa è circa $3 \times 10^{-4} M_{\odot}$, almeno un ordine di grandezza più grande di quanto osservato in altre novae galattiche veloci. Tale grande massa può spiegare perchè la crescita della luminosità sia stata tanto lenta, una settimana dalla scoperta al picco.

4.4 Nova LMC 1990 No.1

Nova LMC 1990 No.1 è stata scoperta il 14 Gennaio da Garradd a magnitudine $m_V = 11.8$. Le coordinate astrometriche dell'oggetto sono R.A. = 5h23m44", Decl. = $-69^{\circ}32'27''$ (equinozio 1950). Il tempo $t_2 = 3d$ la classifica come una nova molto veloce. L'analisi spettrale ha evidenziato una notevole abbondanza di Ne nell'ietto, permettendo di identificare il centro del fenomeno come una nana bianca di tipo ONe.



4.4.1 Spettroscopia ottica

Alcuni spettri nell'intervallo 3300-7800 Å ottenuti tra il 21 e il 30 Gennaio, Dopita e Rawlings IAUC 4964, mostrano varie caratteristiche interessanti. In nessuno spettro la serie Balmer dell'H ha sviluppato profili P Cygni. Molto intense sono state le righe di HeI e HeII. Il 22 Gennaio sono comparse le righe [NeIII] che il 30 erano intense quanto H β . Un singolo spettro ottenuto il 13 Febbraio mostra [NeV] come l'emissione più intensa. Da tali osservazioni è facile dedurre che la nana bianca responsabile dell'esplosione è di tipo ONe e quindi Nova LMC 1990 No.1 è un nova ONe.

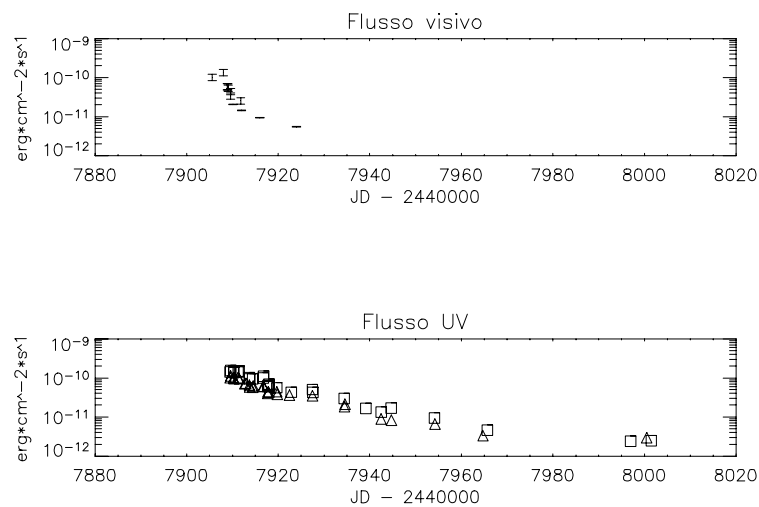


Figura 4.41. Confronto tra le curve di luce visiva, in alto, e UV in basso. I triangoli rappresentano LWP e i quadrati SWP. I flussi non sono corretti per l'arrossamento.

4.4.2 Spettroscopia UV

Il satellite IUE ha osservato Nova LMC 1990 No.1 per un periodo di circa 90 giorni ottenendo un totale di 55 spettri, 27 SWP e 28 LWP. In tutti gli spettri sono presenti righe di emissione. Quindi come V838 Her 1991, Nova LMC 1990 No.1 non ha mostrato la fase di iron curtain.

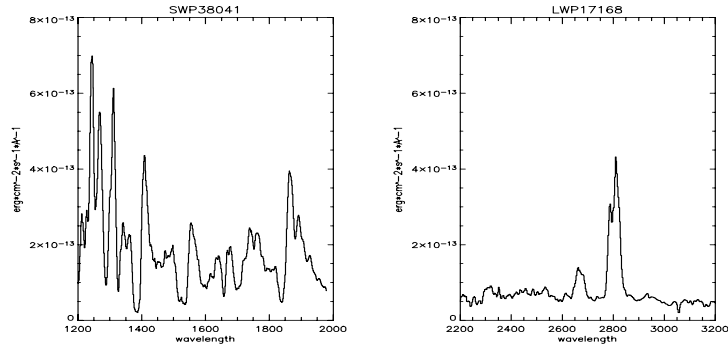


Figura 4.42. 17 Gennaio. Gli spettri sono ricchi di emissioni che presentano in molti casi profili P Cyg con velocità terminali dell'ordine di -8000 km/s. La FWZI è in tutti i casi intorno agli 8000 km/s.

I primi spettri presi un giorno dopo il massimo mostrano infatti varie emissioni facilmente identificabili: NV $\lambda 1240$, OI $\lambda 1300$, CI $\lambda 1328$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$ (P Cygni con $v=-7000$ km/s), CIV $\lambda 1550$ (P Cygni con $v=-9500$ km/s), HeII $\lambda 1640$, OIII] $\lambda 1663$, forse NIII] $\lambda 1750$, Al III $\lambda 1860$. In LWP la riga più intensa è il doppietto MgII $\lambda 2800$ ed è presente Al II $\lambda 2670$. Il doppietto MgII $\lambda 2800$ presenta in tutti gli spettri un profilo bimodale, tale struttura è dovuta all'assorbimento interstellare molto intenso che viene mediato sulle due componenti della riga e sulla bassa risoluzione degli spettri.

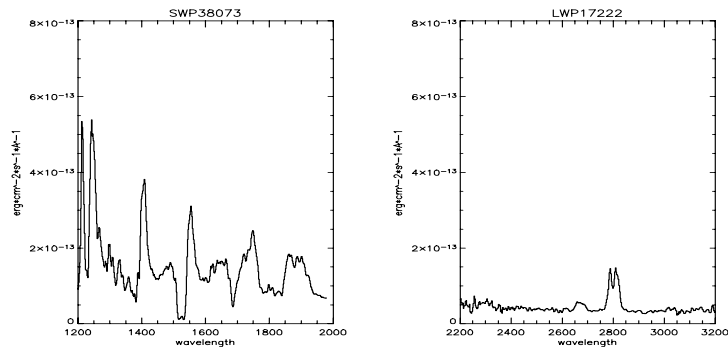


Figura 4.43. 25 Gennaio. Gli spettri sono all'incirca identici, ma non è più presente OI $\lambda 1300$. Si è molto ridotta l'intensità di MgII $\lambda 2800$.

Una settimana dopo le emissioni sono molto più deboli, di distinguono NV $\lambda 1240$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$ (P Cygni con $v=-7000$ Km/s), CIV $\lambda 1550$ (P Cygni con $v=-9000$ km/s), HeII $\lambda 1640$ mescolato con OIII] $\lambda 1663$, NIII] $\lambda 1750$, Al II $\lambda 1860$. In LWP la riga più intensa è ancora il doppietto MgII $\lambda 2800$ ed è presente

Al II $\lambda 2670$ anche se l'intensità di entrambe è dimezzata. OI $\lambda 1300$ è quasi del tutto scomparso indicando che lo shell è quasi completamente trasparente.

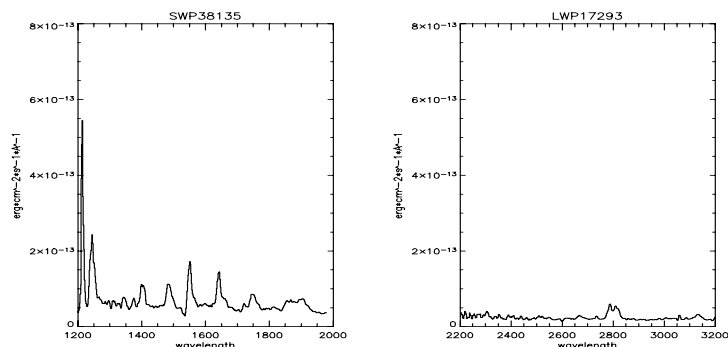


Figura 4.44. 4 Febbraio. L'intensità delle righe è molto diminuita e sono quasi del tutto scomparsi i profili P Cygni.

Il 4 Febbraio gli spettri possono considerarsi nebulari, sono infatti scomparsi tutti i profili P Cygni ad eccezione di CIV $\lambda 1550$ che mostra una velocità terminale di -5000 km/s. E' completamente sparito OI $\lambda 1300$ e Al II $\lambda 2670$. Si distinguono chiaramente invece NV $\lambda 1240$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$, HeII $\lambda 1640$, NIII] $\lambda 1750$, SiII $\lambda 1808$, AlIII $\lambda 1860$ mescolato con CIII] $\lambda 1908$. In LWP l'unica riga visibile è MgII $\lambda 2800$.

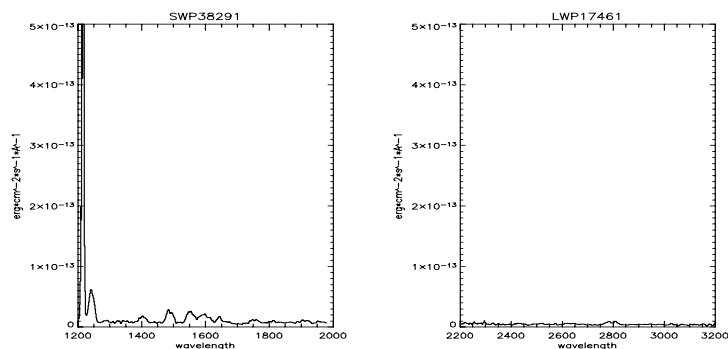


Figura 4.45. 3 Marzo. Gli spettri sono quasi vuoti, in particolare LWP.

Il 3 Marzo si distinguono poche righe: NV $\lambda 1240$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$, CIV $\lambda 1550$, HeII $\lambda 1640$ e NeIII] $\lambda 1600$. In LWP l'unica riga visibile è debolissima MgII $\lambda 2800$. Gli spettri successivi mostrano solo il declino in intensità fino ad essere completamente privi di emissioni il 15 Aprile.

4.4.3 Analisi dei dati

L'analisi dei dati acquisiti per Nova LMC 1990 No.1 è proceduta in maniera analoga a tutte le altre. Il profilo di MgII $\lambda 2800$ ha destato particolare interesse. Se l'origine del doppio picco fosse di origine interstellare, anche altre righe dovrebbero presentare in velocità gli stessi assorbimenti.

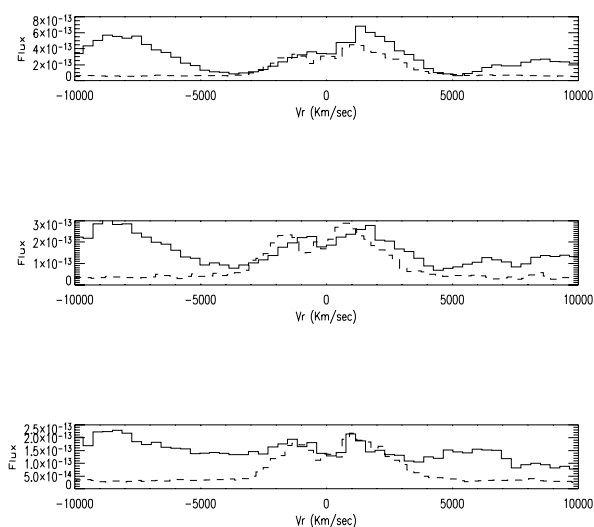


Figura 4.46. Profili di riga per OI $\lambda 1300$ (linea continua) e per MgII $\lambda 2800$ (linea tratteggiata) rispettivamente 2,3,6 giorni dopo il massimo.

Dal confronto tra le due righe gli assorbimenti coincidono entro la risoluzione di IUE tranne che 6 giorni dopo il massimo, 20 Gennaio, quando probabilmente OI $\lambda 1300$ è mescolato a CI $\lambda 1328$ a causa della FWZI molto grande che caratterizza tutte le righe di Nova LMC 1990 No.1.

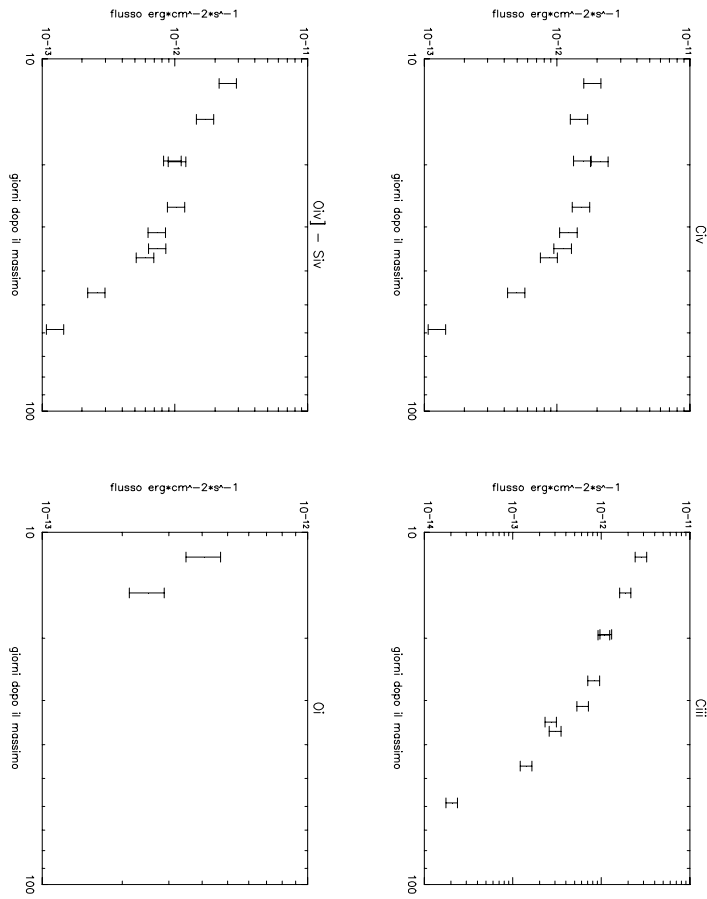


Figura 4.47. Flussi per varie specie chimiche.

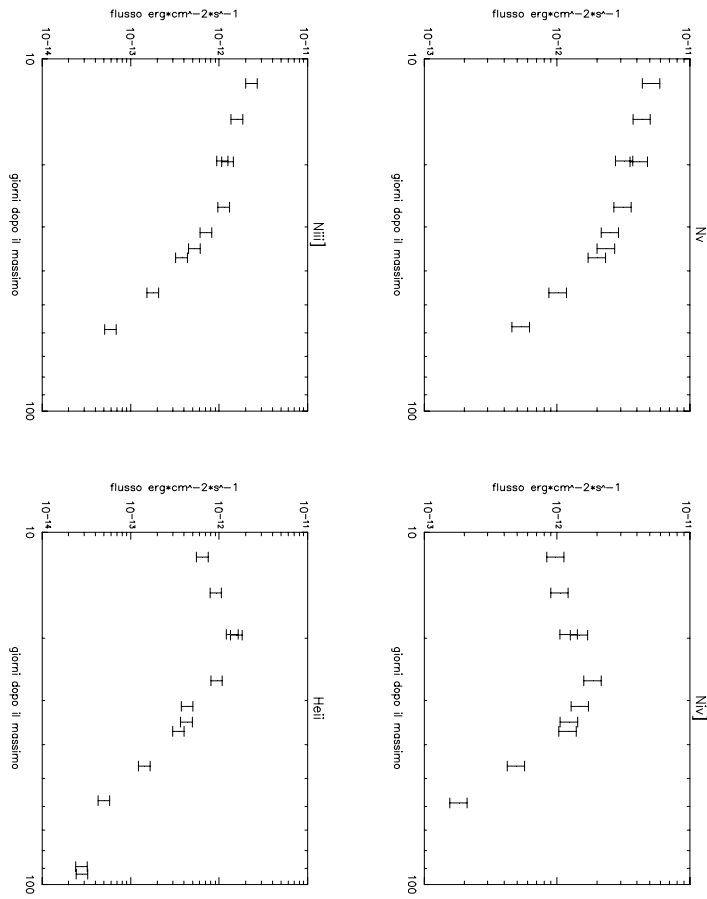


Figura 4.48. Flussi per la famiglia dell'azoto e per HeII.

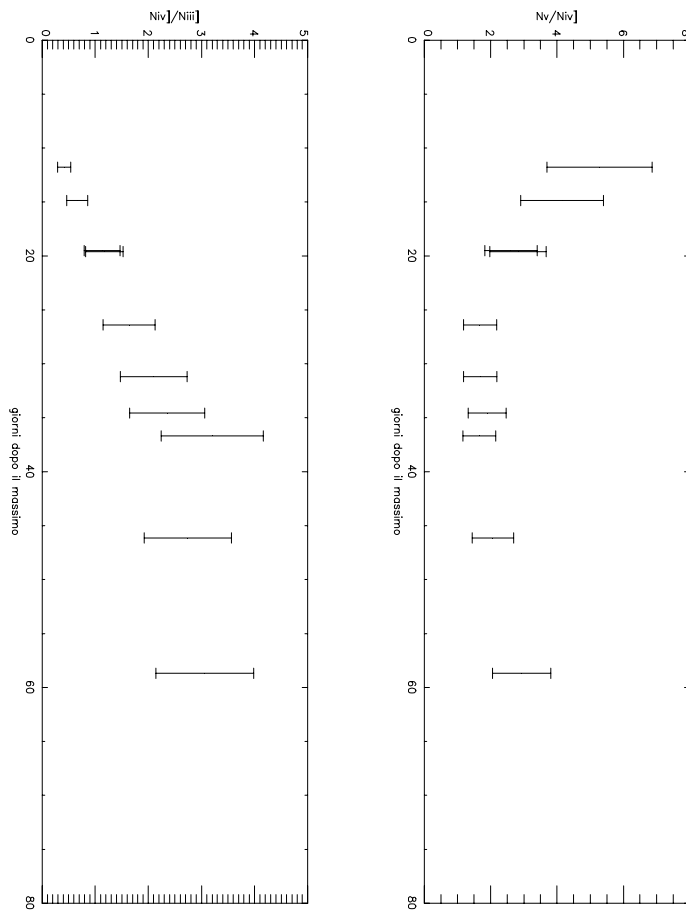
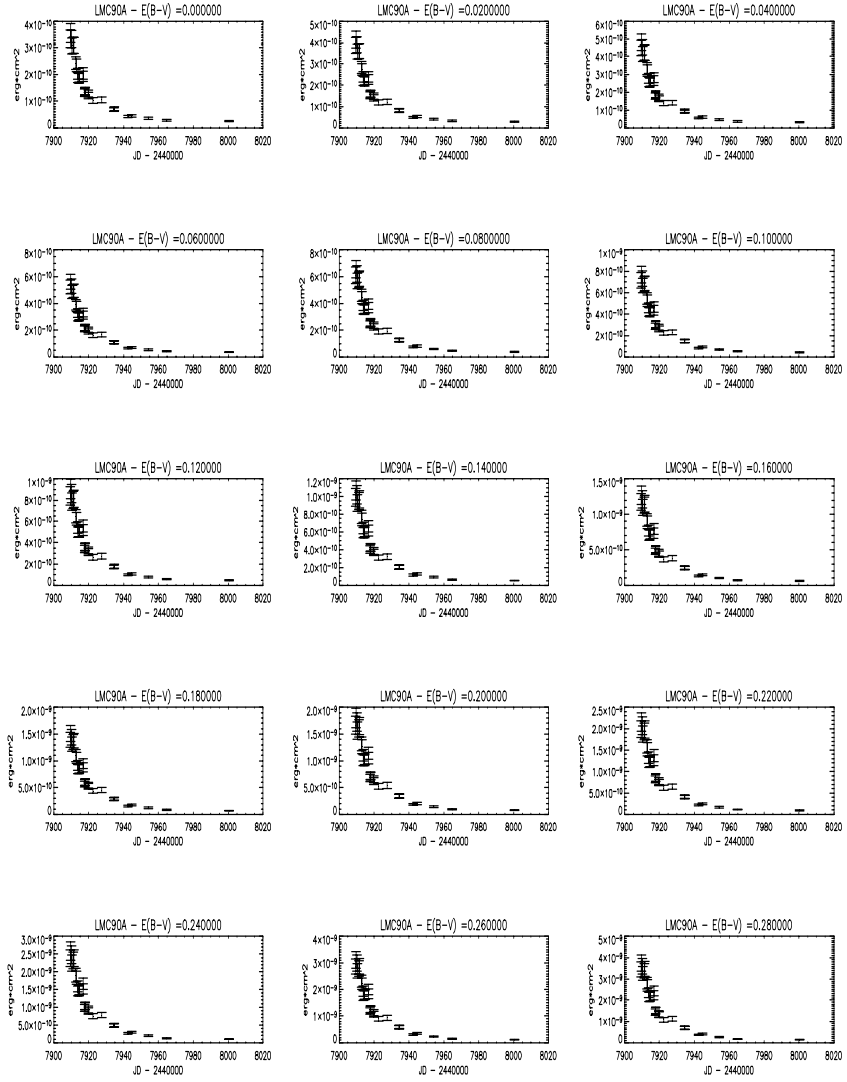


Figura 4.49. A sinistra NIV]/NIII], a destra NV/NIV].

Tutti i flussi riportati in tabella non sono corretti per l'arrossamento.

No.Immagine SWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
38041	1.5	$1.42 \cdot 10^{-10}$
38042	1.6	$1.55 \cdot 10^{-10}$
38044	2.25	$1.50 \cdot 10^{-10}$
38045	2.35	$1.38 \cdot 10^{-10}$
38053	3.25	$1.42 \cdot 10^{-10}$
38054	3.5	$1.50 \cdot 10^{-10}$
38058	5.75	$1.01 \cdot 10^{-10}$
38059	5.85	$9.47 \cdot 10^{-11}$
38062	6.5	$9.52 \cdot 10^{-11}$
38072	8.75	$9.99 \cdot 10^{-11}$
38073	8.85	$1.12 \cdot 10^{-10}$
38076	9.75	$5.97 \cdot 10^{-11}$
38077	9.85	$6.50 \cdot 10^{-11}$
38078	9.95	$6.36 \cdot 10^{-11}$
38079	10.05	$6.88 \cdot 10^{-11}$
38090	11.75	$5.61 \cdot 10^{-11}$
38101	14.9	$4.29 \cdot 10^{-11}$
38135	19.5	$4.99 \cdot 10^{-11}$
38136	19.6	$4.22 \cdot 10^{-11}$
38181	26.4	$2.97 \cdot 10^{-11}$
38203	31.2	$1.64 \cdot 10^{-11}$
38215	34.6	$1.34 \cdot 10^{-11}$
38221	36.7	$1.67 \cdot 10^{-11}$
38291	46.1	$9.30 \cdot 10^{-12}$
38362	57.75	$4.59 \cdot 10^{-12}$
38607	89	$2.38 \cdot 10^{-12}$
38634	93.5	$2.46 \cdot 10^{-12}$



Curve di luce bolometriche per vari valori dell'arrossamento.

