

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA  
DIPARTIMENTO DI ASTRONOMIA

**SUPERNOVÆ:**  
**alcune recenti problematiche**

*Tesi di Dottorato di Ricerca*

DOTT. FERDINANDO PATAT

ANNO ACCADEMICO 1994/1995 – VIII Ciclo



*A mia moglie Adele*



## Prefazione

Il lavoro presentato in questa Tesi è di carattere eminentemente sperimentale e tocca diversi argomenti caldi che sono emersi in questi ultimi anni nello studio delle Supernovae.

La Tesi prende l'avvio con l'analisi della **SN 1993J**, esplosa in NGC 3031 (M 81) pochi mesi dopo l'inizio di questo lavoro. Come si vedrà, essa rappresenta una chiara connessione fra le SNe di tipo II e le Ib e si è rivelata essere una delle SNe più interessanti di questi ultimi anni. Poco dopo la scoperta è iniziata presso l'osservatorio Astrofisico di Asiago un'intensa attività osservativa, che ha permesso di raccogliere materiale fotometrico e spettroscopico con una risoluzione temporale che, per una SN, non ha avuto precedenti presso tale Istituto. Questo notevole sforzo ha permesso di seguire nei particolari l'evoluzione peculiare di questo oggetto, aprendo nuove ed importanti possibilità. Fra queste l'analisi delle strette emissioni originatesi nell'ambiente circumstellare pochi giorni dopo l'esplosione, la stima dell'arrossamento tramite le righe in assorbimento del Na ID, la messa in evidenza del *clumping* su larga scala, la transizione fra una morfologia spettroscopica tipica delle SNe II e quella delle Ib, per finire con lo studio dell'emissione alle fasi avanzate ( $\sim 1$  anno), chiara dimostrazione di un'intensa interazione fra gli *ejecta* ed il materiale circostante il progenitore. Tramite lo studio dell'emissione di  $H\alpha$  si è stimata la massa di H dell'involuppo, che si trovava raccolto in una sottile *shell*. Si sono esaminati, inoltre, i plausibili scenari atti a spiegare la produzione di energia a tali fasi, ovvero il decadimento radioattivo e l'interazione *ejecta*-vento. Entrambe le possibilità presentano dei problemi, che potrebbero essere risolti con l'introduzione, nei modelli, di un certo *clumping* sia nel materiale espulso che nel vento (Cap. 2).

Il lavoro svolto durante questi tre anni è stato caratterizzato anche da un'altro evento, questa volta di tipo Ia, ovvero la **SN 1994D** esplosa in NGC 4526 (ammasso della Vergine). Il caso ha voluto che mi trovassi a La Silla proprio nei giorni in cui essa veniva scoperta e ciò mi ha dato la possibilità di seguirne l'evoluzione sin dalle primissime fasi. Inoltre, questo oggetto è stato in seguito osservato a ESO come *target of opportunity* e ciò ha permesso una copertura temporale sia fotometrica che spettroscopica che non ha precedenti per una SN di questo tipo. 1994D rappresenta anche uno dei pochi casi in cui si sia avuto a disposizione uno spettro ad una risoluzione sufficiente da mostrare diverse componenti in assorbimento, dovute a materiale posto sia nella galassia parente che nella nostra galassia. Le osservazioni hanno messo in evidenza anche l'esistenza di nubi di alta velocità, situate plausibilmente nel mezzo intergalattico. Le ottime curve di luce e l'accurata spettroscopia hanno permesso di evidenziare sottili differenze con un'altri oggetti ritenuti *standard*. Ciò ha definitivamente confermato la presenza di una certa dispersione nelle caratteristiche delle Ia. Tali discrepanze riguardano, ad esempio, la luminosità assoluta, il colore ( $U - B$ ), le velocità di espansione e l'intensità della riga del Co II attorno a 3350 Å. Si è visto, inoltre, che pur essendo per molti versi un tipico evento

Ia, 1994D non obbedisce alle relazioni che legano il tasso di declino alla luminosità, il tipo morfologico della galassia parente alla luminosità ed alla velocità di espansione. Ciò ha delle implicazioni notevoli nell'uso di questi oggetti come indicatori di distanza e fornisce delle importanti informazioni, di cui i modelli di esplosione dovranno tenere conto (Cap. 3).

Un ulteriore studio legato all'omogeneità delle Ia, che costituisce un punto cruciale nel loro utilizzo come candele standard, riguarda la **distribuzione del colore** ( $B - V$ ) al massimo. Tale lavoro ha preso spunto dal fatto che in letteratura molte volte è stato affermato che gli oggetti più blu sono stati osservati ad Asiago, adombrando la possibilità che ci possa essere stato un qualche errore sistematico nella fotometria realizzata presso questo Istituto. Per controllare tale ipotesi e per studiare la distribuzione dei colori delle Ia si è intrapresa la ri-calibrazione delle sequenze di confronto attorno ad un certo numero di galassie parenti. L'analisi dei dati ottenuti ha mostrato che solo in un caso c'è stato un errore di natura sistematica, mentre la fotometria di tutti gli altri oggetti si è mostrata essere perfettamente compatibile con gli errori che caratterizzano la tecnica di misura su lastra fotografica, generalmente sottostimati da diversi autori. Ciò ha portato alla discussione ed alla revisione dei metodi sin'ora adottati per la stima del colore intrinseco delle Ia, che richiede una fotometria accurata (CCD) e la conoscenza dell'arrossamento (Cap. 4).

La Tesi si conclude con la presentazione di **SNOoPY**, un nuovo *package* per la riduzione di fotometria CCD di SNe. L'idea è nata dalla necessità di stimare le magnitudini (e quindi i colori) delle SNe nel modo più preciso possibile, in quanto appare chiaro che se si vogliono riconoscere le caratteristiche intrinseche di questi oggetti è necessario limitare gli errori di misura al minimo consentito.

Rispetto ai *software* correnti (e.g. ROMAFOT, DAOPHOT) SNOoPY prevede una grande interattività ed una maggiore flessibilità nella definizione del *background* che costituisce il punto cruciale di tutto il problema. Oltre all'usuale approccio tramite il *fitting* della *Point Spread Function*, si è studiata la possibilità di utilizzare il metodo suggerito da L. Lucy, che fa uso della deconvoluzione a due canali e permette, a differenza dell'usuale deconvoluzione, di conservare il flusso degli oggetti stellari (definiti dall'utente) senza che venga fatta alcuna ipotesi sulla natura del *background* (Cap. 5).

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
1.1	Un panorama osservativo . . . . .	6
1.1.1	Caratteristiche delle SNe Ia . . . . .	6
1.1.2	Caratteristiche delle SNe Ib/Ic . . . . .	9
1.1.3	Caratteristiche delle SNe di tipo II . . . . .	11
1.2	Interpretazione degli spettri . . . . .	12
1.3	Progenitori . . . . .	16
1.3.1	SNe Ia . . . . .	18
1.3.2	SNe Ib/Ic/IIb/II-L . . . . .	19
1.3.3	SNe II-P . . . . .	20
1.4	Frequenza e distribuzione delle SNe . . . . .	20
	Bibliografia . . . . .	23
<b>2</b>	<b>La Supernova 1993J in NGC 3031</b>	<b>27</b>
2.1	Introduzione . . . . .	27
2.2	Fotometria . . . . .	29
2.2.1	Curve di luce di SN 1993J . . . . .	29
2.3	Spettroscopia ad alta risoluzione . . . . .	33
2.3.1	Righe di assorbimento e arrossamento di SN 1993J . . . . .	33
2.3.2	Le righe coronali . . . . .	36
2.4	Spettroscopia a media e bassa risoluzione . . . . .	41
2.4.1	L'evoluzione spettroscopica di SN 1993J . . . . .	44
2.5	Emissione di $H\alpha$ alle fasi avanzate . . . . .	49
2.5.1	Dati e problemi di identificazione . . . . .	49
2.5.2	La shell di Idrogeno . . . . .	53
2.5.3	Massa dell'Idrogeno ionizzato . . . . .	56
2.5.4	Sorgenti energetiche per la luminosità di $H\alpha$ . . . . .	60
2.5.5	Conclusioni . . . . .	68
	Bibliografia . . . . .	71
<b>3</b>	<b>La Supernova 1994D in NGC 4526</b>	<b>75</b>
3.1	Introduzione . . . . .	75
3.2	Osservazioni e riduzione dei dati . . . . .	76
3.2.1	Fotometria . . . . .	76