No. Immagine LWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
17168	1.5	$1.02 \cdot 10^{-10}$
17169	1.6	$1.12 \cdot 10^{-10}$
17172	2.25	$1.10 \cdot 10^{-10}$
17173	2.35	$9.65 \cdot 10^{-11}$
17183	3.25	$1.01 \cdot 10^{-10}$
17184	3.5	$9.58 \cdot 10^{-11}$
17198	4.75	$7.38 \cdot 10^{-11}$
17199	5	$7.33 \cdot 10^{-11}$
17201	5.75	$6.56 \cdot 10^{-11}$
17202	5.85	$5.73 \cdot 10^{-11}$
17211	6.5	$5.73 \cdot 10^{-11}$
17212	6.6	$6.20 \cdot 10^{-11}$
17222	8.75	$6.13 \cdot 10^{-11}$
17223	8.85	$5.97 \cdot 10^{-11}$
17233	9.75	$4.15 \cdot 10^{-11}$
17234	9.85	$4.37 \cdot 10^{-11}$
17235	9.95	$4.19 \cdot 10^{-11}$
17249	11.75	$4.44 \cdot 10^{-11}$
17250	11.85	$3.80 \cdot 10^{-11}$
17264	14.5	$3.61 \cdot 10^{-11}$
17293	19.5	$3.44 \cdot 10^{-11}$
17342	26.5	$1.85 \cdot 10^{-11}$
17343	26.6	$2.13 \cdot 10^{-11}$
17399	34.5	$8.93 \cdot 10^{-12}$
17408	36.75	$8.38 \cdot 10^{-12}$
17461	46.25	$6.55 \cdot 10^{-12}$
17528	56.75	$3.79 \cdot 10^{-12}$
17768	92.5	$2.98 \cdot 10^{-12}$

Applichiamo la MMRD per ottenere una stima della distanza di Nova LMC 1990 No.1. Esaminando le curve di luce bolometriche si vede che la fase di CBL è durata all'incirca 2 giorni e nessuno dei valori dell'arrossamento contraddice questa stima; per questo nel seguito verrà assunto il valore 0.15 ± 0.05 . Con questo eccesso di colore la magnitudine visiva corretta è:

$$m_{cor} = 11 \pm 0.2 \quad (4.45)$$

mentre la magnitudine visiva assoluta dalla MMRD, assumendo $t_2 = 3 \pm 1$:

$$M_V = -8.98 \pm 0.04 \quad (4.46)$$

La distanza che si ottiene con questi valori è:

$$D = 100 \pm 10 kpc \quad (4.47)$$

valore chiaramente sbagliato. Il motivo di tale errore grossolano è da ricercarsi probabilmente nella magnitudine apparente. Come abbiamo visto dall'analisi

degli spettri, Nova LMC 1990 No.1 è stata scoperta quando l'eietto era nella transizione tra fase otticamente spessa e nebulare, quindi il massimo nel visibile era già stato raggiunto. Questo avviene sempre in concomitanza della fase otticamente spessa in cui la redistribuzione dei fotoni a lunghezze d'onda maggiore è più efficiente. Imponendo che la distanza sia quella corretta, la magnitudine apparente massima risulta essere:

$$m_V = 9.6 \pm 0.1 \quad (4.48)$$

e la luminosità visiva che si ottiene è:

$$L_V = (3.3 \pm 0.7) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.49)$$

Il flusso bolometrico che si ottiene con $E(B - V) = 0.15$ mediato sulla fase di CBL è:

$$f_{bol} = 9.89 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.50)$$

da cui, a distanza di $53 \pm 3 \text{ kpc}$, si ottiene la luminosità bolometrica:

$$L_{bol} = (9 \pm 0.9) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.51)$$

che, supponendo che la nova abbia emesso al limite di Eddington, implica per la massa della nana bianca:

$$M_{NB} = 2.8 \pm 0.3 M_\odot \quad (4.52)$$

ben oltre la massa di Chandrasekhar. Nova LMC 1990 No.1 ha irradiato in fase di CBL oltre il limite di Eddington, quindi è impossibile escludere la presenza di venti successivi al TNR. Dal rapporto tra luminosità visiva, dovuta al flusso redistribuito, e luminosità bolometrica si può stimare il filling factor, ottenendo:

$$f = 0.4 \pm 0.1 \quad (4.53)$$

che è consistente con quanto ottenuto dai fit basati su modelli di fotoionizzazione[29].

In tabella sono riportati i flussi totali ottenuti dall'interpolazione e la somma di V e UV non corretti per l'arrossamento.

Julian Date	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
2447909.3	1.5	$3.34 \cdot 10^{-10}$
2447909.4	1.6	$3.57 \cdot 10^{-10}$
2447909.9	2.25	$3.34 \cdot 10^{-10}$
2447910	2.35	$3.07 \cdot 10^{-10}$
2447911.1	3.25	$3.09 \cdot 10^{-10}$
2447911.3	3.5	$3.09 \cdot 10^{-10}$
2447912.5	4.75	$2.42 \cdot 10^{-10}$
2447912.7	5	$2.34 \cdot 10^{-10}$
2447913.5	5.75	$2.03 \cdot 10^{-10}$
2447913.6	5.85	$1.88 \cdot 10^{-10}$
2447914.3	6.5	$1.86 \cdot 10^{-10}$
2447914.4	6.6	$1.91 \cdot 10^{-10}$
2447916.5	8.75	$1.93 \cdot 10^{-10}$
2447916.6	8.85	$2.03 \cdot 10^{-10}$
2447917.5	9.75	$1.32 \cdot 10^{-10}$
2447917.6	9.85	$1.39 \cdot 10^{-10}$
2447917.7	9.95	$1.35 \cdot 10^{-10}$
2447919.6	11.75	$1.28 \cdot 10^{-10}$
2447919.7	11.85	$1.21 \cdot 10^{-10}$
2447922.5	14.5	$1.03 \cdot 10^{-10}$
2447927.5	19.5	$1.04 \cdot 10^{-10}$
2447934.4	26.5	$6.84 \cdot 10^{-11}$
2447934.5	26.6	$7.09 \cdot 10^{-11}$
2447942.4	34.5	$4.29 \cdot 10^{-11}$
2447944.8	36.75	$4.55 \cdot 10^{-11}$
2447954.3	46.25	$3.63 \cdot 10^{-11}$
2447964.8	56.75	$2.93 \cdot 10^{-11}$
2448001.7	92.5	$2.59 \cdot 10^{-11}$

Passiamo ora allo studio del tempo del turn-off. La stima di tale tempo è stata ottenuta, come per le altre novae, fittando il modello di ricombinazione sviluppato nel capitolo 4 sui flussi in fase nebulare.

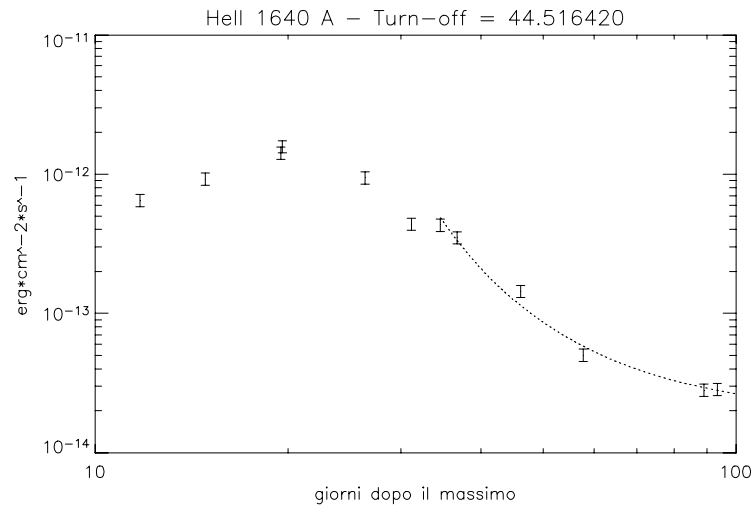


Figura 4.50. La linea rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 3.2$.

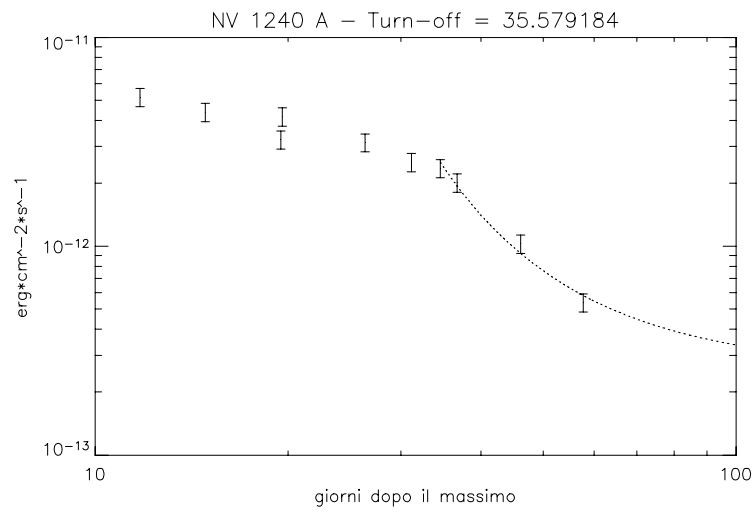


Figura 4.51. La linea rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 2.2$.

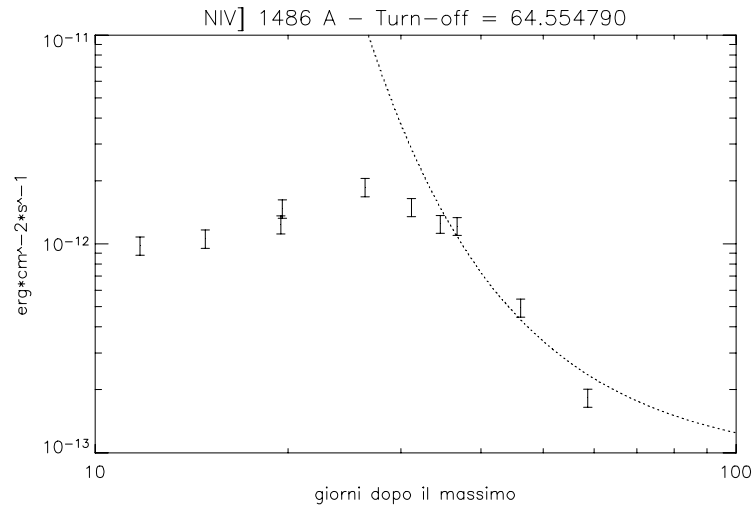


Figura 4.52. La linea rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 8.1$.

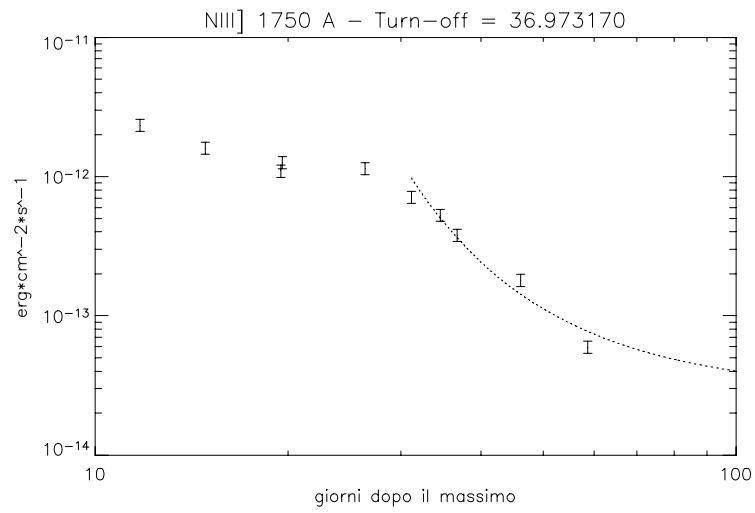


Figura 4.53. La linea rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 22.1$.

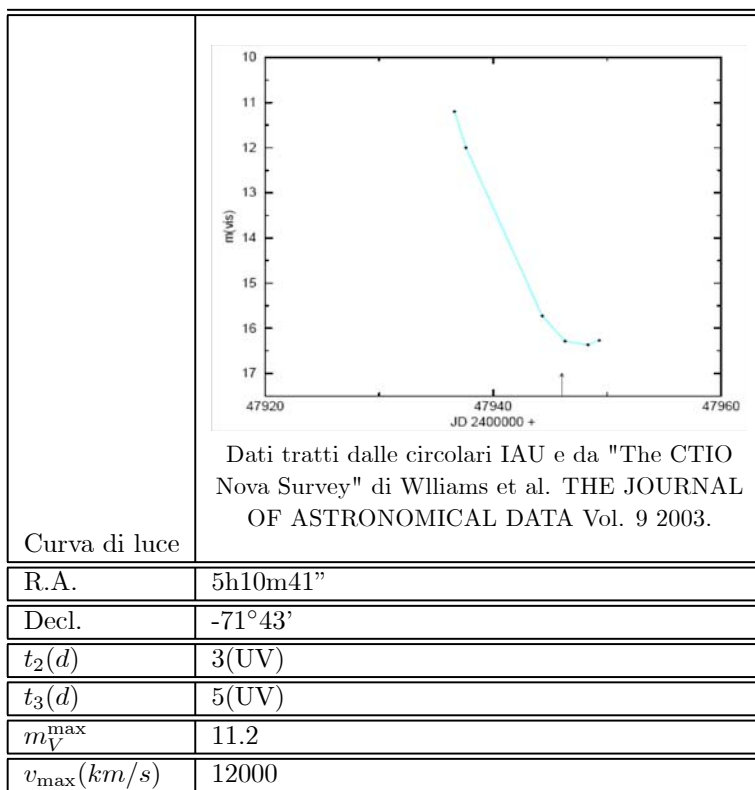
Il tempo in giorni dopo il massimo ricavato dai fit è:

$$35 \leq t_{turnoff} \leq 64 \quad (4.54)$$

Quindi anche in questo caso la durata della fase di CBL è indipendente dal tempo del turn-off. Vanlandigham et al.[19] in uno studio basato solamente su HeII $\lambda 1640$, trovano un tempo ben maggiore di quanto ottenuto in questa tesi: $t_{turnoff} \geq 93$. La causa di tale discrepanza non è chiara ma deriva probabilmente dall'implementazione numerica del modello. Inoltre anche i valori dei flussi misurati sono differenti. A sostegno del modello in questa tesi va l'ipotesi di congelamento della ionizzazione che, secondo quanto misurato, avviene circa 40 giorni dopo il massimo, indicando come data del turn-off un valore più vicino al mio che non a quello ottenuto da Vanlandigham.

4.5 Nova LMC 1990 No.2

Nova LMC 1990 No. 2 è stata scoperta il 14 Febbraio 1990 (JD 2447936.6) da Liller a magnitudine $m_V = 11.2$ alla posizione R.A.=5h10m41", Decl.=-71°43'. Lo stesso Liller immediatamente dopo la scoperta ha suggerito una corrispondenza tra questa ed una nova scoperta nel 1968 e situata alle stesse coordinate. Non essendoci altre stelle a quelle coordinate presumibilmente Nova LMC 1990 No.2 è tra le prime novae ricorrenti scoperte al di fuori della Galassia.



Visto la breve periodicità del sistema, circa 22 anni, se ne deduce che il rate di trasferimento di massa deve essere molto elevato perchè si produca un TNR.

4.5.1 Spettroscopia UV

Il satellite IUE ha iniziato a prendere immagini dal 16 Febbraio fino al 26 Marzo per un totale di 11 spettri SWP e 6 LWP. Ciò che si nota immediatamente esaminando gli spettri è che Nova LMC 1990 No.2 non ha presentato le fasi otticamente spesse e di iron curtain, ma che l'eietto è stato otticamente sottile fin dai primi istanti dell'outburst. Ne consegue che la massa espulsa doveva essere molto piccola. Come si vede in figura, lo spettro SWP è ricco di caratteristiche: si riconoscono facilmente NV λ 1240 talmente intensa da mescolarsi con Ly α , OIV] - Si IV λ 1400, CIV λ 1550 (P Cyg $v=-10000$ km/s), HeII λ 1640 e CIII λ 1908 probabilmente mescolato a Al III λ 1860 (P Cyg $v=-12000$ km/s) ed in generale FWZI è dell'ordine di 10000 km/s.

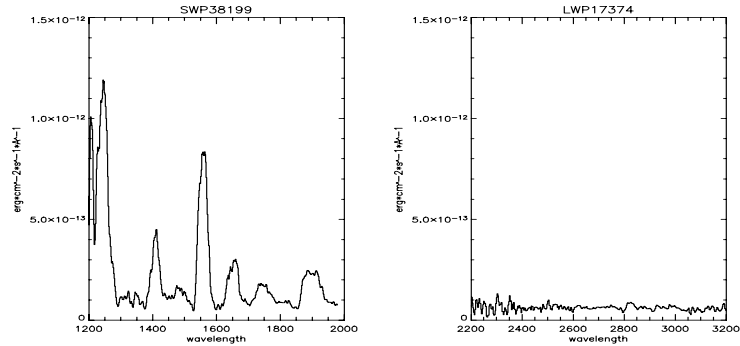


Figura 4.54. 16 Febbraio 1990.

Lo spettro LWP non presenta alcuna caratteristica e di fatto tutte le osservazioni LWP sono inutili. In SWP si distinguono NV $\lambda 1240$ mescolato con Ly α $\lambda 1215$, OIV] - Si IV $\lambda 1400$, NIII] $\lambda 1486$, CIV $\lambda 1550$ (profilo P Cyg a $v=-9500$ km/s), HeII $\lambda 1640$, NIV] $\lambda 1750$ e CIII] $\lambda 1908$ mescolato con Al III $\lambda 1860$ (P Cyg a $v=-12000$ km/s ma non affidabile per la sovrapposizione delle due righe). Noto è l'evoluzione del profilo di CIV $\lambda 1550$. Durante l'outburst tale riga tende a diventare sempre più asimmetrica e Shore et al. tramite cross-correlation hanno identificato due componenti in moto a -2300 km/s e 1500 km/s.

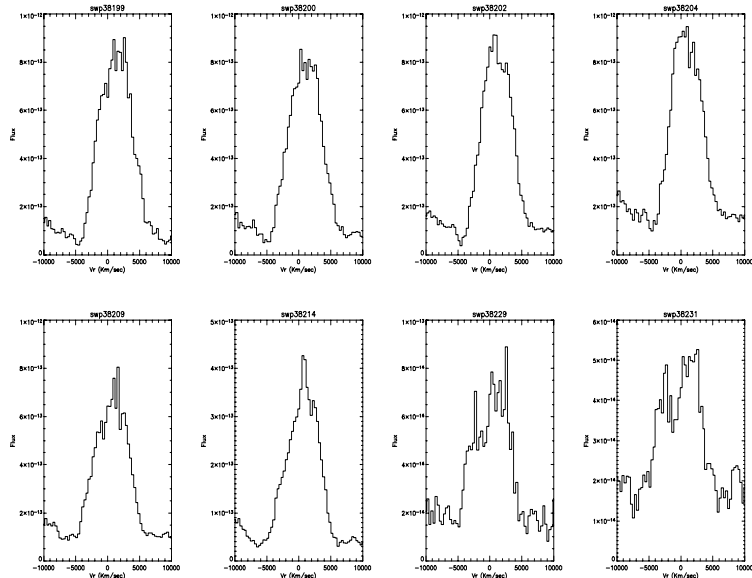


Figura 4.55. Evoluzione del profilo di CIV $\lambda 1550$ nel corso dell'outburst di Nova LMC 1990 No.2.

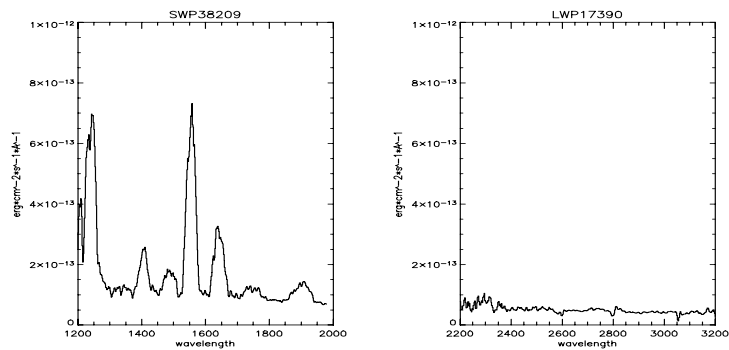


Figura 4.56. 17 Febbraio. Le caratteristiche degli spettri sono rimaste invariate. L'intensità delle righe è diminuita di un fattore 0.4.

Il 17 Febbraio sono presenti NV $\lambda 1240$ mescolato con Ly α $\lambda 1215$, OIV] - Si IV $\lambda 1400$, NIII] $\lambda 1486$, CIV $\lambda 1550$ da cui è scomparso il profilo P Cyg ed è la riga più intensa dello spettro, HeII $\lambda 1640$, NIV] $\lambda 1750$ e CIII] $\lambda 1908$ ancora sovrapposto a Al III $\lambda 1860$. L'intensità della riga del CIV suggerisce che la nana bianca responsabile della nova sia di tipo CO.

4.5.2 Analisi dei dati

Nelle tabelle sono riportati i flussi ottenuti tramite integrazione numerica non corretti per l'arrossamento. Non è riportato il valore del flusso per SWP38439 in quanto negativo; il telescopio IUE è stato fuori bersaglio.

No Immagine SWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
38199	2	$1.61 \cdot 10^{-10}$
38200	2.1	$1.60 \cdot 10^{-10}$
38202	2.5	$1.57 \cdot 10^{-10}$
38204	2.75	$1.96 \cdot 10^{-10}$
38209	4	$1.30 \cdot 10^{-10}$
38214	5.75	$5.34 \cdot 10^{-11}$
38229	9	$1.72 \cdot 10^{-11}$
38231	9.75	$1.72 \cdot 10^{-11}$
38284	16.25	$7.69 \cdot 10^{-12}$
38349	34.25	$1.93 \cdot 10^{-12}$

La scarsità di dati riguardanti il visibile non ha permesso la verifica dell'ipotesi di CBL, ma è stato comunque possibile stimare il tempo del turn-off per Nova LMC 1990 No.2. Questo, vedremo, è stato molto vicino alla data del massimo. In questo senso Nova LMC 1990 No.2 è stata un fenomeno di carattere quasi impulsivo.

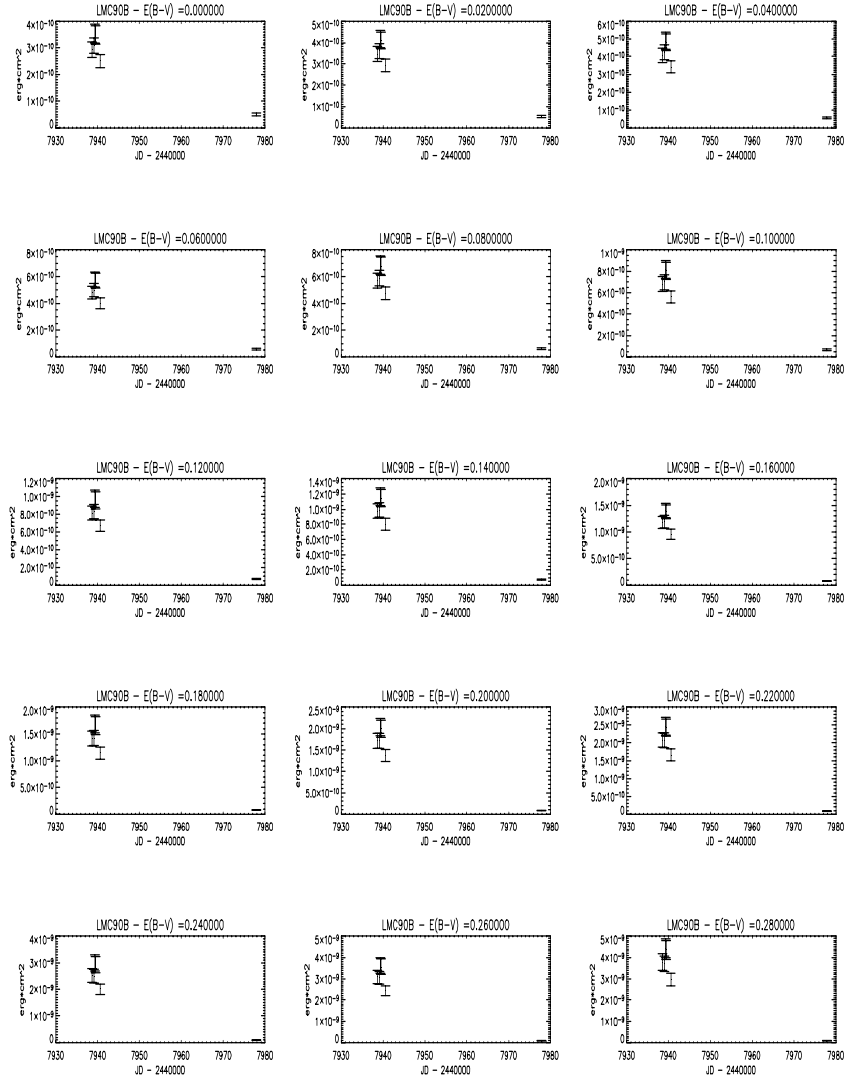


Figura 4.57. Flusso totale ricavato dall'interpolazione per Nova LMC 1990 No.2. Si vede chiaramente che non è possibile stimare alcun valore dell'arrossamento.

No. Immagine LWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
17374	2	$8.26 \cdot 10^{-11}$
17378	2.5	$1.03 \cdot 10^{-10}$
17379	2.75	$1.09 \cdot 10^{-10}$
17380	2.85	$1.10 \cdot 10^{-10}$
17390	4	$7.06 \cdot 10^{-11}$
17625	41.25	$1.40 \cdot 10^{-12}$

Poichè l'analisi bolometrica non suggerisce alcun valore per $E(B - V)$ verrà assunto il valore 0.15 ± 0.05 . La magnitudine apparente corretta risulta essere:

$$m_{cor} = 10.7 \pm 0.2 \quad (4.55)$$

La magnitudine assoluta che si ricava dalla MMRD è:

$$M_V = -8.97 \pm 0.04 \quad (4.56)$$

da cui la distanza:

$$D = 86 \pm 6kpc \quad (4.57)$$

valore molto differente dalla distanza reale di LMC. Tale discrepanza è dovuta al carattere di Nova LMC 1990 No.2; essendo una nova ricorrente per essa la MMRD non dovrebbe valere. Assumendo una distanza di $53 \pm 3kpc$ la luminosità visibile al picco è stata:

$$L_V = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.58)$$

Julian Date	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
2447938.6	2	$2.94 \cdot 10^{-10}$
2447939.1	2.5	$3.08 \cdot 10^{-10}$
2447939.35	2.75	$3.54 \cdot 10^{-10}$
2447939.45	2.85	$3.49 \cdot 10^{-10}$
2447940.6	4	$2.49 \cdot 10^{-10}$
2447977.85	41.25	$4.97 \cdot 10^{-11}$

La luminosità bolometrica massima ottenuta dall'interpolazione dei flussi è stata:

$$L_{bol} = (1 \pm 0.1) \cdot 10^5 L_{\odot} \quad (4.59)$$

da cui è possibile stimare il filling factor:

$$f = 0.12 \pm 0.02 \quad (4.60)$$

Il turn-off è stato molto veloce; dal fit dei flussi su NV, l'unico possibile, si ricava un tempo:

$$t_{turnoff} \simeq 11d \quad (4.61)$$

quindi l'evento, come già detto, è stato praticamente impulsivo.

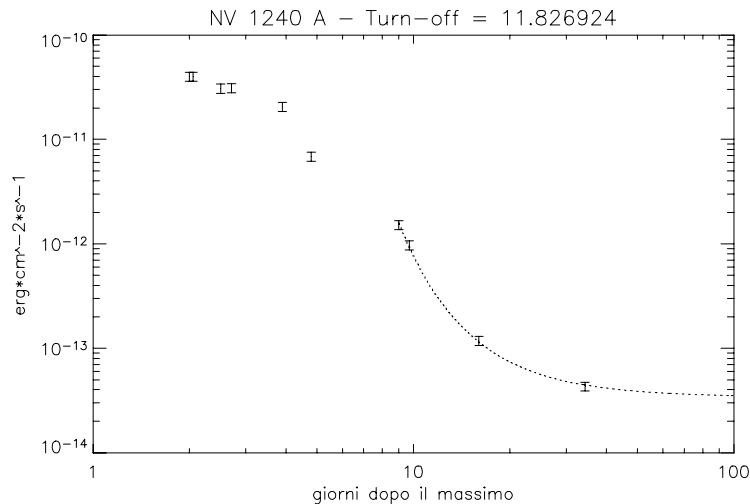


Figura 4.58. La linea rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 0.6$.

Abbiamo visto che la MMRD per Nova LMC 1990 No.2 non è affidabile, quindi è applicabile solamente alla classe delle novae classiche. Questo di fatto limita l'utilità di tale relazione. E' interessante ricavare un limite superiore alla massa che è stata eiettata; imponendo che la densità al momento dell'esplosione sia stata minore del valore minimo perchè l'eietto sia otticamente spesso e supponendo uno spessore 10^3 volte il raggio tipico di una nana bianca, si ottiene:

$$M_{ej} \leq 6 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \quad (4.62)$$

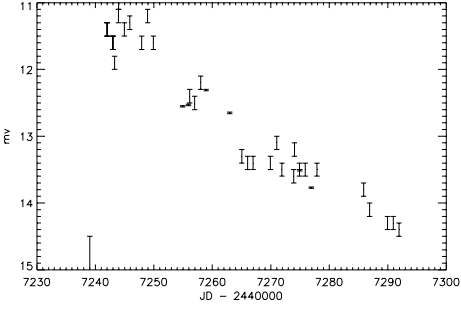
valore non così dissimile da quanto stimato in letteratura[30]. Un periodo di 22 anni implica che il rate di trasferimento di massa nel sistema binario di LMC 1990 No.2 deve essere:

$$\dot{m} \geq 2 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot yr^{-1} \quad (4.63)$$

una quantità ragguardevole e che può essere fornita solo dal meccanismo del RLOF.

4.6 Nova LMC 1988 No.1

Nova LMC 1988 No.1 è stata scoperta il 21 Marzo 1988 da Garradd. Le coordinate come riportate da McNaught sono R.A.= 5h35m29", Decl.= -70°21'29". E' stata una nova moderatamente veloce secondo la classificazione di Payne-Gaposchkin con un tempo $t_2 = 22d$ e ha raggiunto magnitudine apparente massima $m_V = 11$ il 23 Marzo. L'analisi spettroscopica e chimica identifica la sorgente dell'outburst come una nova di tipo CO.

Curva di luce	 <p style="text-align: center;">Dati tratti dalle circolari IAU.</p>
R.A.	5h35m29 ^s
Decl.	-70°21'29 ^s
$t_2(d)$	22
$t_3(d)$	40
m_V^{\max}	11
$v_{\max}(km/s)$	3000

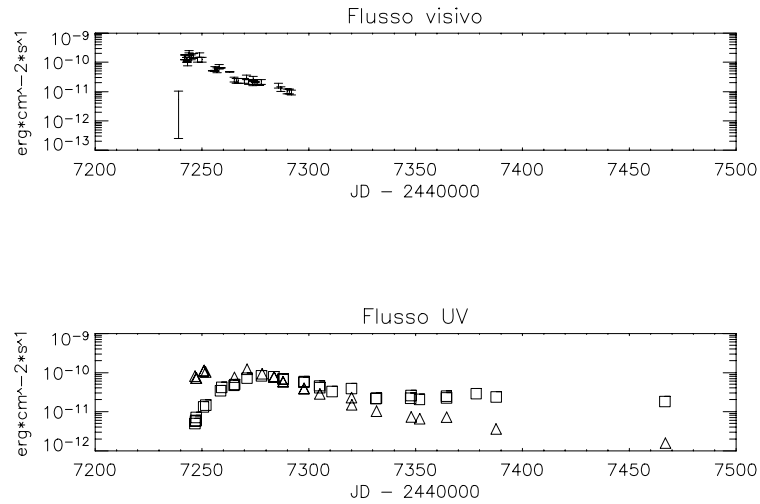


Figura 4.59. Confronto tra le curve di luce visiva, in alto, e UV in basso. I triangoli rappresentano LWP e i quadrati SWP. I flussi non sono corretti per l'arrossamento.

4.6.1 Spettroscopia UV

Il satellite IUE ha osservato Nova LMC 1988 No.1 per un periodo di 13 mesi, dal 25 Marzo 1988 al 7 Maggio 1989 per un totale di 36 spettri SWP e 24 LWP. Visto il gran numero di immagini prese da IUE, per Nova LMC 1988 No.1 si hanno dati su tutte le fasi dell'evoluzione dell'ietto.

Fireball

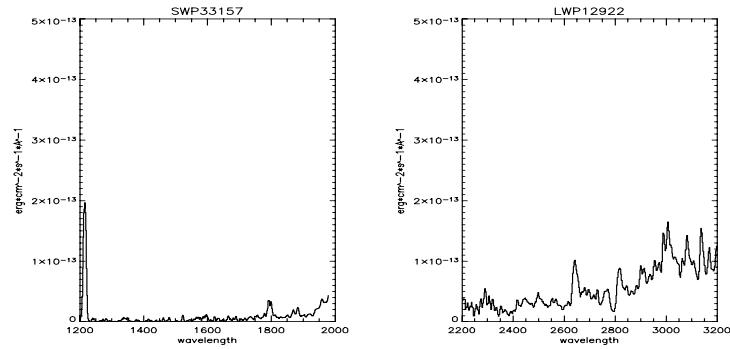


Figura 4.60. 25 Marzo. Queste sono i primi spettri presi da IUE di Nova LMC 1988 No.1. Il flusso è quasi nullo, mentre cresce in LWP verso lunghezze d'onda maggiori, infatti nel visibile la nova ha raggiunto il massimo da 2 giorni.

I primi spettri mostrano chiaramente un eietto opaco alla luce UV, in accordo con l'ipotesi di redistribuzione dei fotoni ad opera degli ioni del Fe, infatti nel visibile la nova ha da poco raggiunto il massimo del flusso. In LWP si distinguono MgII λ 2800 con profili P Cyg con $v=-2500$ km/s e probabilmente FeII λ 2645. In SWP sembra essere presente una riga a circa λ 1800 che è in realtà una finestra di emissione.

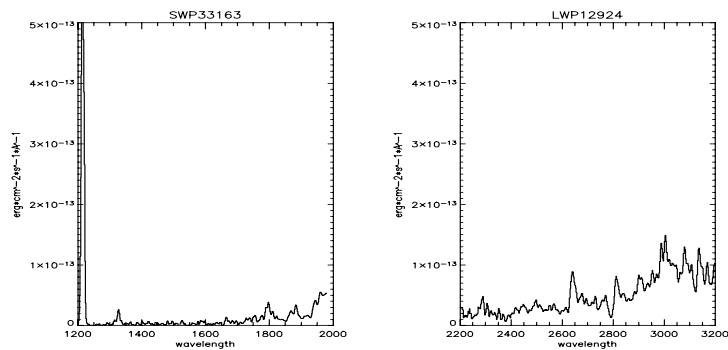


Figura 4.61. 26 Marzo. Non ci sono cambiamenti significativi rispetto agli spettri precedenti.

Un giorno dopo gli spettri non sono cambiati, è sempre presente la struttura a λ 1800, MgII λ 2800 e FeII λ 2645. In SWP si distingue ciò che potrebbe essere CI λ 1328. Il 6 Aprile, 14 giorni dopo il massimo, gli spettri iniziano a mostrare i segni chiari della transizione alla fase di iron curtain. Comincia ad

apparire infatti la struttura ormai familiare a finestre di emissione.

Iron curtain

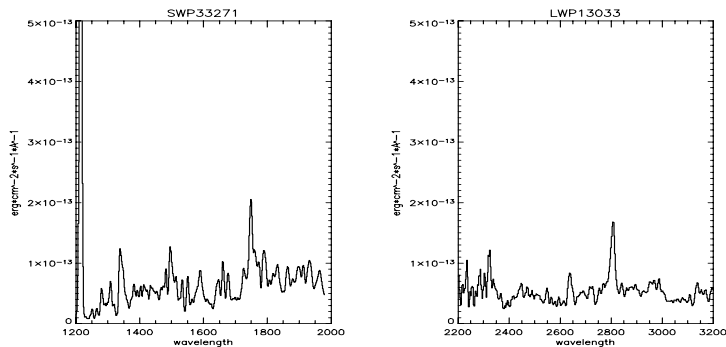


Figura 4.62. 13 Aprile. Nova LMC 1988 No.1 è ormai in fase di iron curtain, il flusso SWP sta aumentando mano a mano che l'opacità diminuisce nelle finestre in lunghezza d'onda a cui il ferro non assorbe.

Il 13 Aprile la nova è ormai in fase di iron curtain. Il flusso totale in SWP è maggiore che in LWP, segno che l'opacità nell'UV sta diminuendo mano a mano che l'espansione dello shell prosegue. In LWP si distinguono MgII λ 2800, FeII λ 2645 e probabilmente CII λ 2323. Il magnesio non presenta più alcun profilo P Cygni.

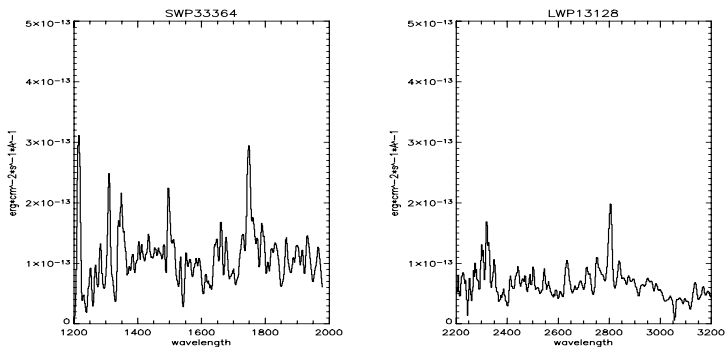


Figura 4.63. 26 Aprile. La nova si trova ancora in piena fase di iron curtain. Il flusso SWP è aumentato del doppio almeno rispetto a 12 giorni prima, mentre il flusso LWP è rimasto circa costante.

Il 26 Aprile gli spettri SWP mostrano chiaramente un aumento del flusso totale; il picco dell'emissività va spostandosi verso energie maggiori mano a mano che l'opacità UV diminuisce. Si distinguono chiaramente le emissioni di

OI $\lambda 1300$ e NIII] $\lambda 1750$ anche se solo la prima può essere considerata una riga vera e propria in quanto si forma negli strati più esterni dello shell. A $\lambda 1550$ si nota un assorbimento fino a velocità di -3000 km/s che potrebbe essere dovuto a CIV $\lambda 1550$. Da LWP è quasi scomparsa l'emissione FeII $\lambda 2645$.

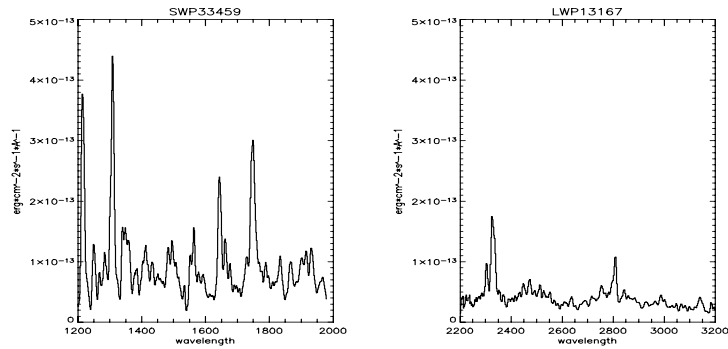


Figura 4.64. 5 Maggio. Nova LMC 1988 No.1 si trova ancora in fase di iron curtain. OI $\lambda 1300$ è la riga più intensa dello spettro, segno che lo shell è molto frammentato. Sono ancora presenti assorbimenti. LWP è rimasto circa invariato.

Il 5 Maggio gli spettri SWP sono più regolari, segno che la nova sta per evolvere nella fase nebular. Sono infatti presenti e chiaramente distinguibili NV $\lambda 1240$, OI $\lambda 1300$ che è la riga più intensa dello spettro, CIV $\lambda 1550$ con P Cyg a $v=-3000$ km/s, HeII $\lambda 1640$, NIII] $\lambda 1750$, CII $\lambda 2323$ e MgII $\lambda 2800$. Diciotto giorni dopo, il 23 Maggio, gli spettri sembrano ancor più spettri nebulari. Tutte le righe di sopra sono presenti e inoltre fanno la loro comparsa CIII] $\lambda 1908$ e NIV] $\lambda 1486$ mentre sta scomparendo MgII $\lambda 2800$. A CIV $\lambda 1550$ è ancora associato un profilo P Cyg con velocità terminale $v=-3000$ km/s. L'intensità di OI $\lambda 1300$ si è circa dimezzata, segno che lo shell ha profondità ottica sempre minore.

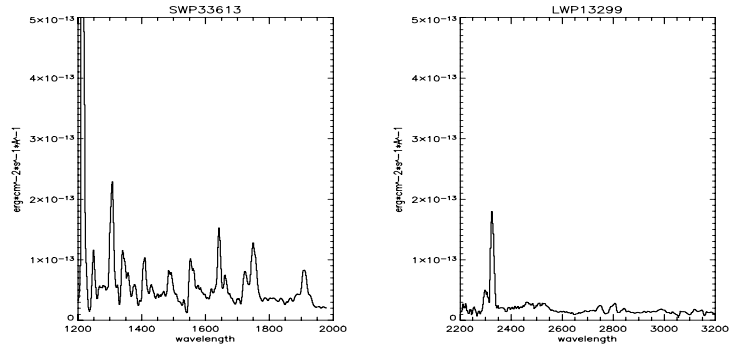


Figura 4.65. 23 Maggio. Gli spettri ricordano sempre più la fase nebulare. Oltre alle righe già presenti il 5 Maggio è comparso CIII λ 1908. Da LWP è quasi scomparso MgII λ 2800.

Fase nebulare

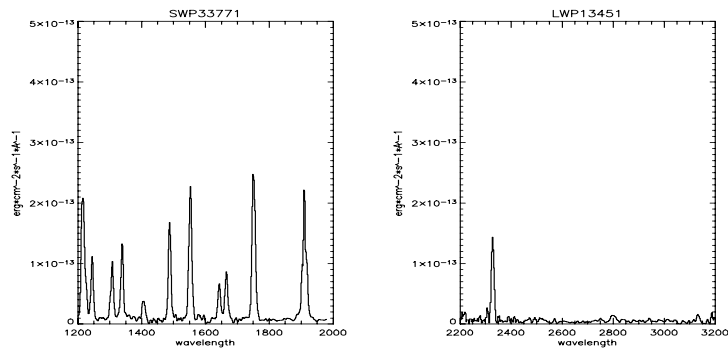


Figura 4.66. 18 Giugno. Sono ormai scomparsi tutti gli assorbimenti, segno che la nova è ormai in fase nebulare e tutto lo shell è trasparente.

Tre mesi dopo il massimo visibile Nova LMC 1988 No.1 è ormai in fase nebulare. Negli spettri SWP si distinguono tutte le principali specie chimiche tipiche di questa fase: NV λ 1240, OI λ 1300 che è ormai quasi scomparsa, CI λ 1328 ,OIV] - SiIV λ 1400, NIV] λ 1486, CIV λ 1550, HeII λ 1640, OIII] λ 1663, NIII] λ 1750, CIII] λ 1908 e CII λ 2323. Le righe più intense sono NIV] λ 1486 e CIII] λ 1908 e nessuna delle righe citate presenta assorbimenti di sorta.

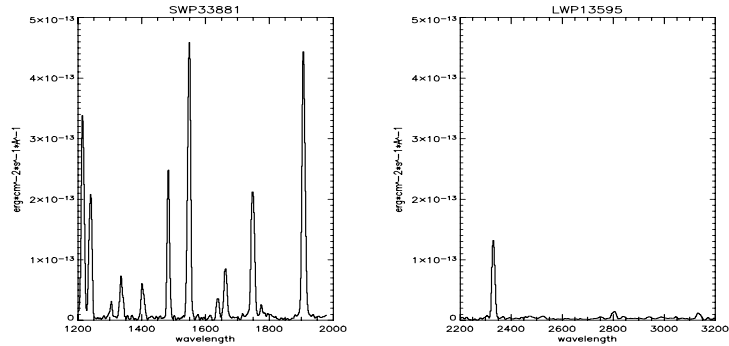


Figura 4.67. 9 Luglio. Gli spettri non presentano variazioni se non nei flussi relativi. Le righe più intense sono CIV $\lambda 1550$ e CIII $\lambda 1908$ segno che il carbonio era molto abbondante nell'ietto. OI $\lambda 1300$ è quasi scomparso così come CI $\lambda 1328$.

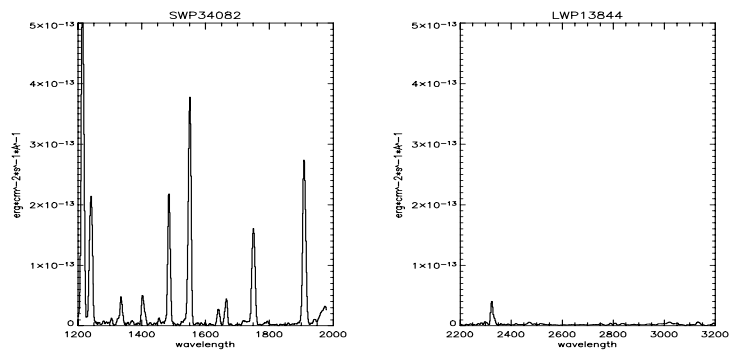


Figura 4.68. 13 Agosto. Le intensità relative non sono cambiate rispetto agli spettri precedenti. La ionizzazione è quindi "congelata" dall'espansione. OI $\lambda 1300$ è ormai scomparso e anche CII $\lambda 2323$ è molto debole così come CII $\lambda 1328$.

4.6.2 Analisi dei dati

L'analisi è stata effettuata con gli stessi metodi utilizzati fino ad ora. Tutti i flussi riportati nelle tabelle non sono stati corretti per l'arrossamento.