3.2.2	Spettroscopia . . . . .	78
3.3	Assorbimento interstellare verso 1994D . . . . .	79
3.4	Curve di luce e di colore di 1994D . . . . .	80
3.5	Distanza di NGC 4526 . . . . .	83
3.6	Magnitudine assoluta di 1994D . . . . .	90
3.7	L'evoluzione Spettroscopica . . . . .	92
3.8	Uno spettro sintetico . . . . .	100
3.9	Discussione e conclusioni . . . . .	105
	Bibliografia . . . . .	111
<b>4</b>	<b>I colori delle SNe Ia</b>	<b>115</b>
4.1	Introduzione . . . . .	115
4.2	Osservazioni e riduzione dei dati . . . . .	117
4.3	Risultati . . . . .	118
4.4	Ri-calibrazione delle curve di luce . . . . .	126
4.5	Distribuzione della Magnitudine Assoluta e del colore ( $B - V$ ) . . . . .	131
4.6	Critica alle precedenti stime di $(B - V)_0$ . . . . .	135
4.7	Conclusioni . . . . .	138
	Bibliografia . . . . .	141
<b>5</b>	<b>Fotometria CCD di Supernovae: SNOoPY</b>	<b>145</b>
5.1	Introduzione . . . . .	145
5.2	SNOoPY . . . . .	147
5.3	Costruzione della PSF . . . . .	149
5.3.1	La PSF analitica . . . . .	149
5.3.2	La PSF empirica . . . . .	151
5.3.3	Analisi dei risultati . . . . .	153
5.4	Il metodo di <i>fitting</i> . . . . .	158
5.4.1	Minimizzazione di $\chi^2$ . . . . .	158
5.4.2	Calcolo del gradiente e dell' <i>Hessiano</i> . . . . .	159
5.4.3	Il metodo di Levenberg–Marquardt . . . . .	160
5.5	<i>Fitting</i> della Supernova . . . . .	161
5.5.1	<i>Fitting</i> tramite la PSF analitica . . . . .	162
5.5.2	<i>Fitting</i> tramite la PSF empirica . . . . .	164
5.6	Stima degli errori e della magnitudine limite . . . . .	165
5.7	Un esempio . . . . .	166
5.8	Un approccio alternativo . . . . .	168
	Bibliografia . . . . .	173
	<b>Ringraziamenti</b> . . . . .	<b>175</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

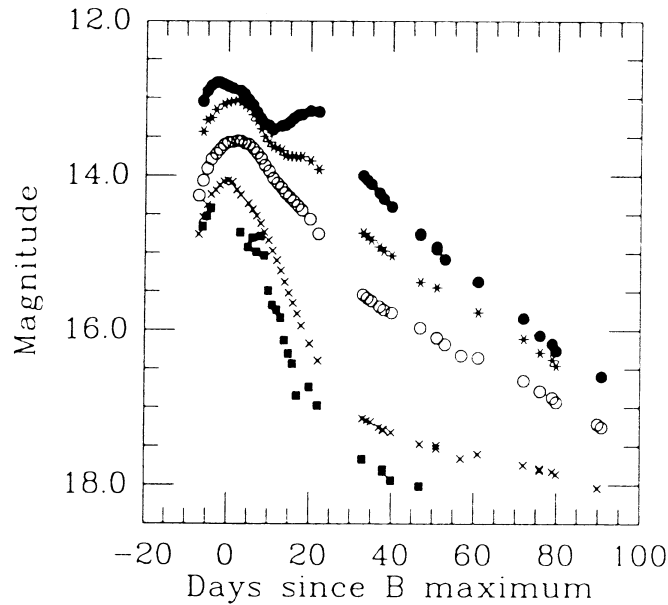
*“Jetzt fangen wir zum singen an !”*

La gran parte delle stelle conclude la propria storia evolutiva in modo quieto. In alcuni casi, però, le circostanze in cui ciò avviene sono tali da sfociare in un'immane evento esplosivo, generalmente indicato come **SUPERNOVA** (SN).

Già a partire dagli anni '40 si comprese che questi oggetti potevano essere raggruppati in due classi dette I e II (Minkowski [30]), che si differenziano rispettivamente per l'assenza o la presenza delle righe della serie di Balmer dell'Idrogeno. L'assenza di righe di H, unita alla maggiore omogeneità mostrata dalle SNe I ed al loro manifestarsi in tutti i tipi morfologici di galassie ha suggerito che le stelle da cui esse traggono origine debbano appartenere ad una popolazione vecchia. Le medesime argomentazioni portano ad identificare con una popolazione giovane, e quindi massiccia, i progenitori delle SNe II.