No. Immagine SWP	giorni dopo il massimo (d)	flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
33157	2.25	$4.94 \cdot 10^{-12}$
33158	2.5	$5.7 \cdot 10^{-12}$
33162	2.75	$5.84 \cdot 10^{-12}$
33163	3	$7.09 \cdot 10^{-12}$
33177	6.75	$1.29 \cdot 10^{-11}$
33185	7.25	$1.45 \cdot 10^{-11}$
33216	14.75	$3.42 \cdot 10^{-11}$
33224	15.25	$4.13 \cdot 10^{-11}$
33271	21	$4.69 \cdot 10^{-11}$
33274	21.5	$4.94 \cdot 10^{-11}$
33312	27.25	$7.21 \cdot 10^{-11}$
33364	34	$8.20 \cdot 10^{-11}$
33421	39.75	$7.82 \cdot 10^{-11}$
33459	44	$6.84 \cdot 10^{-11}$
33460	44.1	$6.74 \cdot 10^{-11}$
33534	53.75	$5.55 \cdot 10^{-11}$
33535	53.85	$5.91 \cdot 10^{-11}$
33612	61	$4.56 \cdot 10^{-11}$
33613	61.25	$4.08 \cdot 10^{-11}$
33662	67	$3.24 \cdot 10^{-11}$
33717	76	$3.83 \cdot 10^{-11}$
33718	76.1	$2.14 \cdot 10^{-11}$
33771	87.5	$2.17 \cdot 10^{-11}$
33772	87.75	$2.20 \cdot 10^{-11}$
33862	103.7	$2.55 \cdot 10^{-11}$
33863	103.9	$2.03 \cdot 10^{-11}$
33881	107.9	$2.48 \cdot 10^{-11}$
33948	120.4	$2.20 \cdot 10^{-11}$
33949	120.5	$2.84 \cdot 10^{-11}$

Per il calcolo del flusso bolometrico, come per le altre novae in questa tesi, il calcolo è stato eseguito interpolando i flussi SWP e ottici sulle osservazione LWP e poi sommati. La disponibilità dei dati infrarossi, da Schwarz et al., ha reso possibile la costruzione della curva di luce bolometrica includendo un range più ampio di lunghezze d'onda e quindi un'affidabilità migliore nel test dell'ipotesi di CBL. Nella figura seguente si trovano le curve di luce ottenute per vari valori dell'arrossamento.

No. Immagine SWP	giorni dopo il massimo (d)	flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
34023	134.4	$2.32 \cdot 10^{-11}$
34081	143.8	$1.79 \cdot 10^{-11}$
34082	144	$1.83 \cdot 10^{-11}$
34653	222.7	$3.41 \cdot 10^{-12}$
34654	223	$3.30 \cdot 10^{-12}$
35678	346.5	$1.56 \cdot 10^{-12}$
36218	410.7	$7.50 \cdot 10^{-13}$

Per correggere le magnitudini nelle bande JHK è stata utilizzata la curva empirica di Nandy et al.. Noto il valore di $E(B - V)$ per l'IR si ricava:

$$J_0 = J - 0.87E(B - V) \quad (4.64)$$

$$H_0 = H \quad (4.65)$$

$$K_0 = K - 0.38E(B - V) \quad (4.66)$$

e per ottenere i flussi è bastato convertire in base alla calibrazione standard:

$$f_J = 3.31 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-0.4J_0} \Delta\lambda_J \quad (4.67)$$

$$f_H = 1.15 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-0.4H_0} \Delta\lambda_H \quad (4.68)$$

$$f_K = 4.14 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-0.4K_0} \Delta\lambda_K \quad (4.69)$$

dove le ampiezze di banda passante valgono:

$$\Delta\lambda_J = 260\text{\AA} \quad (4.70)$$

$$\Delta\lambda_H = 290\text{\AA} \quad (4.71)$$

$$\Delta\lambda_K = 410\text{\AA} \quad (4.72)$$

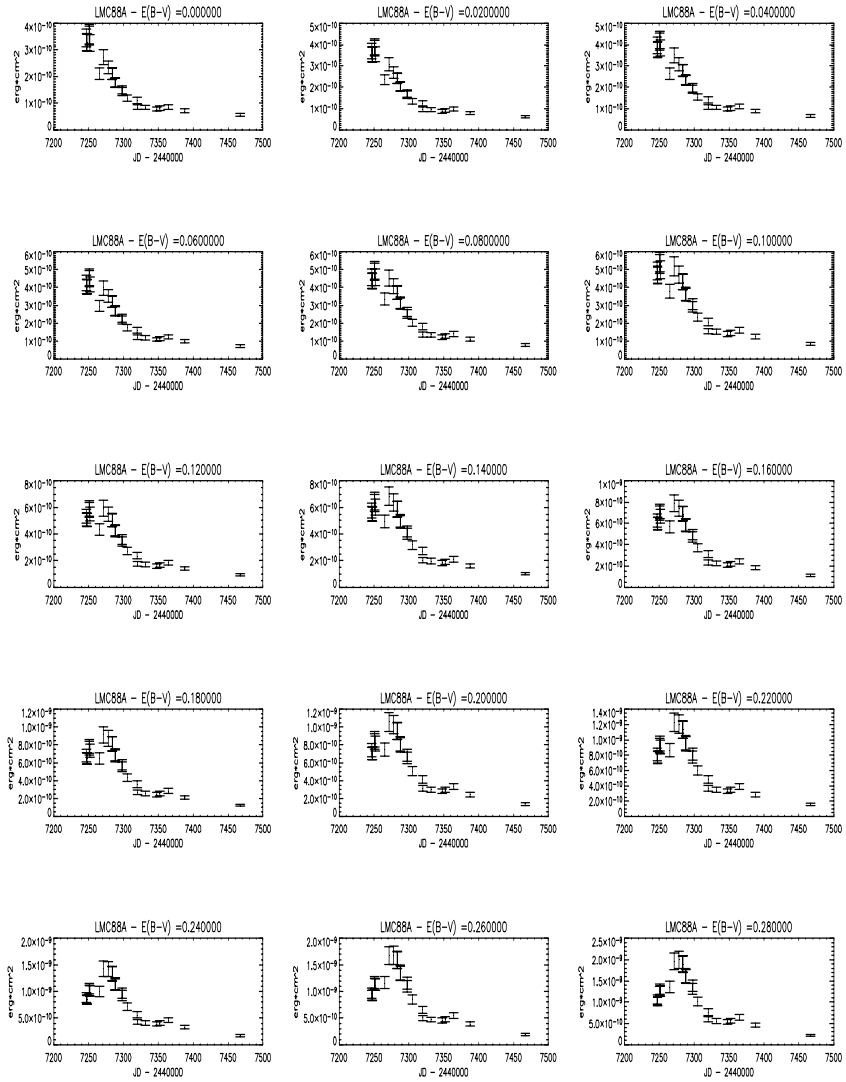


Figura 4.69. Curve di luce bolometriche per vari valori dell'arrossamento.

No.Immagine LWP	giorni dopo il massimo (d)	flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
12922	2.75	$8.07 \cdot 10^{-11}$
12924	3.25	$7.19 \cdot 10^{-11}$
12925	3.5	$7.10 \cdot 10^{-11}$
12945	6.75	$1.08 \cdot 10^{-10}$
12946	7	$1.14 \cdot 10^{-10}$
12948	7.75	$1.03 \cdot 10^{-10}$
13033	21.25	$7.55 \cdot 10^{-11}$
13076	27.25	$1.23 \cdot 10^{-10}$
13128	34.25	$9.23 \cdot 10^{-11}$
13151	39.75	$7.72 \cdot 10^{-11}$
13152	39.85	$7.64 \cdot 10^{-11}$
13167	44	$5.90 \cdot 10^{-11}$
13168	44.1	$5.73 \cdot 10^{-11}$
13234	53.75	$3.79 \cdot 10^{-11}$
13235	53.85	$3.92 \cdot 10^{-11}$
13299	61.25	$2.81 \cdot 10^{-11}$
13379	76	$2.25 \cdot 10^{-11}$
13380	76.1	$1.49 \cdot 10^{-11}$
13451	87.75	$1.02 \cdot 10^{-11}$
13565	104	$7.24 \cdot 10^{-12}$
13585	108	$6.56 \cdot 10^{-12}$
13710	120.5	$7.14 \cdot 10^{-12}$
13844	143.75	$3.58 \cdot 10^{-12}$
14358	223	$1.57 \cdot 10^{-12}$

L'ipotesi di CBL è compatibile con:

$$0.1 \leq E(B - V) \leq 0.14 \quad (4.73)$$

per una durata della fase di luminosità bolometrica costante di circa 40 giorni che quindi è l'intervallo entro cui la MMRD è applicabile. Per l'arrossamento verrà quindi adottato il valore di 0.12 ± 0.02 . La magnitudine apparente massima che si ottiene con questo valore è:

$$m_{cor} = 10.6 \pm 0.1 \quad (4.74)$$

Applicando la MMRD si può ottenere la magnitudine assoluta:

$$M_V = -7.8 \pm 0.2 \quad (4.75)$$

quindi applicando la definizione di magnitudine apparente, la MMRD da per Nova LMC 1988 No.1 un distanza di:

$$D = 48 \pm 5.5 kpc \quad (4.76)$$

valore sufficientemente buono. Da tale valore della distanza si ottiene la luminosità visiva:

$$L_V = (1 \pm 0.3) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.77)$$

che risulta molto minore di quanto stimato da Schwarz et al. La causa di tale discrepanza risulta probabilmente nella diversa stima da e utilizzata per l'arrossamento, anche se a mio avviso non basta a giustificare la differenza. Le assunzioni fatte nello studio da me citato ed il presente testo sono differenti, ma molto differenti sono anche i risultati ottenuti e si escludono a vicenda. Il flusso bolometrico utilizzato nell'articolo di Schwarz è stato ottenuto da un modello numerico di fotoionizzazione, probabilmente tale flusso è stato sovrastimato. Schwarz et al. ottengono una stima della massa basata sulla loro luminosità bolometrica maggiore del limite di Chandrasekhar.

Dal flusso bolometrico medio in fase di CBL, con $E(B - V) = 0.12$, si ottiene un confronto con quanto ottenuto in precedenza.

$$f_{bol} = 5.3241 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.78)$$

che implica alla distanza di 48 kpc una luminosità bolometrica di:

$$L_{bol} \simeq (3.8 \pm 0.38) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.79)$$

che per la massa della nana bianca significa:

$$M_{NB} \simeq (1.2 \pm 0.1) M_{\odot} \quad (4.80)$$

Anche in questo caso la MMRD restituisce un valore per la luminosità visiva molto inferiore di quella bolometrica. Da questo si ottiene il filling factor:

$$f = 0.27 \pm 0.08 \quad (4.81)$$

Nella tabella seguente sono riportati i flussi totali ottenuti dall'interpolazione e la somma del visibile, dell'UV e dell'IR non corretti per l'arrossamento.

Julian Date	giorni dopo il massimo (d)	flusso totale
2447246	2.75	$3.45 \cdot 10^{-10}$
2447246.5	3.25	$3.29 \cdot 10^{-10}$
2447246.75	3.5	$3.27 \cdot 10^{-10}$
2447250	6.75	$3.55 \cdot 10^{-10}$
2447250.25	7	$3.60 \cdot 10^{-10}$
2447251	7.75	$3.24 \cdot 10^{-10}$
2447264	21.25	$2.09 \cdot 10^{-10}$
2447270	27.25	$2.72 \cdot 10^{-10}$
2447274	34.25	$2.34 \cdot 10^{-10}$
2447279.5	39.75	$2.11 \cdot 10^{-10}$
2447279.6	39.85	$2.10 \cdot 10^{-10}$
2447283.75	44	$1.77 \cdot 10^{-10}$
2447283.85	44.1	$1.75 \cdot 10^{-10}$
2447293.5	53.75	$1.44 \cdot 10^{-10}$
2447293.6	53.85	$1.49 \cdot 10^{-10}$
2447301	61.25	$1.18 \cdot 10^{-10}$
2447315.75	76	$1.10 \cdot 10^{-10}$
2447315.85	76.1	$8.58 \cdot 10^{-11}$
2447327.5	87.75	$8.45 \cdot 10^{-11}$
2447343.75	104	$7.75 \cdot 10^{-11}$
2447347.75	108	$8.09 \cdot 10^{-11}$
2447350.25	120.5	$8.60 \cdot 10^{-11}$
2447363.5	143.75	$7.11 \cdot 10^{-11}$
2447442.75	223	$5.65 \cdot 10^{-11}$

Passiamo allo studio del turn-off nucleare. Nelle figure seguenti sono riportati i flussi per varie specie chimiche.

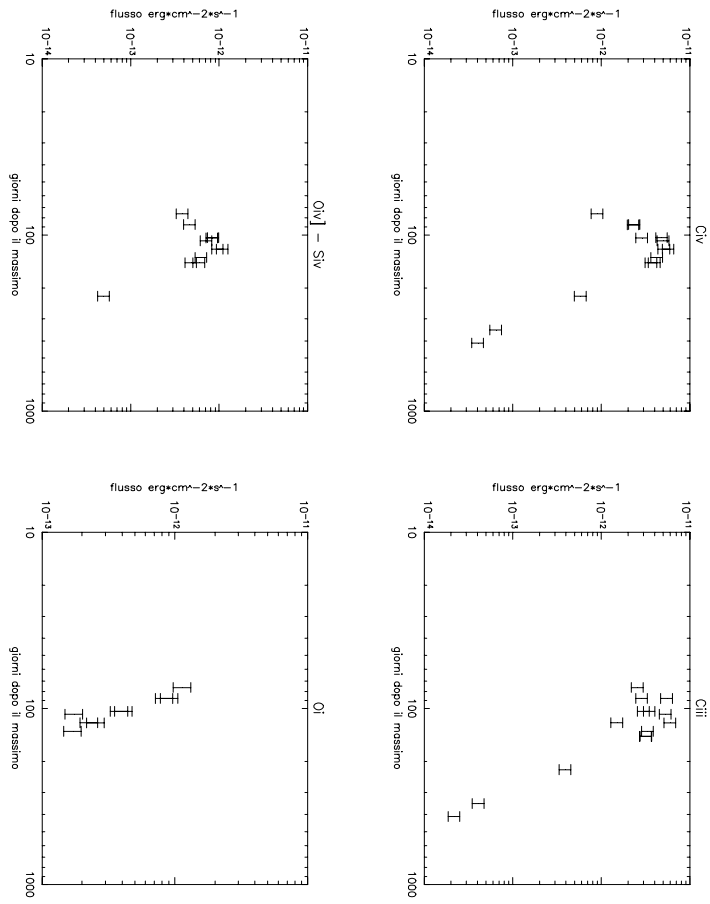


Figura 4.70.

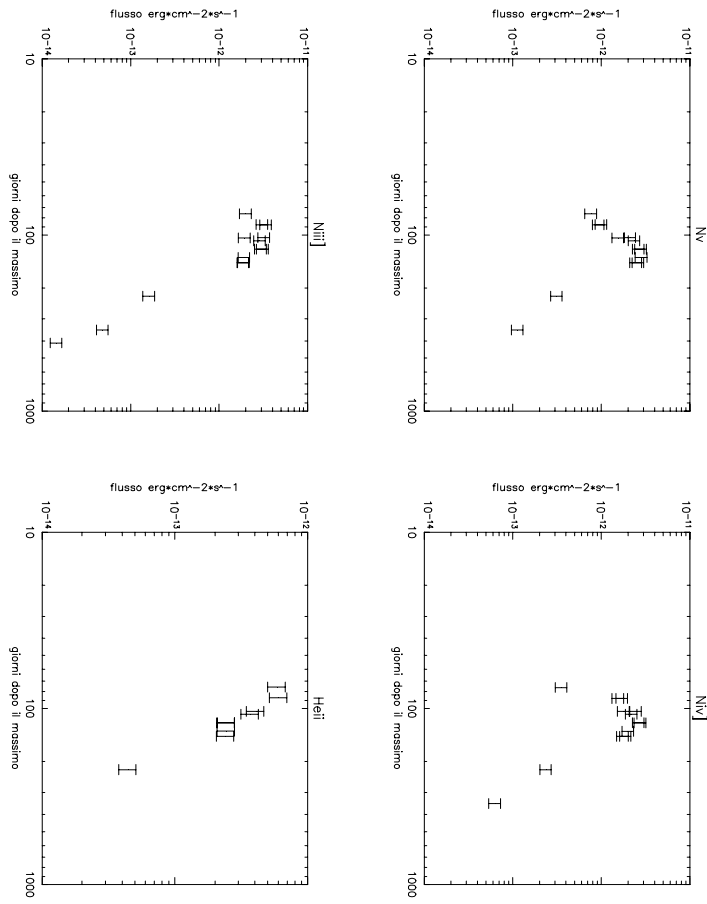


Figura 4.71.

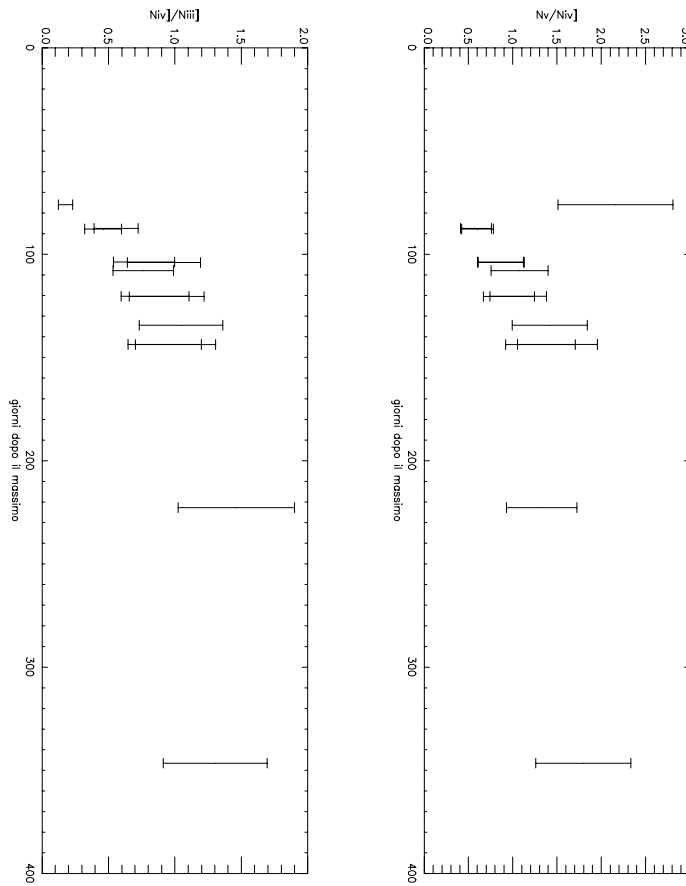


Figura 4.72.

Osservando le figure di sopra si nota che una data probabile per il turn-off si aggira intorno ai 100 giorni dopo il massimo, data in cui i rapporti $NV/[NIV]$ e $NIV/[NIII]$ diventano all'incirca costanti. Per ottenere una stima più precisa è stato utilizzato il modello del capitolo quattro fittato sui dati sperimentali tramite una procedura IDL.

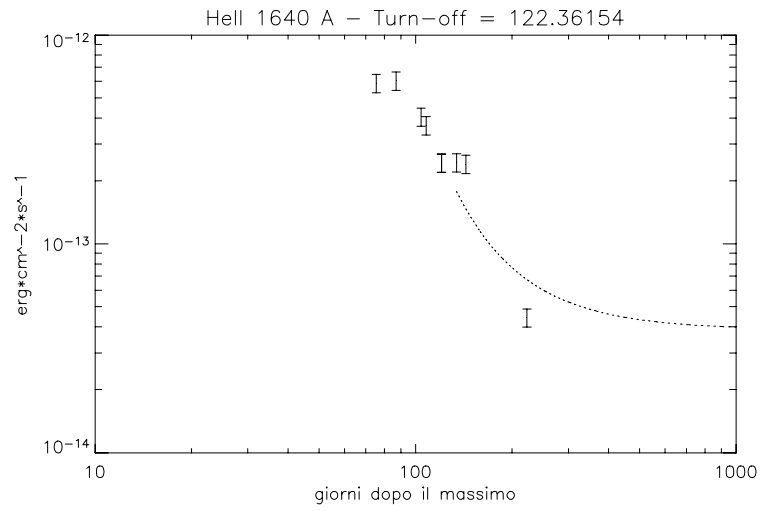


Figura 4.73. La linea tratteggiata indica il fit migliore con $\chi^2 = 14.3$.

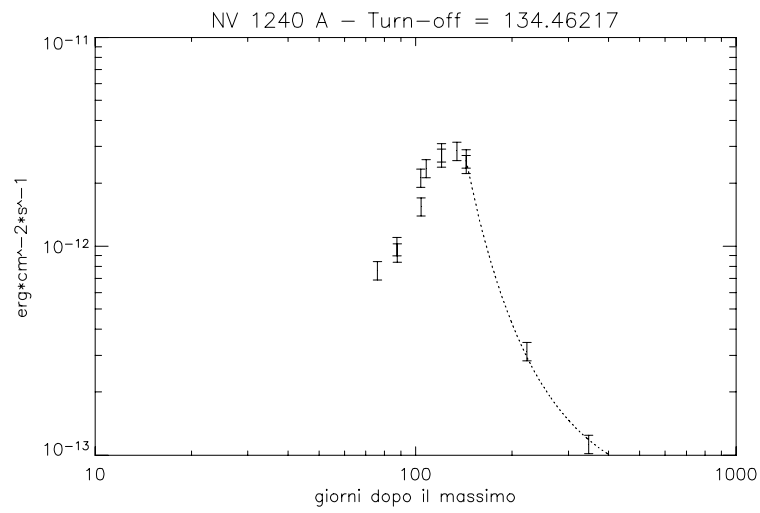


Figura 4.74. La linea tratteggiata indica il fit migliore con $\chi^2 = 0.85$.

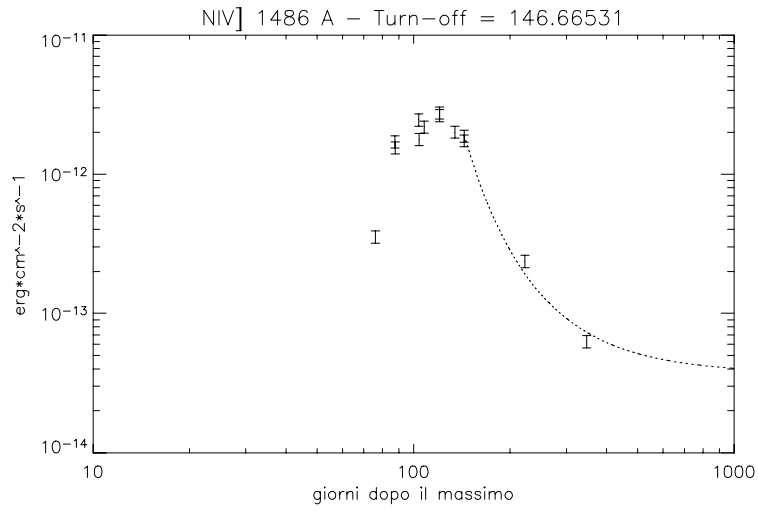


Figura 4.75. La linea tratteggiata indica il fit migliore con $\chi^2 = 7.44$.

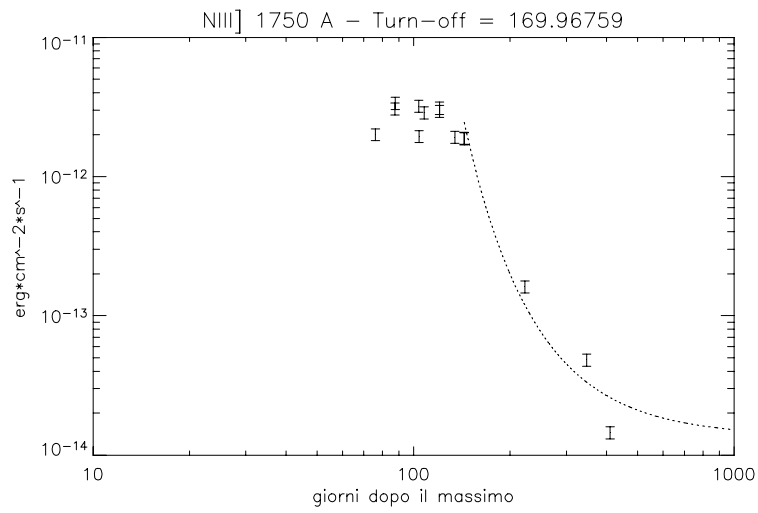


Figura 4.76. La linea tratteggiata indica il fit migliore con $\chi^2 = 70.4$.

Il tempo del turn-off che si ricava dal fit è:

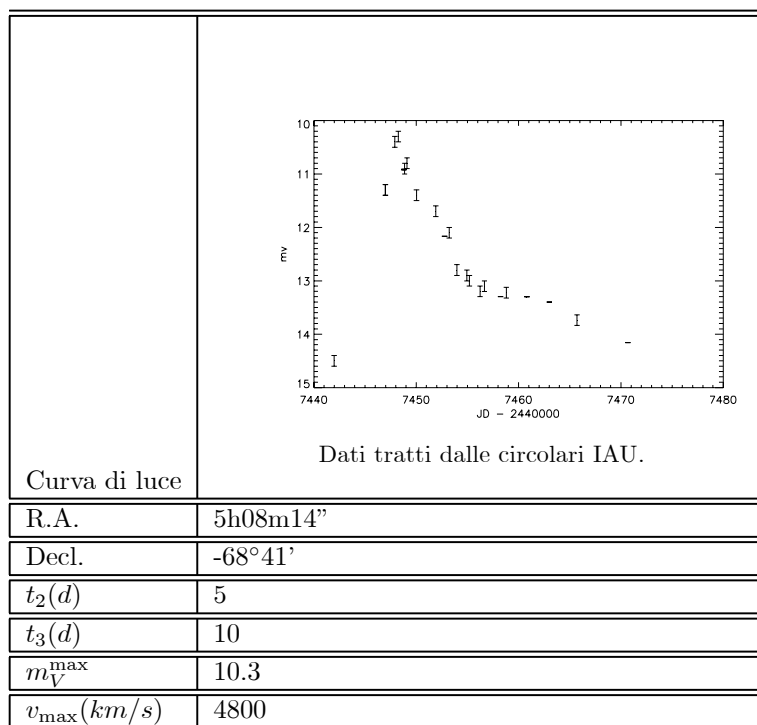
$$122 \leq t_{off} \leq 170 \quad (4.82)$$

quindi la nana bianca ha bruciato quiescientemente per almeno quattro mesi dall'outburst. Ancora una volta la CBL ed il turn-off non sono correlati.

Nova LMC 1988 No.1 è stata una nova di tipo CO in cui l'abbondanza del C è stata molto elevata. Lo testimoniano gli alti flussi emessi nell'IR, conseguenza della probabile formazione di polveri a base di carbonio, e la presenza in tutti gli spettri nebulari di CII $\lambda 1328$.

4.7 Nova LMC 1988 No.2

Nova LMC 1988 No.2 è stata scoperta il 12 Ottobre 1988 a magnitudine 11 da Garradd. Le coordinate dell'oggetto come riportate da McNaught sono R.A.=5h08m14", Decl.=-68°41'. E' stata una nova molto veloce secondo la classificazione di Payne-Gaposchkin con un tempo $t_2 = 5d$ e magnitudine visiva massima $m_V = 10.3$. L'analisi spettroscopica nell'ottico ha permesso di identificare Nova LMC 1988 No.2 come una nova ONE.



4.7.1 Spettroscopia ottica

Spettri nella banda visibile sono stati presi tra il 15 Ottobre e il 2 Dicembre 1988 ed analizzati da Sekiguchi et al. I primi spettri, 15-10, 1.3 giorni dopo il massimo, sono dominati dalle righe di emissione della serie di Balmer per l'H, HeI $\lambda 4471$ e FeII $\lambda 5169$, $\lambda 5019$ che mostrano profili P Cyg. La struttura delle linee di emissione è molto complicata e si riconoscono almeno tre componenti in emissione e anche più in assorbimento.

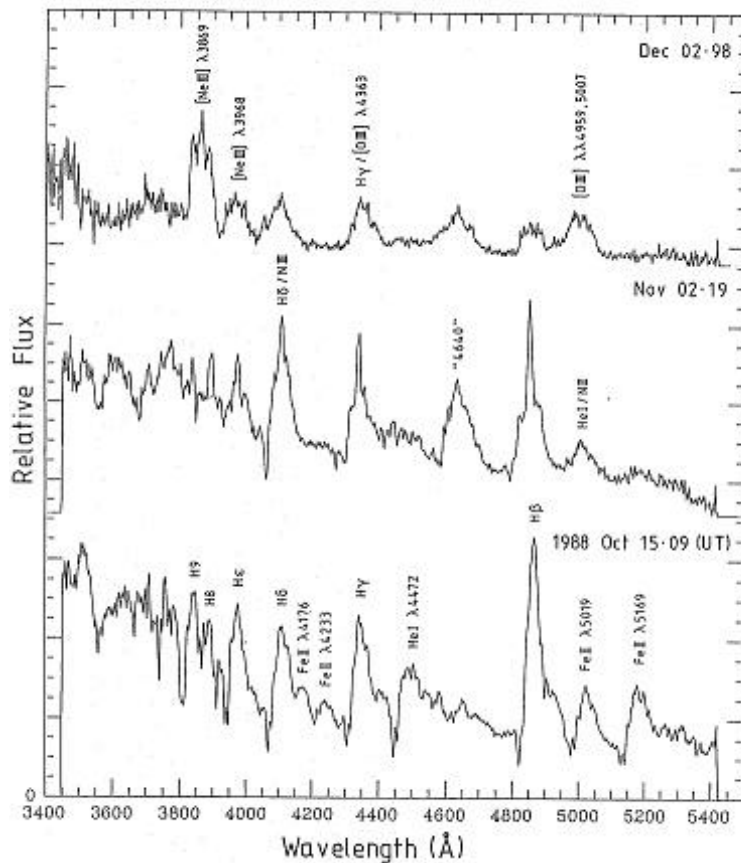


Figura 4.77. Spettri nel visibile ottenuti da Sekiguchi et al.

L'ampiezza a zero intensità delle righe si aggira intorno ai 4000 Km/s mentre l'estremo più blu dei profili P Cyg indica velocità di -1000 km/s.

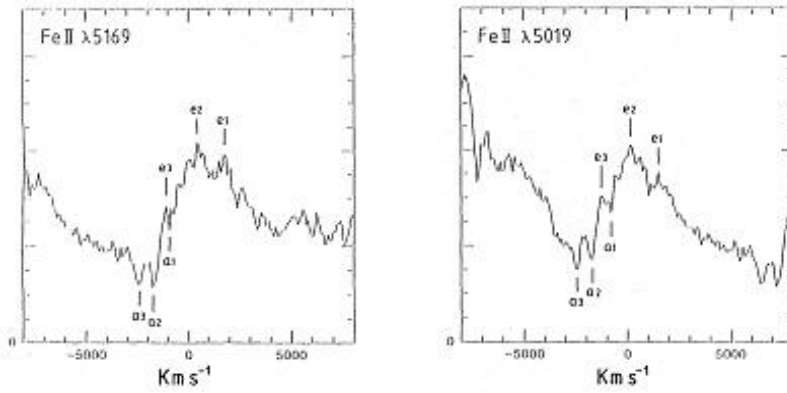


Figura 4.78. Profili di riga per FeII λ 5159, λ 5019 il 15-10-1988. I flussi sono in unità normalizzate arbitrarie.

Il 2-11, 19.4 giorni dopo il massimo, appaiono righe di emissione tipicamente nebulari, gli autori parlano di fase Orione 4640, come NIII λ 4097, λ 4103, NIII λ 4634 probabilmente sovrapposta a CIII λ 4607 e CIV λ 4593. Inoltre sono scomparse le righe del FeII, a supporto della fine della fase di Iron Curtain. Molto intense è la serie di Balmer in particolare H δ λ 4102. Negli spettri a bassa risoluzione si riconoscono inoltre NII λ 5680 e HeI λ 5875.

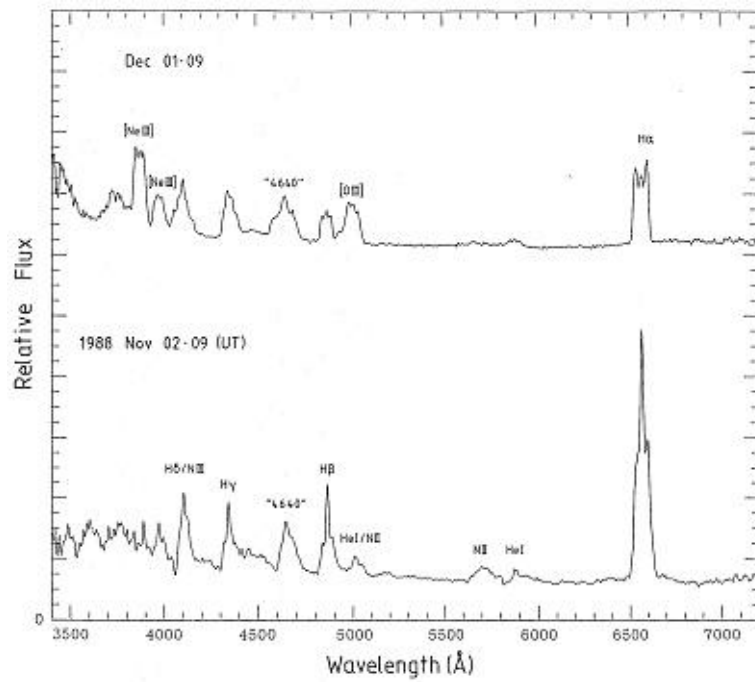


Figura 4.79. Spettri nebulari tratti da Sekiguchi et al.

Il 3-12, 50 giorni dopo il massimo, lo spettro è tipico della fase nebulari. E' emerso infatti HeII $\lambda 4686$ oltre alle righe di ricombinazione di [OIII] $\lambda 4959$, $\lambda 5007$, $\lambda 4363$. La riga più intensa in questo spettro è però [NeIII] $\lambda 3869$ che dimostra chiaramente che Nova LMC 1988 No.2 è da considerare una nova del tipo ONe.

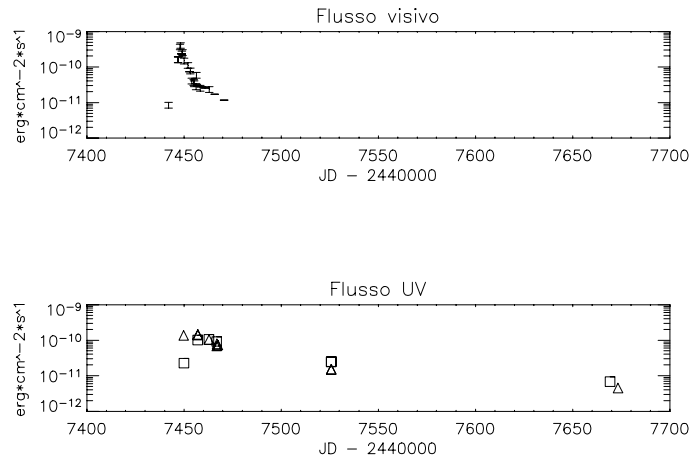


Figura 4.80. In alto flusso nel visibile. In basso flusso SWP (quadrati) e LWP (triangoli). I flussi non sono stati corretti per l'arrossamento. Si noti l'incidenza del massimo nel visibile con il minimo nella banda SWP a conferma dell'ipotesi di riconversione ad opera del FeII.

4.7.2 Spettroscopia UV

Di Nova LMC 1988 No. 2 IUE ha preso complessivamente 10 spettri SWP e 11 spettri LWP. Purtroppo i dati non sono nè abbondanti nè precisi in quanto molti degli spettri risultano sotto-esposti. Inoltre risultano poco mappate le fasi otticamente spessa e nebulare rendendo di fatto impossibile uno studio adeguato dell'andamento della ionizzazione nello shell e quindi è impossibile ricavare una stima del tempo del turn-off nucleare. L'esiguità dei dati ha permesso una verifica solo marginale dell'ipotesi di CBL.

Fase otticamente spessa

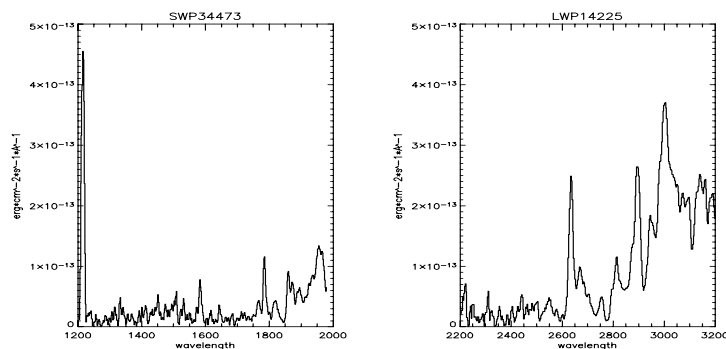


Figura 4.81. 15 Ottobre 1988. Gli spettri sono stati presi da IUE alla transizione tra fase otticamente spessa e iron curtain.

Le uniche immagini disponibili per la fase otticamente spessa sono SWP34473 e LWP14225. Nella prima si riconosce l'inizio dell'iron curtain, il flusso infatti è molto basso ma inizia a crescere verso lunghezze d'onda maggiori. Tale supposizione è confermata dall'immagine LWP in cui si distinguono chiaramente $\text{MgII } \lambda 2800$ che presenta un profilo P Cyg, $v_{\text{max}} = -4800 \text{ km/s}$, e probabilmente $\text{FeII } \lambda 2645$.

Iron Curtain

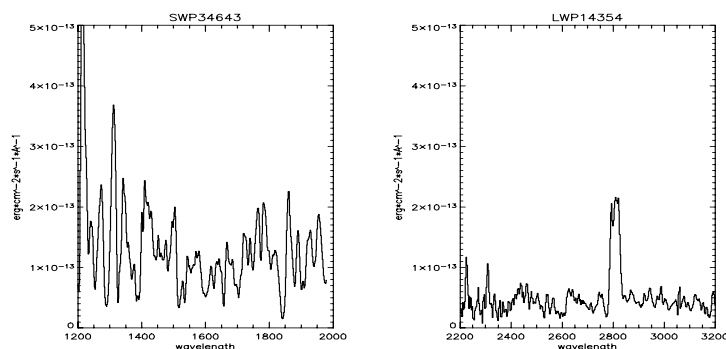


Figura 4.82. 31 Ottobre 1988. La nova è ormai in fase di iron curtain. Si distinguono chiaramente infatti le emissioni tipiche nella banda di SWP. In LWP è presente una larga riga $\text{MgII } \lambda 2803$.

Il 31 Ottobre Nova LMC 1988 No.2 è pienamente in fase di iron curtain, si riconoscono chiaramente tutte le caratteristiche pseudo-righe oltre a $\text{OI } \lambda 1300$

in SWP e MgII $\lambda 2800$ in LWP che presenta un profilo P Cyg a -4800 km/sec. Il 29 Dicembre la nova sta ormai uscendo dall'iron curtain, si iniziano a riconoscere le righe nebulari NV $\lambda 1240$, NIV] $\lambda 1486$, CIV $\lambda 1550$, HeII $\lambda 1640$ e NIII] $\lambda 1750$ oltre a MgII $\lambda 2800$ che non mostra più assorbimento. E' ormai sparito anche OI $\lambda 1300$ ad indicare che lo shell è ormai trasparente.

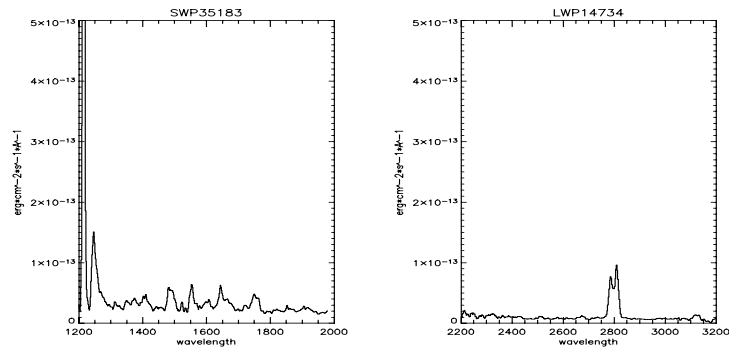


Figura 4.83. 29 Dicembre. La nova si appresta ad uscire dalla fase di iron curtain e ad entrare in quella nebulare.

E' molto interessante osservare il profilo di MgII $\lambda 2800$ durante l'evoluzione della nova. Quest'ultimo infatti presenta varie strutture macroscopiche che potrebbero essere interpretate sia come conseguenza di asimmetria nell'eietto che come l'effetto dell'assorbimento interstellare ad opera della Via Lattea e di LMC mediato sulla bassa risoluzione di IUE.

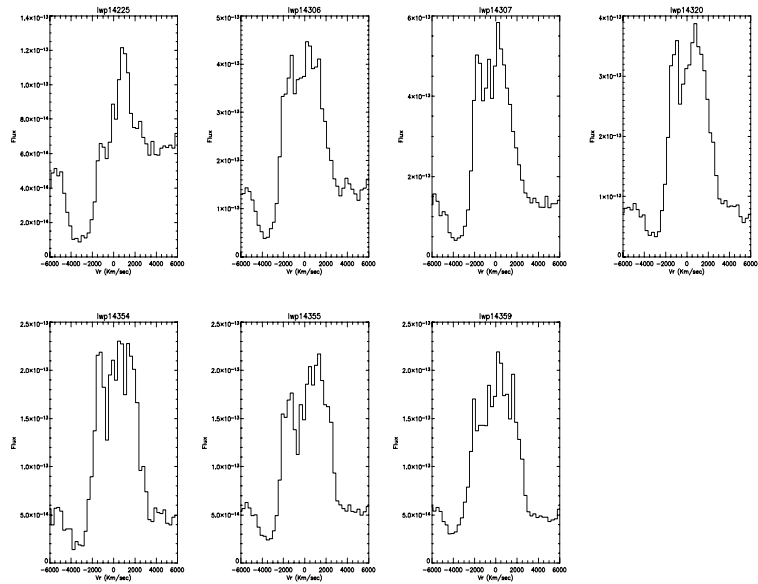


Figura 4.84. Evoluzione del profilo di MgII $\lambda 2800$. L'assorbimento centrale è probabilmente l'effetto a bassa risoluzione della sovrapposizione degli assorbimenti interstellari ad opera dell'alone della Via Lattea e di LMC.

Fase nebulare

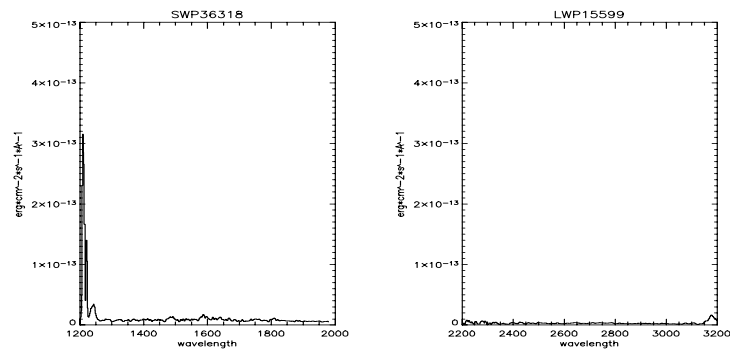


Figura 4.85. 26 Maggio 1989. Immagini migliori per Nova LMC 1988 No.2 durante la fase nebulare. In realtà si è ormai conclusa essendo passati 225 giorni dal massimo nel visibile. L'unica caratteristica macroscopica ancora visibile Nv $\lambda 1230$.

In fase nebulara Nova LMC 1988 No.2 non è stata osservata se non alla conclusione. In SWP il 26 Maggio 1989 si distingue appena NV λ 1240.

4.7.3 Analisi dei dati

L'analisi dei dati ottenuti è stata molto veloce visto la quasi completa mancanza di quest'ultimi.

No. Immagine SWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
34473	1.75	$2.25 \cdot 10^{-11}$
34521	8.75	$1.02 \cdot 10^{-10}$
34609	14.5	$1.06 \cdot 10^{-10}$
34643	18.5	$9.26 \cdot 10^{-11}$
35182	77.5	$2.47 \cdot 10^{-11}$
35183	77.6	$2.44 \cdot 10^{-11}$
36318	221	$6.79 \cdot 10^{-12}$
36615	265.25	$7.79 \cdot 10^{-12}$
40135	766.5	$4.53 \cdot 10^{-12}$

Come per le altre novae si è proceduto con l'interpolazione dei flussi SWP e visuali su LWP per ottenere il flusso totale. Questa procedura è stata ripetuta per vari valori dell'arrossamento al fine di ottenerne la stima migliore.