Per quello che riguarda la classe I va detto, innanzi tutto, che al suo interno esiste un'importante distinzione fra le Ia e le Ib/c. La differenza fondamentale risiede nella presenza di un forte assorbimento nelle Ia a  $\sim 6150 \text{ \AA}$  (correntemente identificato come SiII  $\lambda 6355$ ) che è totalmente assente nelle Ib/c, le quali si differenziano, a loro volta, per la presenza o meno di righe di He. Recenti osservazioni, specialmente quelle relative alla SN 1993J in NGC 3031, hanno mostrato che le SNe Ib/c potrebbero trarre origine dal collasso del *core* di stelle massicce in sistemi binari e dunque essere imparentate con le SNe II. Ciò le distingue nettamente dalle Ia che, nell'attuale scenario, rimangono le uniche SNe a derivare da una popolazione vecchia. Per questo motivo, viste le masse in gioco, non è plausibile invocare il collasso gravitazionale come responsabile dell'esplosione ed è necessario ricercare dei meccanismi alternativi che siano consistenti con i dati forniti dalle osservazioni. Il modello corrente, infatti, prevede l'esplosione termonucleare di una nana bianca che accresce materia in un sistema binario.

Per quanto detto, invece, circa i progenitori delle tipo II, risulta che il miglior candidato al ruolo di responsabile dell'esplosione è il collasso del *core*. E' chiaro che la massa del progenitore al momento dell'esplosione, la sua posizione sul diagramma



**Figura 1.1** : Curve di luce della SN Ia 1992A in NGC 1380 (da Suntzeff, [40]). L'ordine delle bande è IRVBU dall'alto verso il basso. Per motivi di presentazione, la curva R è stata spostata di  $+0.5 \text{ mag}$ , la curva V di  $+1.0 \text{ mag}$ , etc.

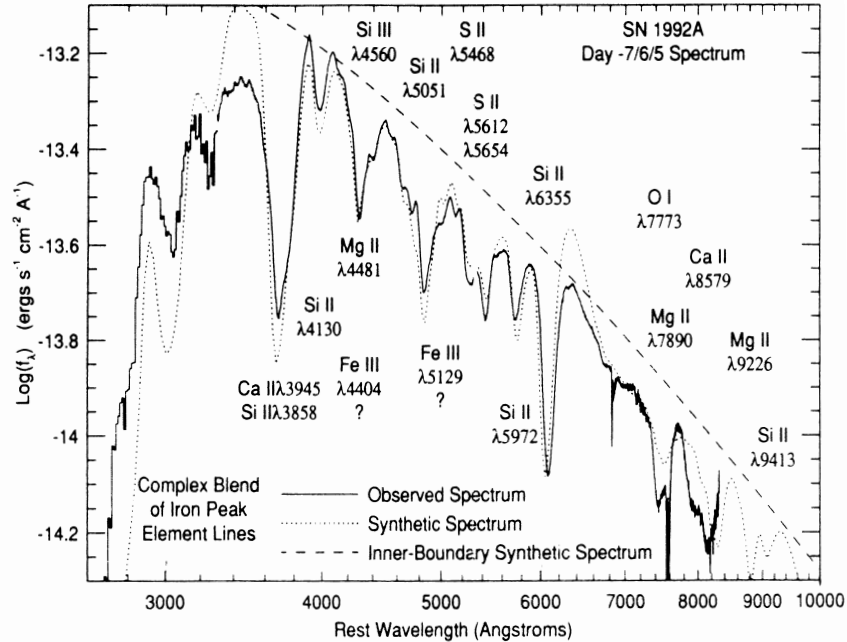
H-R, la perdita di massa e la conseguente interazione fra il materiale espulso durante l'esplosione (*ejecta*) e quello diffusosi precedentemente nell'ambiente circumstellare sotto forma di vento giocano un ruolo fondamentale nel modificare le caratteristiche osservative di questa classe di oggetti.

## 1.1 Un panorama osservativo

### 1.1.1 Caratteristiche delle SNe Ia

Una delle caratteristiche principali delle SNe Ia è la loro relativa omogeneità, che emerge soprattutto quando le si paragona allo scenario mostrato dalle SNe di tipo II (cfr., ad esempio, Patat et al. [34]).