No. Immagine LWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
14225	1.5	$1.39 \cdot 10^{-10}$
14306	8.75	$1.46 \cdot 10^{-10}$
14307	8.85	$1.41 \cdot 10^{-10}$
14320	14.5	$1.04 \cdot 10^{-10}$
14354	18.5	$6.84 \cdot 10^{-11}$
14355	18.75	$7.92 \cdot 10^{-11}$
14359	19.25	$7.31 \cdot 10^{-11}$
14733	77.5	$1.49 \cdot 10^{-11}$
14734	77.6	$1.51 \cdot 10^{-11}$
15599	225	$4.54 \cdot 10^{-12}$

Applicando la MMRD è possibile ottenere una stima della distanza di Nova LMC 1988 No.2. Sekiguchi et al. nella loro analisi della spettroscopia ottica utilizzano un valore dell'arrossamento $E(B - V) = 0.079 \pm 0.008$ stimato grazie alla vicinanza di due variabili Cefeidi. Con questo valore la magnitudine apparente massima raggiunta è stata:

$$m_V = 10 \pm 0.12 \quad (4.83)$$

da cui applicando la MMRD:

$$M_V = -8.9 \pm 0.4 \quad (4.84)$$

da cui una stima della distanza:

$$D = 60 \pm 8kpc \quad (4.85)$$

che risulta accurata rispetto alla distanza di $53kpc$ all'80%. E' possibile poi stimare la luminosità visiva:

$$L_V \simeq (2.9 \pm 0.1) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.86)$$

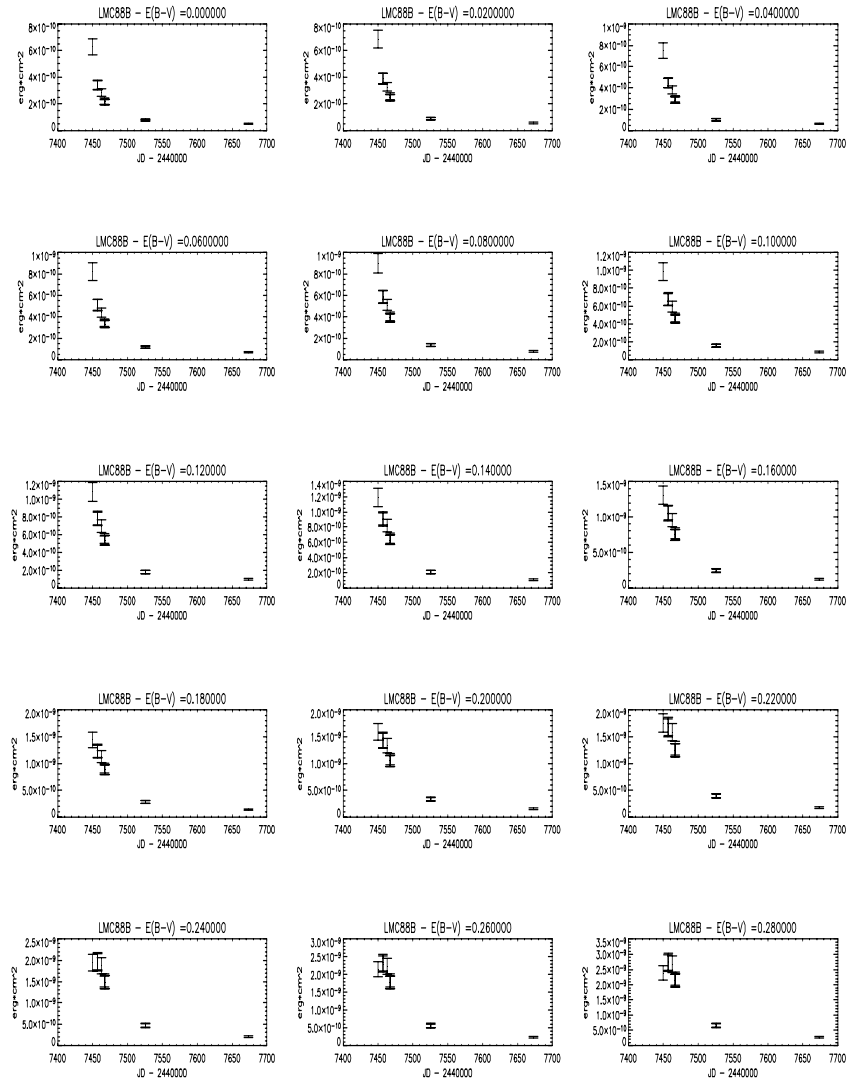


Figura 4.86. Flusso totale in funzione dell'arrossamento. L'intervallo compatibile con l'ipotesi di CBL è $0.22 \leq E(B - V) \leq 0.26$.

Il valore utilizzato è però in contrasto con quanto suggerito dalla curva di

luce bolometrica, che indica come valore probabile $E(B - V) = 0.24 \pm 0.02$. Con questo valore la distanza ottenuta è:

$$D = 48 \pm 6 \text{ kpc} \quad (4.87)$$

stima che risulta migliore che adottando l'arrossamento suggerito da Sekiguchi et al.. La luminosità visiva è:

$$L_V \simeq (3 \pm 0.5) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.88)$$

Nella tabella seguente sono riportati i flussi totali calcolati interpolando su LWP i flussi visibili ed SWP. I valori non sono corretti per l'arrossamento. Come per le altre novae confrontiamo le predizioni della MMRD con le misure. Per $E(B - V) = 0.24$ il flusso medio in fase di CBL è stato:

$$f_{bol} = 1.94 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.89)$$

che implica per la luminosità bolometrica a distanza di 48 Kpc :

$$L_{bol} \simeq (1.4 \pm 0.14) \cdot 10^5 L_\odot \quad (4.90)$$

enormemente più alto di quanto ottenuto dalla MMRD. Utilizzando l'arrossamento suggerito da Sekiguchi et al. si ottiene:

$$f_{bol} = 5.62 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.91)$$

$$L_{bol} \simeq (5 \pm 0.5) \cdot 10^4 L_\odot \quad (4.92)$$

anche in questo caso la discrepanza con la MMRD è notevole. Nei due casi il filling factor risulta essere:

$$f_{0.08} = 0.59 \pm 0.08 \quad (4.93)$$

$$f_{0.24} = 0.22 \pm 0.06 \quad (4.94)$$

Le differenze già trovate utilizzando i due valori dell'arrossamento si riflettono pesantemente anche sul filling factor.

Julian Date	Giorni dopo il massimo	Flusso Totale($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
2447449.8	1.5	$5.67 \cdot 10^{-10}$
2447457.0	8.75	$3.27 \cdot 10^{-10}$
2447457.1	8.85	$3.28 \cdot 10^{-10}$
2447462.8	14.5	$2.74 \cdot 10^{-10}$
2447466.8	18.5	$2.05 \cdot 10^{-10}$
2447467.0	18.75	$2.14 \cdot 10^{-10}$
2447467.5	19.25	$2.06 \cdot 10^{-10}$
2447525.8	77.5	$7.39 \cdot 10^{-11}$
2447525.9	77.6	$7.39 \cdot 10^{-11}$
2447673.3	225	$4.60 \cdot 10^{-11}$

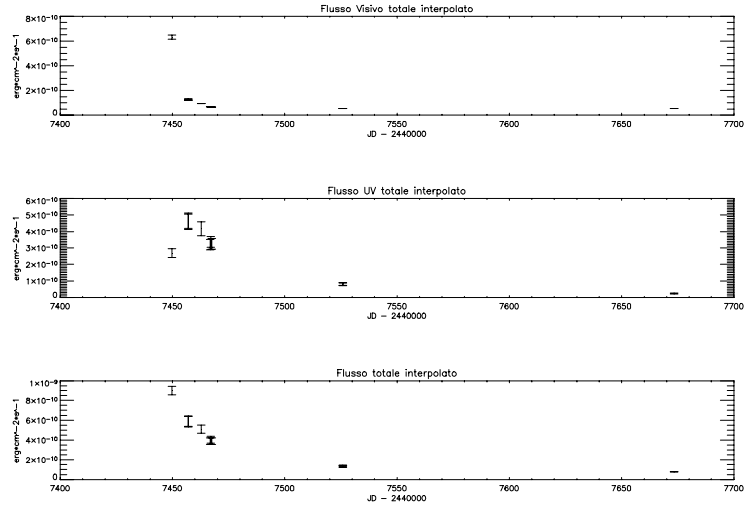


Figura 4.87. Flussi totali interpolati per $E(B - V) = 0.08$.

Per la stima del tempo del turn-off è stato applicato il medesimo metodo basato sul modello del capitolo 4. La scarsità dei dati però ha limitato fortemente l'efficacia di tale metodo. L'unico elemento su cui è stato possibile controllare il modello è NV, con il risultato:

$$t_{off} \simeq 51d \tag{4.95}$$

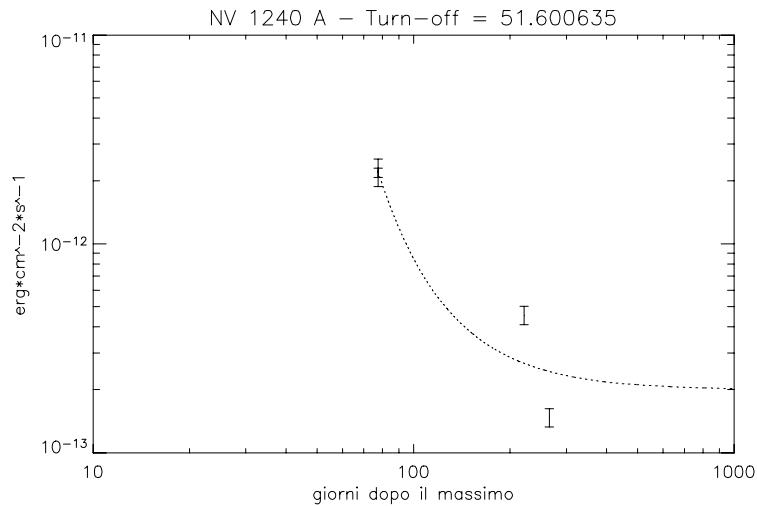


Figura 4.88. La linea rappresenta il fit migliore con $\chi^2 = 54$.

Visto l'elevato χ^2 ridotto tale risultato è difficilmente corretto.

4.8 Nova LMC 1995

Nova LMC 1995 è stata scoperta il 2 Marzo 1995 da Liller a Vina del Mar a $m_V = 10.7$ e posizione R.A.=5h26m. Decl.= $-70^{\circ}01'$ (equinozio 2000). Il set di misure fotometriche per questa nova è molto scarso, sette punti, e non è sufficiente nemmeno a stimare i tempi t_2 e t_3 . Il fatto che in soli tre giorni la magnitudine sia passata da 10.7 a 11.7 indica che Nova LMC 1995 è stata probabilmente una nova molto veloce secondo la classificazione di Payne-Gaposchkin. Una stima plausibile del tempo t_2 si aggira intorno ai 6 giorni, nell'ipotesi che il declino sia stato costante di 0.33 Mag/d.

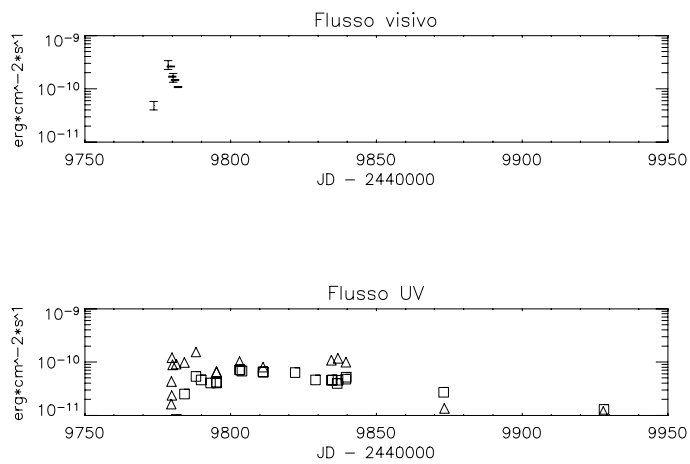
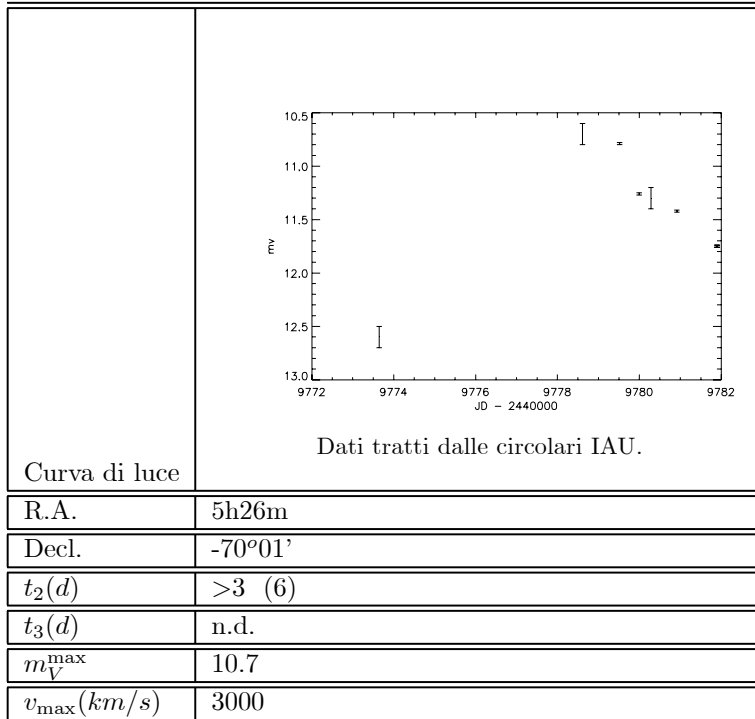


Figura 4.89. Confronto tra flussi nel visibile, in alto, SWP (quadrati) e LWP (triangoli).

4.8.1 Spettroscopia UV

Il satellite IUE ha iniziato ad analizzare Nova LMC 1995 il 3 Marzo per un periodo di circa tre mesi, ottenendo un totale di 25 spettri SWP e 17 LWP.

Fase otticamente spessa

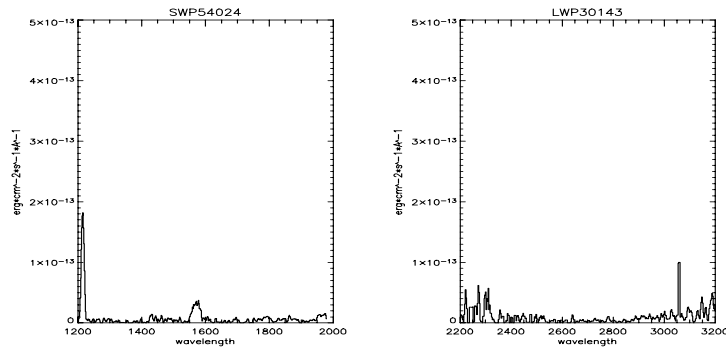


Figura 4.90. 3 Marzo. Il flusso in entrambe le bande SWP e LWP è quasi nullo ad eccezione di un'emissione a $\lambda 1570$ che, se reale, potrebbe essere FeIV $\lambda 1570$, AlII $\lambda 1573$ o SiII $\lambda 1574$.

I primi spettri di IUE mostrano la fase otticamente spessa. Questa avviene in coincidenza del massimo dell'emissione nel visibile coerentemente con l'ipotesi di conversione dei fotoni ad opera della famiglia del Fe. L'8 Marzo la nova inizia la transizione alla fase di iron curtain. Iniziano ad apparire le familiari emissioni nelle finestre dell'opacità insieme a OI $\lambda 1300$.

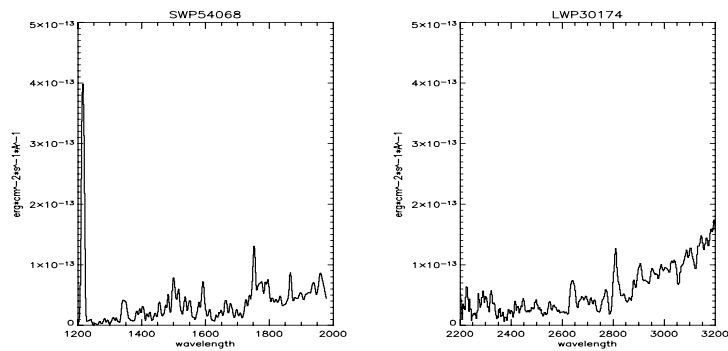


Figura 4.91. 8 Marzo. Inizia la fase di iron curtain. In SWP si riconoscono le strutture tipiche di tale fase oltre a OI $\lambda 1300$. In LWP si osserva MgII $\lambda 2800$ e FeII $\lambda 2645$.

Lo spettro LWP mostra FeII $\lambda 2645$ e il doppietto MgII $\lambda 2800$ con un profilo P Cygni il cui estremo indica una velocità di espansione $v=-3000$ km/s.

Iron curtain

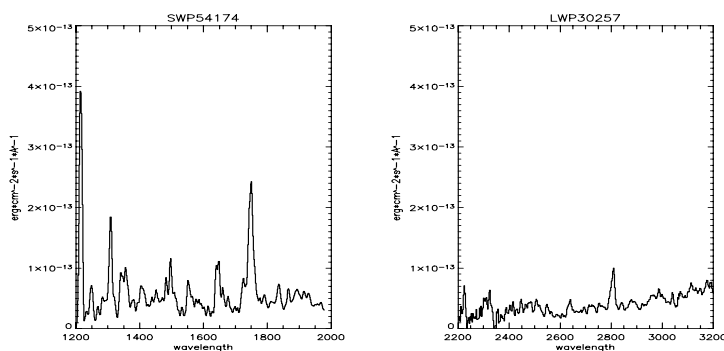


Figura 4.92. 18 Marzo. Spettri in fase di iron curtain. Si distinguono chiaramente OI $\lambda 1300$ oltre a probabilmente NIII] $\lambda 1750$ che si trova in una finestra trasparente. LWP mostra MgII $\lambda 2800$.

Il 18 Marzo Nova LMC 1995 si trova in piena fase di iron curtain. Confrontando con altre novae si nota immediatamente che LMC 1995 è stata particolare. Infatti gli spettri SWP sono in generale più regolari e molte delle pseudo-righe che si osservano sembrano righe vere e proprie. Questo è certo per OI $\lambda 1300$ che si forma negli strati esterni dello shell in espansione, ma non è chiaro se siano visibili NV $\lambda 1240$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$, CIV $\lambda 1550$ (P Cyg con $v=-3000$ km/s), HeII $\lambda 1640$, NIII] $\lambda 1750$. L'assenza di CIII] $\lambda 1908$ tipica delle novae CO come LMC 1995 suggerisce che si tratti di finestre, ma non esclude che si tratti di emissioni reali. LWP mostra solamente MgII $\lambda 2800$ da cui è scomparso l'assorbimento.

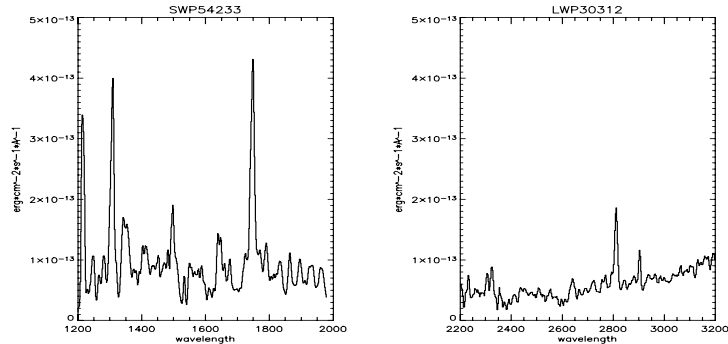


Figura 4.93. 26 Marzo. Le emissioni ricordano sempre più la fase nebulare vera e propria, ma sono ancora presenti vari assorbimenti irregolari tipici dell'iron curtain.

Il 26 Marzo l'intensità delle emissioni è aumentata in generale di un fattore 2, sono ancora presenti OI $\lambda 1300$ e MgII $\lambda 2800$ oltre a quelle che sembrano NV $\lambda 1240$, OIV] - SiIV $\lambda 1400$, CIV $\lambda 1550$ (P Cyg con $v = -3000$ km/s), HeII $\lambda 1640$, NIII] $\lambda 1750$. In LWP è presente anche una riga $\lambda 2900$ che potrebbe essere OII $\lambda 2900$, CI $\lambda 2902$ o AII $\lambda 2902$.

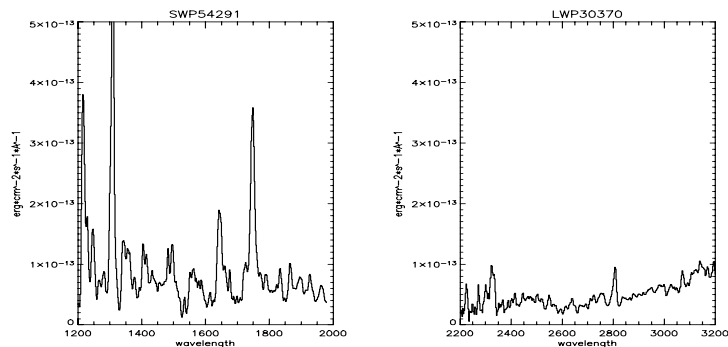


Figura 4.94. 3 Aprile. La morfologia degli spettri è la medesima. La riga più intensa è OI $\lambda 1300$.

Il 3 Aprile la situazione non è cambiata molto, lo spettro SWP mostra la stessa morfologia del 26 Marzo, mentre in LWP MgII $\lambda 2800$ è molto debole ed è scomparsa la riga a $\lambda 2900$. Debole sembra comparire CII $\lambda 2323$.

Tutte le osservazioni successive non mostrano cambiamenti, a parte l'intensità totale e relativa tra le emissioni, fino al 5 Giugno, quando Nova LMC 1995 entra in fase nebulare dopo la lunga fase di iron curtain.

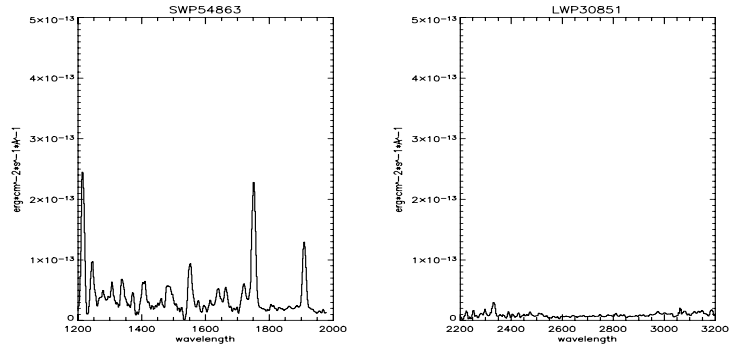


Figura 4.95. 5 Giugno. Finalmente la nova è in fase nebulare. Si distinguono infatti tutte le righe tipiche di questa fase. In LWP è presente solamente CII λ 2323.

Il 5 Giugno infatti in SWP si distinguono NV λ 1240, OIV] - SiIV λ 1400, CIV λ 1550 (P Cyg con $v = -4000$ km/s), HeII λ 1640, OIII] λ 1663, NIII] λ 1750 e CIII] λ 1908. Stranamente si osserva un'accelerazione dello shell, la velocità ricavata dal profilo P Cyg di CIV λ 1550 è passata da -3000 a -4000. LWP mostra solamente CII λ 2323.

Fase nebulare

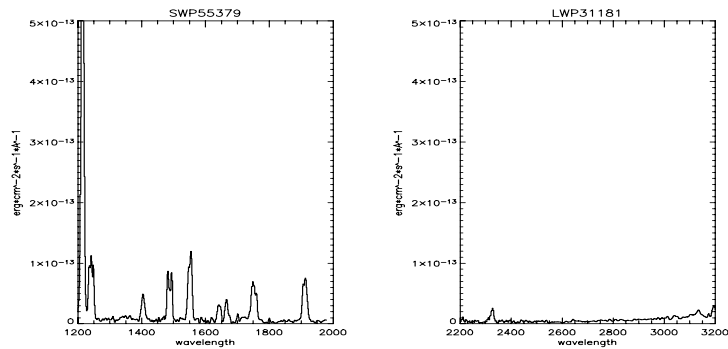


Figura 4.96. 29 Luglio. L'emissione è chiaramente nebulare. E' scomparso completamente OI λ 1300 segno che lo shell è completamente trasparente.

Il 29 Luglio sono presenti NV λ 1240, OIV] - SiIV λ 1400, CIV λ 1550, HeII λ 1640, OIII] λ 1663, NIII] λ 1750 e CIII] λ 1908. LWP mostra solamente CII λ 2323.

4.8.2 Analisi dei dati

La verifica dell'ipotesi di CBL è stata effettuata solo marginalmente, i dati a disposizione per il visibile sono modesti e l'interpolazione necessaria per potere sommare i flussi V e UV potrebbe non essere affidabile. Nonostante questo però la curva di luce bolometrica ottenuta non è pessima, ed una stima dell'arrossamento è stata possibile. Nelle tabelle seguenti sono riportati i flussi ottenuti tramite integrazione numerica, senza correggere per l'arrossamento.

No. Immagine SWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
54024	1	$4.01 \cdot 10^{-12}$
54025	1.25	$3.79 \cdot 10^{-12}$
54041	2.75	$8.38 \cdot 10^{-12}$
54068	5.5	$2.52 \cdot 10^{-11}$
54106	9.5	$5.38 \cdot 10^{-11}$
54120	11.25	$4.60 \cdot 10^{-11}$
54159	14.5	$4.06 \cdot 10^{-11}$
54174	16.5	$4.16 \cdot 10^{-11}$
54175	16.6	$4.04 \cdot 10^{-11}$
54233	24.5	$7.07 \cdot 10^{-11}$
54234	24.6	$7.13 \cdot 10^{-11}$
54239	25.25	$6.66 \cdot 10^{-11}$
54291	32.5	$6.54 \cdot 10^{-11}$
54292	32.6	$6.39 \cdot 10^{-11}$
54432	43.5	$6.35 \cdot 10^{-11}$
54481	50.5	$4.60 \cdot 10^{-11}$
54516	56	$4.55 \cdot 10^{-11}$
54517	56.25	$4.60 \cdot 10^{-11}$
54538	58	$3.96 \cdot 10^{-11}$
54539	58.25	$4.53 \cdot 10^{-11}$
54568	61	$4.78 \cdot 10^{-11}$
54569	61.1	$5.16 \cdot 10^{-11}$
54863	94.5	$2.71 \cdot 10^{-11}$
55379	149.5	$1.29 \cdot 10^{-11}$
55717	177.5	$1.39 \cdot 10^{-11}$

L'ultimo spettro preso da IUE il 26 Agosto, SWP55717, mostra chiaramente che Nova LMC 1995 stava ancora evolvendo nella fase nebulare. Per potere applicare il metodo di Vanlandigham e stimare il tempo del turn-off sarebbero state necessarie ulteriori osservazioni.

No. Immagine LWP	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
30143	1	$1.62 \cdot 10^{-11}$
30144	1.1	$4.28 \cdot 10^{-11}$
30145	1.2	$2.36 \cdot 10^{-11}$
30147	1.25	$1.19 \cdot 10^{-10}$
30150	1.5	$8.76 \cdot 10^{-11}$
30158	2.75	$9.12 \cdot 10^{-11}$
30174	5.5	$9.78 \cdot 10^{-11}$
30213	9.5	$1.53 \cdot 10^{-10}$
30257	16.5	$6.58 \cdot 10^{-11}$
30258	16.6	$6.53 \cdot 10^{-11}$
30312	24.5	$1.01 \cdot 10^{-10}$
30370	32.5	$7.98 \cdot 10^{-11}$
30548	56	$1.07 \cdot 10^{-10}$
30570	58.25	$1.17 \cdot 10^{-10}$
30593	61	$9.87 \cdot 10^{-11}$
30851	94.75	$1.34 \cdot 10^{-11}$
31181	149.25	$1.19 \cdot 10^{-11}$

Nella figura seguente sono riportate le curve di luce bolometriche ottenute dalla somma dei flussi interpolati e corretti per l'arrossamento per vari valori di quest'ultimo. Secondo quanto scoperto, la fase di CBL per Nova LMC 1995 è durata all'incirca 60 giorni, periodo durante il quale la MMRD è applicabile.

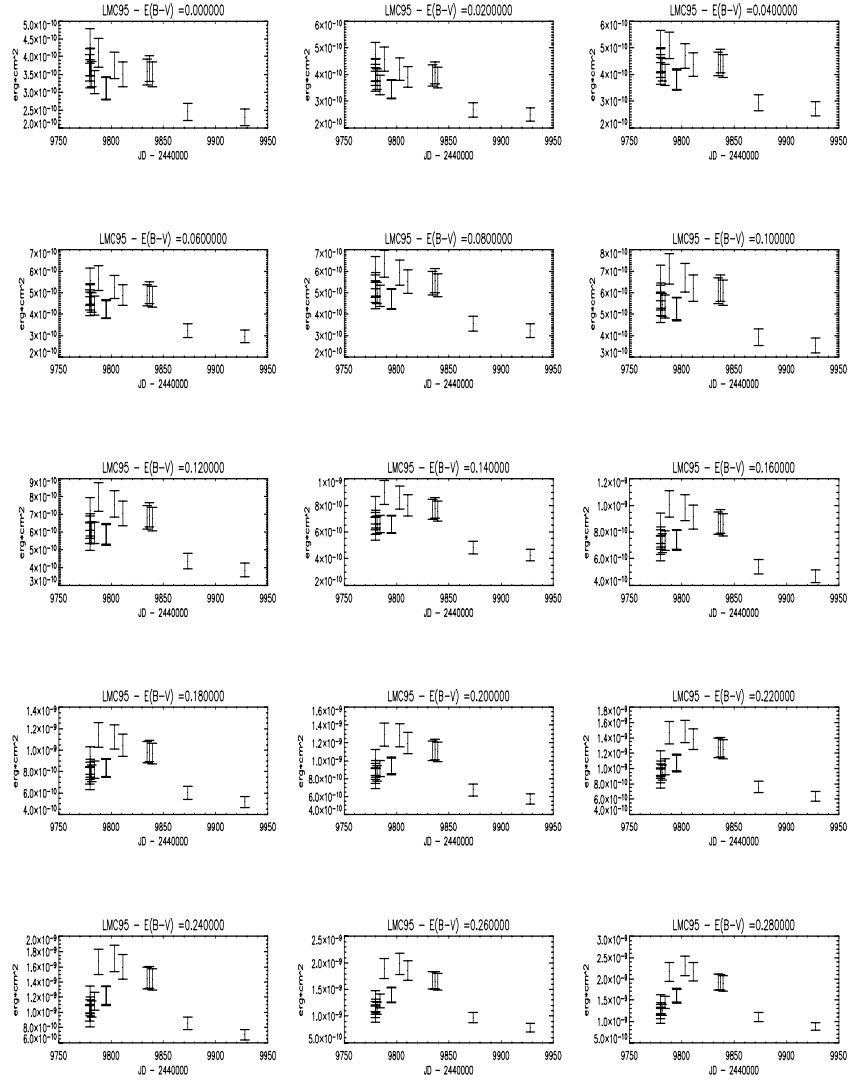


Figura 4.97. Curve di luce bolometriche per vari valori dell'arrossamento.

Dalle curve di luce non è possibile stabilire il valore migliore per l'arrossamento in quanto la durata temporale della CBL è la medesima. Per il resto dell'analisi verrà quindi adottato $E(B-V) = 0.15 \pm 0.05$ come accettato in letteratura. Per tale valore dell'eccesso di colore, il flusso bolometrico medio in fase di CBL è stato:

$$f_{bol} = 7.48 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (4.96)$$

che implica una luminosità bolometrica, $D = 53 \pm 3kpc$:

$$L_{bol} \simeq (6.4 \pm 0.64) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.97)$$

che se emessa brillando al limite di Eddington implica una massa per la nana bianca:

$$M_{NB} \simeq 1.9 \pm 0.2 M_{\odot} \quad (4.98)$$

oltre il limite di Chandrasekhar. Quindi anche Nova LMC 1995 in fase di CBL ha emesso un'energia superiore al limite di Eddington. Calcoliamo la luminosità visiva:

$$L_V \simeq (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^4 L_{\odot} \quad (4.99)$$

e quindi dal rapporto tra luminosità visiva e bolometrica si ottiene il filling factor:

$$f = 0.19 \pm 0.05 \quad (4.100)$$

In tabella sono riportati i flussi totali non corretti per l'arrossamento.

Julian Date	Giorni dopo il massimo	Flusso ($erg \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$)
2449779.6	1	$3.69 \cdot 10^{-10}$
2449779.7	1.1	$3.83 \cdot 10^{-10}$
2449779.8	1.2	$3.46 \cdot 10^{-10}$
2449779.85	1.25	$4.53 \cdot 10^{-10}$
2449780.35	1.5	$3.85 \cdot 10^{-10}$
2449781.6	2.75	$3.51 \cdot 10^{-10}$
2449783.35	5.5	$3.28 \cdot 10^{-10}$
2449787.35	9.5	$4.11 \cdot 10^{-10}$
2449794.35	16.5	$3.12 \cdot 10^{-10}$
2449794.45	16.6	$3.10 \cdot 10^{-10}$
2449802.35	24.5	$3.75 \cdot 10^{-10}$
2449810.35	32.5	$3.50 \cdot 10^{-10}$
2449833.85	56	$3.57 \cdot 10^{-10}$
2449836.05	58.25	$3.66 \cdot 10^{-10}$
2449838.8	61	$3.5 \cdot 10^{-10}$
2449872.15	94.75	$2.45 \cdot 10^{-10}$
2449926.65	149.25	$2.30 \cdot 10^{-10}$

Come ho già detto, la scarsità di dati riguardanti l'evoluzione della fase nebulare rende molto poco affidabile la stima del tempo del turn-off ricavata dal fit sui flussi di HeII, NV, NIV], NIII]. L'unico risultato parzialmente affidabile è quello su HeII che implica un valore di circa 72 giorni dal momento del massimo visibile.

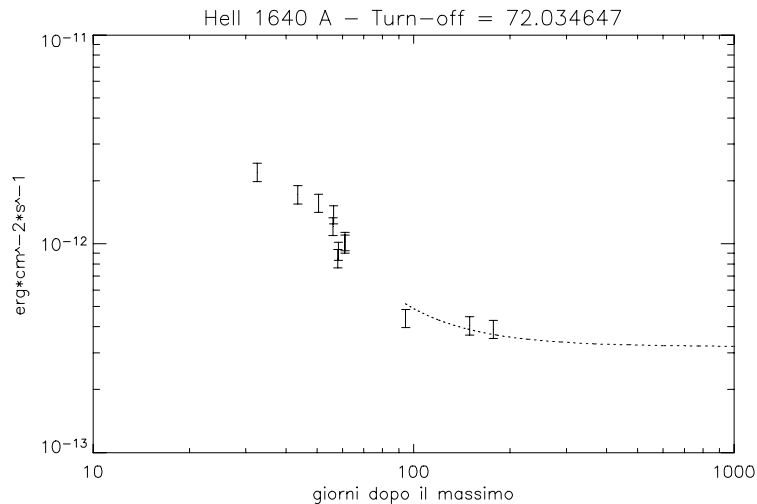


Figura 4.98. La linea rappresenta il fit migliore ottenuto con $\chi^2 = 1.58$.

Secondo quanto ricavato, la nana bianca ha continuato la combustione nucleare per un periodo di due mesi circa. In realtà esistono misurazioni del flusso X dal 95 al 98 con il satellite ROSAT e del 2000 con XMM-Newton[33] che riportano Nova LMC 1995 come una sorgente super-soft di raggi X con temperatura efficace stimata intorno ai 450000 K. Questi risultati possono essere interpretati in un due modi:

1. sulla nana bianca, 5 anni dopo l'outburst, erano ancora efficienti le reazioni nucleari. Le misure di Orio et al. quindi smentiscono clamorosamente il risultato da me ottenuto.
2. ciò che viene osservato da Orio et al. è un disco di accrescimento molto particolare. Nova LMC 1995 ha quindi raggiunto il turn-off 70 giorni circa dall'outburst.

Nonostante il gran numero di spettri presi da IUE, i dati a disposizione sono insufficienti per poter testare una qualsiasi ipotesi. Il carattere particolare di Nova LMC 1995 emerso dalla lunga durata della fase di iron curtain nonostante sia da considerarsi una nova veloce, $6 \leq t_2 \leq 19$, fa di questo oggetto un qualcosa di particolare. Probabilmente esiste una correlazione tra il tempo dell'iron curtain ed il fatto che 5 anni dopo l'outburst la combustione nucleare era ancora efficiente. L'espansione dello shell forse non è avvenuta in maniera ballistica, ma, dopo il TNR, il vento generato dalle reazioni nucleari ha inciso particolarmente sull'eietto modificandone di fatto l'evoluzione. Un afflusso continuo di massa infatti ha l'effetto di cambiare la legge con cui evolve l'opacità

essendo quest'ultima proporzionale alla densità. La trattazione del capitolo 4 sarebbe inadatta in quanto M_{ej} non potrebbe più considerarsi costante, ma dipendente anch'essa dal tempo con il risultato che una soluzione self-similare non esisterebbe più.

Capitolo 5

Conclusioni

Dallo studio delle novae sono emersi vari aspetti interessanti; in primis si è resa evidente la necessità di uno studio multibanda in quanto la dinamica di una nova è tale che tutte le lunghezze d'onda, e quindi tutte le energie, sono coinvolte ed è quindi impossibile comprendere cosa sta avvenendo senza uno studio bolometrico. In questa tesi è pesata molto la mancanza di dati nell'infrarosso, in tale banda si concentra l'emissione in fase di fireball prima e dell'eventuale polvere formatasi. La formazione di polvere è un processo che potrebbe rivelarsi chiave per la comprensione del mezzo interstellare e quindi, poichè composta da silicati, ossidi e carboni, potenzialmente importante anche per la comprensione di sistemi planetari come il nostro.

Dall'analisi, seppur limitata, comunque si sono potute stabilire varie conclusioni; anzitutto, seppur con qualche caveat e qualche eccezione LMC 1990 No.1, è stato possibile stimare la durata della fase di CBL la cui sola presenza è una conferma della teoria alla base del TNR e non solo, dalla CBL si è potuto ricavare il valore dell'assorbimento interstellare che è il vero flagello di tutta l'astronomia. Contemporaneamente è stato possibile un test incrociato distanza-arrossamento sfruttando la MMRD e il fatto che la distanza media di LMC è nota con buona approssimazione.

La vera sconfitta è proprio la MMRD: in solo tre casi su sette si è rivelata utile alla misura di distanza e la precisione delle stime non riesce a competere con gli indicatori classici come le Cefeidi. Resta comunque un buon test secondario da usare come controllo. Il motivo del fallimento, a mio parere, va ricercato nel carattere di ciascuna nova: come per le persone, ogni progenitore di nova nasce, vive e muore in un ambiente diverso e quindi è improbabile che tutte si possano accomunare, sarebbe come voler accomunare due etnie completamente diverse che hanno in comune solo il fatto di appartenere al genere *Homo Sapiens*. La storia rivela che tentativi del genere sono non solo inutili, ma anche pericolosi, si pensi alla teoria razziale e alle sue conseguenze. Probabilmente quindi molto lavoro resta ancora da fare.

Completamente indipendente da quanto riassunto finora è stata la misura del tempo del turn-off. Da una semplice considerazione basata sul bilancio

espansione-ricombinazione si scopre che quando il flusso di fotoni ionizzanti cessa in conseguenza dello spegnimento della combustione nucleare, la ionizzazione nello shell è congelata dall'espansione. Di conseguenza il rapporto tra il numero di ioni diversi della stessa specie chimica tende a diventare costante e i flussi decrescono solo in virtù della ricombinazione e quindi con una pendenza diversa che prima del turn-off. Un banale fit rivela che dal punto di vista teorico anche qui c'è da fare molto lavoro. I modelli prevedono tempi di combustione che vanno da uno a cento anni. In nessun caso le novae in esame hanno superato i 6 mesi. Molti meccanismi restano oscuri, a mio avviso uno su tutti: la turbolenza, la vera piaga di tutti i modelli stellari.

Nella tabella seguente sono riportati i valori medi delle quantità ottenute per le novae analizzate.

Nova	D(kpc)	E(B-V)	$L_V (L_\odot)$	$L_{bol} (L_\odot)$	$t_{turnoff} (d)$	filling factor
88#1	48	0.12	10000	45000	143	0.23
88#2	48	0.24	30000	170000	51	0.18
90#1	-	*	33000	90000	45	0.4
90#2	-	*	12000	100000	12	0.12
91	-	0.1 ¹	91000	370000	182	0.25
92	45	0.2	24000	70000	83	0.36
95	-	*	12000	64000	72	0.19

-:valore non trovato, i dati si riferiscono a D=53kpc

*:valore non trovato, i dati si riferiscono a E(B-V)=0.15

¹:ottenuto da metodi indiretti.

L'unico vero progresso, se così lo si vuole chiamare, ottenuto in questa tesi è la stima del filling factor. Finora l'unico modo di ottenerne il valore è stato il confronto con i modelli di fotoionizzazione e quindi dal fit sui flussi osservati di quelli computati sinteticamente. In realtà abbiamo visto esistere un metodo più semplice che senza uno studio bolometrico è impossibile da applicare. Lo shell espulso da una nova, privo di fonti di energia interne, funge da filtro passa-basso dipendente dal tempo per i fotoni che provengono dalla combustione nucleare sulla superficie della nana bianca. I fotoni assorbiti nell'UV vengono riemessi a lunghezze d'onda visibili e quindi nelle due bande il massimo di una, V, coincide con il minimo dell'altra, UV. I dati confermano questa regola. La capacità di convertire i fotoni è legata all'opacità nell'UV che a sua volta è legata alla densità delle sorgenti per l'opacità stessa. Fluttuazioni nella densità, il filling factor, implicano fluttuazioni nell'opacità e quindi i fotoni che in media verrebbero assorbiti in realtà non lo sono. Di conseguenza non tutto il flusso UV è ridistribuito, ma solo una percentuale dipendente dal volume dello shell effettivamente riempito di gas. In questo senso la luminosità visiva misura la frazione di fotoni ridistribuiti e quindi è proporzionale all'efficienza di riconversione-opacità-densità. Quindi il rapporto tra flusso totale emesso, quello bolometrico, e flusso visivo è identico al rapporto volume dello shell volume dell'eietto. L'unica nova che offre un confronto per il valore del filling factor ottenuto con un semplice rapporto e quanto calcolato con i modelli e nova LMC 1990 No.1, ed incredibilmente il filling factor è identico.

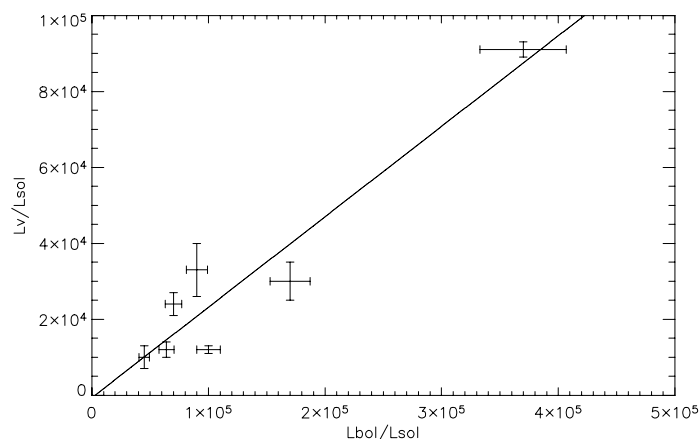


Figura 5.1. Luminosità visiva vs luminosità bolometrica per le novae analizzate. La linea rappresenta il fit lineare.

La fiducia di tale coerenza spinge oltre: disegnando luminosità visiva contro luminosità bolometrica, tutte le novae giacciono all'incirca lungo una retta, si veda il grafico sopra. Ipotizzando una legge lineare, f è il filling factor:

$$L_V = A + f \cdot L_{bol} \quad (5.1)$$

un semplice fit utilizzando il metodo dei minimi quadrati restituisce:

$$L_V = -638 + 0.238 \cdot L_{bol} \quad (5.2)$$

con correlazione tra i dati di 0.95, 1 rappresenta un fit perfetto. Gli errori sui coefficienti sono inoltre molto piccoli:

$$\Delta A \sim 1 \quad (5.3)$$

$$\Delta f \sim 10^{-6} \quad (5.4)$$

L'unico neo è il valore in zero che è diverso da zero, ma sicuramente è dovuto all'esiguità dei dati.

Sarebbe interessante estendere questo metodo a tutte le novae di cui si abbiano dati nell'UV e nel V e verificare quanto questa legge di scala per la riconversione dei fotoni è effettivamente affidabile e migliorabile. Nel caso in cui una relazione analoga venisse confermata oltre alla MMRD sarebbe disponibile un'altro metodo di controllo per la distanza; nota la luminosità intrinseca un semplice confronto con quella osservata è una misura di distanza.

Certo restano ancora vari aspetti da chiarire. La luminosità super-Eddington con cui brillano alcune novae implica necessariamente che lo shell di combustione

nucleare non è stabile per perdita di massa a causa della pressione di radiazione che inietta massa in maniera continua sotto forma di vento stellare. Questo è ciò che probabilmente avviene in Nova LMC 1990 No.1 e che spiegherebbe la persistenza di profili P Cygni nel corso di quasi tutta l'evoluzione spettroscopica.

Lo studio dei profili di riga inoltre apre nuovi scenari di ricerca: gli spettri ad alta risoluzione disponibili con l'avvento di GHRS su HST permette studi prima impensabili. Le righe presentano tutta una serie di strutture di assorbimento ed emissione che mappano in velocità l'eietto e, per la self-similarità dell'espansione, questo rappresenta una mappa spazio-temporale di ciò che sta avvenendo nello shell. E' possibile quindi ricostruire lungo la coordinata radiale la frammentazione del gas in espansione e quindi, in linea di principio, verificare i modelli di instabilità e mescolamento pre e post TNR.

Concludendo, le novae sono un laboratorio enorme. La comprensione, anche sommaria, di ciò che avviene, di come avvenga e del perchè avvenga richiede un'attenzione ed uno studio che a priori non è quantificabile. Ogni aspetto chiarito apre nuovi interrogativi, ma questo è ciò che avviene nello studio della natura in generale, non solo delle novae. E la meraviglia che suscita il comprendere qualche scheggia dal pilastro della realtà ripaga ogni sforzo: conoscere la natura significa conoscere qual'è il proprio posto in quest'ultima, domanda a cui l'uomo dall'inizio dei tempi tenta di dare una risposta.

Appendice A

Evoluzione delle popolazioni dopo il Turn-off

Iniziamo considerando il caso dell'He. Dopo il turn-off l'equilibrio statistico si scrive:

$$\frac{dn_{HeII}}{dt} = -\alpha_{HeII}(T) n_e(t) n_{HeII} \quad (A.1)$$

$$\frac{dn_{HeI}}{dt} = \alpha_{HeII}(T) n_e(t) n_{HeII} \quad (A.2)$$

dove $\alpha_{HeII}(T)$ è il coefficiente di ricombinazione e n_e è la densità numerica degli elettroni. Una legge del tipo $\rho \sim t^m$ permette di riscriverle sfruttando il fatto che $n_e(t) = n_e(t_0) \frac{t^m}{t_0^m}$:

$$\frac{dn_{HeII}}{dt} = -\alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) \frac{t^m}{t_0^m} n_{HeII} \quad (A.3)$$

$$\frac{dn_{HeI}}{dt} = \alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) \frac{t^m}{t_0^m} n_{HeII} \quad (A.4)$$

dove t_0 è il tempo del turn-off. Risolvendo la prima:

$$\int_{n(t_0)}^{n(t)} \frac{dn'_{HeII}}{n'_{HeII}} = -\frac{n_e(t_0)}{t_0^m} \int_{t_0}^t \alpha_{HeII}(T) t'^m dt' \quad (A.5)$$

supponiamo che il coefficiente di ricombinazione si possa considerare circa costante, che equivale a supporre che l'espansione proceda in maniera circa isoterma, quindi si può portare fuori dall'integrale:

$$\ln \left[\frac{n_{HeII}(t)}{n_{HeII}(t_0)} \right] = -\alpha_{HeII}(T) \frac{n_e(t_0)}{t_0^m} \int_{t_0}^t t'^m dt' = \quad (A.6)$$

$$= -\alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) \frac{1}{t_0^m (m+1)} (t^{m+1} - t_0^{m+1}) \quad (A.7)$$

che per $m = -3$ da:

$$\ln \left[\frac{n_{HeII}(t)}{n_{HeII}(t_0)} \right] = \frac{1}{2} \alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \quad (\text{A.8})$$

e poichè l'intensità di una riga di ricombinazione è proporzionale alla popolazione del particolare livello di ionizzazione che si ricombina da:

$$\ln \left[\frac{j_{HeII}(t)}{j_{HeII}(t_0)} \right] = \frac{1}{2} \alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \quad (\text{A.9})$$

Analogamente all'HeII è possibile costruire un modello per i tre stati di ionizzazione in cui si presenta l'azoto. Dopo il turn-off le equazioni che regolano il bilancio statistico, nell'ipotesi che venga catturato un elettrone alla volta, sono:

$$\frac{dn_{NV}}{dt} = -\alpha_{NV}(T) n_e n_{NV} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{dn_{NIV}}{dt} = -\alpha_{NIV}(T) n_e n_{NIV} + \alpha_{NV}(T) n_e n_{NV} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{dn_{NIII}}{dt} = -\alpha_{NIII}(T) n_e n_{NIII} + \alpha_{NIV}(T) n_e n_{NIV} \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{dn_{NII}}{dt} = \alpha_{NIII}(T) n_e n_{NIII} \quad (\text{A.13})$$

risolvendo a cascata nella stessa ipotesi che i coefficienti di ricombinazione siano circa costanti:

$$\ln \left[\frac{n_{NV}(t)}{n_{NV}(t_0)} \right] = -\frac{\alpha_{NV} n_e(t_0) t_0}{(m+1)} \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1 \right) \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} \ln \left[\frac{n_{NIV}(t)}{n_{NIV}(t_0)} \right] &= -\frac{\alpha_{NIV} n_e(t_0) t_0}{(m+1)} \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1 \right) + \\ &+ \ln \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0) t_0 (\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})} \right) \cdot \\ &\cdot \exp \left[\left(n_e(t_0) t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{(m+1)} \right) \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} \ln \left[\frac{n_{NIII}(t)}{n_{NIII}(t_0)} \right] &= -\frac{\alpha_{NIII} n_e(t_0) t_0}{(m+1)} \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1 \right) + \\ &+ \ln \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NIV}(t_0)}{n_{NIII}(t_0) t_0 (\alpha_{NIII} - \alpha_{NIV})} \right) \cdot \\ &\cdot \exp \left[\left(n_e(t_0) t_0 \frac{(\alpha_{NIII} - \alpha_{NIV})}{(m+1)} \right) \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Risolviamo l'equazione per $n_{NIV}(t)$:

$$\frac{dn_{NIV}}{dt} = -\alpha_{NIV}n_e n_{NIV} + \alpha_{NV}n_e n_{NV} \quad (\text{A.17})$$

l'omogenea associata ha per soluzione l'analogo di $n_{NV}(t)$:

$$n_{NIV}(t) = n_{NIV}(t_0) \exp\left(-\frac{\alpha_{NIV}n_e(t_0)t_0}{(m+1)}\left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1\right)\right) \quad (\text{A.18})$$

la soluzione particolare si ottiene tramite il metodo di variazione delle costanti, cioè provando una soluzione del tipo $f = \Lambda(t)n_{NIV}^{om}(t)$ e risolvendo per $\Lambda(t)$, si ottiene in questo modo:

$$\begin{aligned} \Lambda'(t) = \alpha_{NV}n_e(t_0) \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0)} \exp\left(n_e(t_0)t_0 \frac{(\alpha_{NV} - \alpha_{NIV})}{(m+1)} \frac{t^m}{t_0^m}\right) \cdot \\ \cdot \exp\left(n_e(t_0)t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{(m+1)} \frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

che integrata da:

$$\Lambda(t) = \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0)} \frac{1}{t_0(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})} \exp\left[\left(n_e(t_0)t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{(m+1)}\right) \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1\right)\right] \quad (\text{A.20})$$

cioè la soluzione totale è:

$$\begin{aligned} n_{NIV}(t) = n_{NIV}(t_0) \exp\left[-\frac{\alpha_{NIV}n_e(t_0)t_0}{(m+1)}\left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1\right)\right] \cdot \\ \cdot \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0)} \frac{1}{t_0(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}\right) \cdot \\ \cdot \exp\left[\left(n_e(t_0)t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{(m+1)}\right) \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1\right)\right] \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

cioè:

$$\begin{aligned} \ln\left[\frac{n_{NIV}(t)}{n_{NIV}(t_0)}\right] = -\frac{\alpha_{NIV}n_e(t_0)t_0}{(m+1)}\left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1\right) + \\ + \ln\left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0)} \frac{1}{t_0(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}\right) \cdot \\ \cdot \exp\left[\left(n_e(t_0)t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{(m+1)}\right) \left(\frac{t^{m+1}}{t_0^{m+1}} - 1\right)\right] \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

Per $m = -3$ le equazioni diventano:

$$\ln \left[\frac{n_{NV}(t)}{n_{NV}(t_0)} \right] = \frac{1}{2} \alpha_{NV} n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \quad (\text{A.23})$$

$$\begin{aligned} \ln \left[\frac{n_{NIV}(t)}{n_{NIV}(t_0)} \right] &= \frac{1}{2} \alpha_{NIV} n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) + \\ &+ \ln \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NV}(t_0)}{n_{NIV}(t_0)} \frac{1}{t_0 (\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})} \right. \\ &\quad \left. \cdot \exp \left[\left(-n_e(t_0) t_0 \frac{(\alpha_{NIV} - \alpha_{NV})}{2} \right) \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \right] \right) \quad (\text{A.24}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \ln \left[\frac{n_{NIII}(t)}{n_{NIII}(t_0)} \right] &= \frac{1}{2} \alpha_{NIII} n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) + \\ &+ \ln \left(1 + \alpha_{NV} \frac{n_{NIV}(t_0)}{n_{NIII}(t_0)} \frac{1}{t_0 (\alpha_{NIII} - \alpha_{NV})} \right. \\ &\quad \left. \cdot \exp \left[\left(-n_e(t_0) t_0 \frac{(\alpha_{NIII} - \alpha_{NV})}{2} \right) \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \right] \right) \quad (\text{A.25}) \end{aligned}$$

e per completezza riportiamo anche la soluzione per HeII:

$$\ln \left[\frac{n_{HeII}(t)}{n_{HeII}(t_0)} \right] = \frac{1}{2} \alpha_{HeII}(T) n_e(t_0) t_0 \left(\frac{t_0^2}{t^2} - 1 \right) \quad (\text{A.26})$$

Appendice B

Equazione di stato per la materia degenere

Nel caso in cui si possano trascurare gli effetti di relatività, il numero di configurazioni compreso tra p e $p + dp$ è:

$$N(p) dp = V \frac{8\pi}{h^3} p^2 dp \quad (\text{B.1})$$

il numero di elettroni è ovviamente finito:

$$N = \int_0^{p_F} V \frac{8\pi}{h^3} p^2 dp = V \frac{8\pi}{h^3} p_F^3 \quad (\text{B.2})$$

p_F è l'impulso di Fermi, $p_F = [h/2\pi^{1/3}]N^{1/3}$. La pressione è per definizione la quantità di impulso medio trasferito attraverso l'unità di area, cioè:

$$PV = \frac{1}{3} \int_0^\infty N(p) p v_p dp \quad (\text{B.3})$$

e v_p è la velocità associata all'impulso p . In approssimazione non relativistica $v_p = p/m_e$:

$$P = \frac{8\pi}{3m_e h^3} \int_0^{p_F} p^4 dp \quad (\text{B.4})$$

da cui si trova:

$$P = \frac{8\pi}{15m_e h^3} p_F^5 \quad (\text{B.5})$$

e quindi:

$$P = \frac{h^2}{60\pi^{2/3} m_e} n^{5/3} \quad (\text{B.6})$$

che è indipendente dalla temperatura. La densità numerica degli elettroni è legata alla densità da:

$$n = \frac{\rho}{\mu m_H (1 + f)} \quad (\text{B.7})$$

dove f è il rapporto tra numero di ioni e numero di elettroni, di solito trascurabile, e μ è il peso molecolare medio. L'equazione di stato per un gas degenere non relativistico si scrive quindi:

$$P = K_{NR} \rho^{5/3} \quad (\text{B.8})$$

$$K_{NR} = \frac{h^2}{60\pi^{2/3} m_e} \left(\frac{1}{\mu m_H (1 + f)} \right)^{5/3} \simeq 1.6 \times 10^6 \mu^{-5/3} \quad (\text{B.9})$$

Nel caso relativistico, oltretutto più realistico, la trattazione è simile, l'unica differenza sta nell'espressione della velocità:

$$v_p = \frac{pc}{\sqrt{p^2 + m^2 c^2}} \quad (\text{B.10})$$

che porta all'equazione di stato:

$$P = K_R \rho^{4/3} \quad (\text{B.11})$$

$$K_R = \left(\frac{hc}{8} \right) \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{\mu m_H (1 + f)} \right)^{4/3} \simeq 2.6 \times 10^{10} \mu^{-4/3} \quad (\text{B.12})$$

E' importante notare che anche il volume dello spazio delle fasi di un gas degenere non dipende dalla temperatura. In un gas ordinario invece la situazione è differente:

$$N(p) dp \sim 4\pi V e^{-\frac{p^2}{2m_e kT}} p^2 dp \quad (\text{B.13})$$

imponendo il vincolo del numero fisso di elettroni:

$$N \sim V (2m_e kT)^{3/2} \quad (\text{B.14})$$

che dipende invece dalla temperatura. Questo significa che in un gas ordinario un aumento della temperatura è seguito da un aumento della pressione e conseguente diminuzione della densità e questo avviene perchè sono le collisioni che ridistribuiscono l'energia tra le particelle costituenti, teorema di equipartizione dell'energia. Un gas degenere invece è configurato da fattori intrinseci e quindi indipendenti dalla temperatura: tutti le particelle devono essere nello stato imposto dal principio di Pauli fino ad una energia di soglia, l'energia di Fermi ε_F . Se tale soglia è raggiunta e superata nel gas si ha una transizione di fase, l'equazione di stato diventa dipendente dalla temperatura e la pressione aumenta bruscamente. Vedremo che questo è esattamente ciò che avviene in seguito alla accensione a flash delle reazioni nucleari alla base dello strato di materiale accresciuto dalla nana bianca.

Appendice C

Instabilità Rayleigh-Taylor

Scriviamo le equazioni di continuità e del moto per un fluido incompressibile e non viscoso soggetto ad una accelerazione esterna $\vec{a} = a\hat{z}$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\nabla P + \rho \vec{a} \quad (\text{C.2})$$

dove ρ è la densità, \vec{v} è la velocità e P è la pressione. Supponiamo che inizialmente il fluido sia a riposo, $\vec{v} = 0$, e che il problema sia unidimensionale: $\rho = \rho(z)$, $P = P(z)$. Applicando una piccola perturbazione al sistema, in maniera tale che:

$$\rho \rightarrow \rho + \delta\rho \quad (\text{C.3})$$

$$P \rightarrow P + \delta P \quad (\text{C.4})$$

e la velocità \vec{v} diventi diversa da zero. Le equazioni che si ottengono per sostituzione e linearizzazione sono:

$$\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} = -v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (\text{C.5})$$

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial \delta P}{\partial x} \quad (\text{C.6})$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{\partial \delta P}{\partial y} \quad (\text{C.7})$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial \delta P}{\partial z} + a\delta\rho \quad (\text{C.8})$$

cerchiamo soluzioni del tipo $\delta f = f_0 \exp(ik_x x + ik_y y + \omega t)$; sostituendo:

$$\omega \delta \rho = -v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (\text{C.9})$$

$$\omega \rho v_x = -ik_x \delta P \quad (\text{C.10})$$

$$\omega \rho v_y = -ik_y \delta P \quad (\text{C.11})$$

$$\omega \rho v_z = -\frac{\partial \delta P}{\partial z} + a \delta \rho \quad (\text{C.12})$$

moltiplicando la 2 per k_x , la 3 per k_y e sommando:

$$i\omega \rho (k_x v_x + k_y v_y) = k^2 \delta P \quad (\text{C.13})$$

dove $k^2 = (k_x^2 + k_y^2)$. La condizione di incomprimibilità $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ implica:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \implies \frac{\partial v_z}{\partial z} = -i(k_x v_x + k_y v_y) \quad (\text{C.14})$$

che nell'equazione precedente da:

$$\delta P = -\frac{\omega \rho}{k^2} \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (\text{C.15})$$

con un po' di algebra si arriva a:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) - k^2 v_z \left(\frac{a}{\omega^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \right) = 0 \quad (\text{C.16})$$

che descrive il comportamento del fluido dopo la perturbazione. Prendiamo in esame il caso di due fluidi con densità ρ_1, ρ_2 costanti e soggetti ad una accelerazione costante (ρ_1 è in basso); l'equazione si semplifica diventando:

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = k^2 v_z \quad (\text{C.17})$$

che ha come soluzione:

$$v_z = A e^{kz} + B e^{-kz} \quad (\text{C.18})$$

imponendo la condizione che all'infinito il fluido sia statico e che v_z sia continuo a $z = 0$, l'interfaccia dei due fluidi, la soluzione è:

$$v_z^{(1)}(z) = A e^{kz} \quad (z < 0) \quad (\text{C.19})$$

$$v_z^{(2)}(z) = A e^{-kz} \quad (z > 0) \quad (\text{C.20})$$

le condizioni di continuità all'interfaccia impongono che:

$$\rho_2 \frac{\partial^2 v_z^{(2)}}{\partial z^2} - \rho_1 \frac{\partial^2 v_z^{(1)}}{\partial z^2} = \frac{ak^2}{\omega^2} (\rho_2 - \rho_1) v_z^{(1)}(0) \quad (\text{C.21})$$

$$-k\rho_2 - k\rho_1 = \frac{ak^2}{\omega^2} (\rho_2 - \rho_1) \quad (\text{C.22})$$

da cui si deduce la condizione di stabilità in caso di densità costante:

$$\omega^2 = -ak^2 \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \right) \quad (\text{C.23})$$

La soluzione per la perturbazione diventa:

$$\delta\rho \propto \exp \sqrt{-ak^2 \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \right) t} \quad (\text{C.24})$$

quindi se $\rho_2 < \rho_1$ cresce esponenzialmente ed il gas tende a sviluppare delle strutture filamentarie come si vede in figura sopra. Nel caso di una esplosione di nova la forza a cui lo shell esterno è sottoposto può essere presa proporzionale alla variazione di pressione indotta dall'accensione delle reazioni nucleari:

$$\Delta F \sim P_{rad} \sim \frac{L_{edd}}{R_{NB}^2} \sim 10^{20} \text{ erg} \quad (\text{C.25})$$

quindi:

$$a \sim 10^{-7} \text{ erg/Nucleone} \quad (\text{C.26})$$

quando per una nana bianca con $M = 1M_\odot$ l'accelerazione gravitazionale è:

$$g \sim 10^{-7} \text{ erg/Nucleone} \quad (\text{C.27})$$

dello stesso ordine di grandezza. Anche in questo caso si vede come solo l'accensione delle reazioni nucleari non sia sufficiente all'espulsione dello shell accresciuto.

Bibliografia

- [1] Payne-Gaposchkin, "*The Galactic Novae*", North Holland, New York, 1957
- [2] Schmidt, "*Die Lichtkurven-Leuchtkraft-Beziehung Neuer Sterne Mit 8 Textabbildungen*", ZA 41..182S, 1957
- [3] Pfau, "*Recalibration of the absolute magnitudes of novae and application Nova CYG 1975*", A&A, 50, 113, 1976
- [4] Cohen, "*Nova shells. II - Calibration of the distance scale using novae*", ApJ, 292, 90, 1985
- [5] Della Valle, Livio, "*The Calibration Of Novae As Distance Indicators*", ApJ 452:704-709, 1995
- [6] Payne-Gaposchkin, "*Henry Norris Russel Prize Lecture of the American Astronomical Society, Fifty Years of Novae*", AJ, 82..665P, 1977
- [7] Zahn, "*Tidal Evolution of Close Binary Stars I, Revisiting The Theory of Equilibrium Tide*", A&A 220, 112-116, 1989
- [8] Kopal, "*Dynamical Tides in Close Binary Systems*", Ap&SS..1..179K, 1968
- [9] Zahn, "*Tidal Evolution of Close Binary Stars II, Orbital Circularization of Late-Type Binaries*", A&A 223, 112-118, 1989
- [10] Struve, "*Whirlpools of Gas Around Binary Stars*", PASP..60..160S, 1948
- [11] Wood, "*On the Change of Period of Eclipsing Variables Stars*", Apj..112..196W, 1950
- [12] Lubow & Shu, "*Gas Dynamics of Semidetached Binaries*", Spj 198:383-405, 1975
- [13] Frank, King, Raine, "*Accretion Power in Astrophysics -2nd ed.*", Cambridge University Press, 1992
- [14] Chandrasekhar, "*The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs*", Apj..74..81C, 1931

- [15] Kutter, Sparks, "*Stellar Accretion of Matter Possessing Angular Momentum*", AJ 321:386-393, 1987
- [16] Payne-Gaposchkin, "*Henry Norris Russel Prize Lecture of the American Astronomical Society, Fifty Years of Novae*", AJ, 82:665P, 1977
- [17] Politano et al., "*Hydrodynamic Studies of Accretion Onto Massive WD: ONeMg-Enriched Nova Outbursts. I. Dependence on WD Mass*", AJ 448:807-821, 1995
- [18] Starrfield et al., "*Recurrent Novae as a Consequence of The Accretion of Solar Material Onto a $1.38 M_{\odot}$ WD*", AJ 291:136-146, 1985
- [19] Vanlandingham et al., "*Nuclear Turnoff Time for ONeMg Novae Determined Using UV Spectral Evolution*", AJ 121:1126-1135, 2001
- [20] Shore et al., "*The Early UV Evolution of The ONeMg Nova V382 Velorum 1999*", AJ 125:1507-1518, 2003
- [21] Schwarz et al., "*Multiwavelength Analyses of The Extraordinary Nova LMC 1991*", MNRAS 320, 103-123, 2001
- [22] Chandrasekhar, "*An Introduction to The Study of Stellar Structure*" Ch XI §1, Dover Publications, 1958
- [23] Hauschildt et al., "*The Effects of FeII Non-LTE on Nova Atmospheres And Spectra*", AJ 462:386-403,1996
- [24] Sekiguchi et al., "*Optical Spectroscopy of Nova LMC 1988 No.2 During its Early Decline Stage*", MNRAS, 241:827-837,1989
- [25] Williams, "*Incorporation of Density Fluctuation Into Photoionization Calculations*", AJ 392:99-105,1992
- [26] Lynch et al., "*Movies of novae explosions: restricted three-body dynamics and geometry of novae shells for purely gravitational development*", in "Classical nova explosions", AIP conference proceeding 637, 2002
- [27] Alexakis et al., "*On heavy elements enrichment in classical novae*", AJ 602:931-937, 2004
- [28] Chevalier et al., "*Hydrodynamic instabilities in supernova remnants*", Aj 392:118-130, 1992

- [29] Vanlandingham et al., "*Elemental abundances for Nova LMC 1990#1*", MNRAS 308:577-587, 1999
- [30] Shore et al., "*Multiwavelength observation of Nova LMC No.2: the first extragalactic recurrent nova*", AJ 370:193-197, 1991
- [31] Colina et al., "*Absolute Flux Calibrated Spectrum of Vega*", Instrument Science Report CAL/SCS-008, 1996
- [32] Nandy et al. "*Interstellar extinction in the Large Magellanic Cloud*", M.N.R.A.S. 196: 955-966, 1981
- [33] Orío et al., "*An XMM-Newton observation of Nova LMC 1995: a bright soft X-ray source*", AJ 594:435-442, 2003
- [34] Shore, "*The Tapestry of Modern Astrophysics*", § 6.C.1, Wiley-Interscience, 2002
- Joy, "*Recent radial velocity measures of Mira*", AJ..57..16J, 1952
- Kraft, "*Binary Stars Among Cataclysmic Variables. I. U Geminorum Stars (dwarf Novae)*", Apj 135..408K, 1962
- Kraft, "*Are all Novae Binary Stars?*", ASPL 9..137K, 1964
- Robinson, "*The structure of cataclysmic variables*", ARA&A 14..119R, 1976
- Warner, "*Multiple Periodicities in Cataclysmic Variable and White Dwarf Stars*", mpvs.coll..247W, 1976
- Sarna, Ergma, Gerskevits, "*The Recurrent Nova U Scorpii - an Evolutionary Considerations*", astro-ph/0511825 v1, 2005
- Eggleton, "*Approximations to the radii of Roche lobes*", Apj..268..368E, 1983
- Duerbeck et al., "*Photometry, spectroscopy and modelling of Nova LMC 1992*", A&A in press
- Schwarz et al., "*Multiwavelength analyses of the extraordinary nova LMC 1991*", MNRAS 320:103-123, 2001
- Schwarz et al., "*A multiwavelength study of the early evolution of the classical nova LMC 1988#1*", MNRAS 300:931-944, 1998
- Boissè, "*Radiative transfer inside clumpy media: the penetration of UV photons inside molecular clouds*", A&A 228:483-502, 1990

Hauschildt, "*Radiative equilibrium in rapidly expanding shells*", AJ 398:224-233, 1992

Starrfield et al., "*The properties of Novae in the LMC and Beyond*", in *Ultraviolet-Optical Space Astronomy Beyond HST*, ASP Conf. series, vol. 164. 1999

Cassatella et al. "*Classical novae in outburst: evolution of the ultraviolet emission lines in CO novae*", A&A 439:205-211, 2005

Hauschildt, Starrfield, "*The physics of early nova spectra*", AJ 447:829-847, 1995

Shore et al., "*A model for the spectroscopic variations of the peculiar symbiotic star MWC 560*", AJ 108..671S, 1994

Shore et al., "*The spectrophotometric variability of the galactic blue variables AG Carinae and HR Carinae from 1978 to 1995*",AJ 112..2744S, 1996

Schmid-Burgk, "*Radiative transfer through spherically-symmetric atmospheres and shells*", A&A 40:249-255, 1975

Williams et al., "*The CTIO nova survey: data*", The Journal of Astronomical Data 9, 3 ,2003

Boggess & Wilson, "*The History of IUE*", in "*Exploring the universe with IUE satellite*", Kluwer Academic Publisher, 1989

Fälker et al., "*Operation of multi-year, multi-agency project*", in "*Exploring the universe with IUE satellite*", Kluwer Academic Publisher, 1989