Un recente lavoro di Branch et al. [9] ha mostrato che, sulla base di un'attenta analisi degli spettri di 84 SNe Ia, 89% degli oggetti inclusi nel campione non mostra deviazioni significative dal comportamento *standard* definito da oggetti come 1981B (Branch et al. [8]), 1989B (Barbon et al. [5]) e 1992A (Kirshner et al. [27]). Il rimanente 11% degli oggetti è costituito dalle SNe Ia peculiari 1986G, 1991T, 1991bg e da alcune SNe i cui spettri portano a supporre analoghe deviazioni dal comportamento ordinario. Poiché la presenza di oggetti peculiari getta un'ombra di



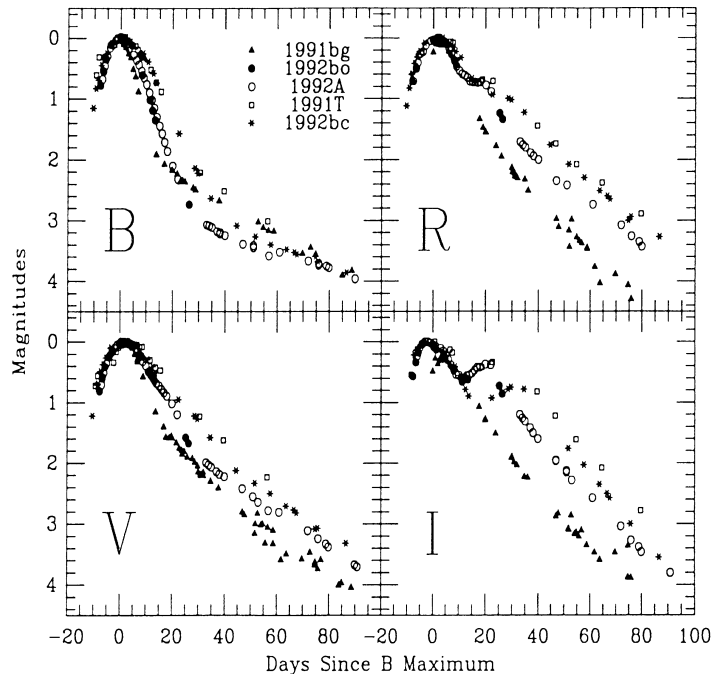
**Figura 1.2** : Spettro di 1992A 5 giorni prima del massimo (Kirshner et al. [27]).

dubbio sull'effettiva omogeneità delle SNe Ia, e quindi sul loro ruolo di indicatori di distanza, il riconoscimento di eventuali peculiarità assume un'importanza notevole.

In Fig. 1.1 sono mostrate le curve di luce della SN 1992A, che rappresenta un tipico esempio di SN di tipo Ia (Kirshner et al. [27]). Come si può notare al passare dalle bande più blu a quelle più rosse il picco del massimo si allarga, sino a presentare un specie di *plateau* in R ed un vero e proprio massimo secondario in I attorno a 20 giorni dal massimo B. La ragione di tale comportamento, che si accentua nelle bande infrarosse, non è ancora stata compresa. A partire da circa 30 giorni il declino di luminosità in tutte le bande segue un andamento esponenziale, con un tasso di decadimento medio nella banda B  $\gamma_B \sim 1.2\text{--}1.5 \text{ mag}/100^d$ .

Per quello che riguarda le curve di colore va notato che gli indici  $(V - R)$  e  $(V - I)$  presentano un comportamento diverso da quello mostrato da  $(U - B)$  e  $(B - V)$ , almeno durante le fasi iniziali. I primi infatti tendono a diminuire fino a raggiungere un minimo attorno ai 10 giorni per poi ricrescere fino al massimo, che viene raggiunto in concomitanza con  $(U - B)$  e  $(B - V)$  attorno ai 25 giorni, fase alla quale si ha anche il verificarsi del secondo massimo nella curva di luce I (cfr. anche il Cap. 3).

Interessante e piuttosto omogenea è l'evoluzione del colore  $(B - V)$ . Nel caso di 1992A esso assume valori leggermente negativi prima del massimo B, in coincidenza del quale si ha  $(B - V)_{max} = 0.0$ . Dopo di che esso cresce sino al valore massimo  $\sim +1.1$  raggiunto attorno ai 25 giorni per declinare poi lentamente nelle fasi successive, in



**Figura 1.3** : Confronto fra le curve di luce di alcune SNe Ia (da Suntzeff [40]).

ottemperanza al comportamento medio definito da altri oggetti di questa classe (cfr. Barbon et al. [2]).

La magnitudine assoluta delle SNe Ia *normali* al massimo risulta essere pari a  $M_B \simeq M_V \simeq -19.75 + 5 \log(H_0/50) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  con una dispersione dell'ordine di  $\sigma(M_B) \simeq \sigma(M_V) \simeq 0.2 \text{ mag}$  (Vaughan et al. [44]). Circa l'omogeneità del comportamento fotometrico all'interno della classe Ia e le sue implicazioni sull'uso di questi oggetti come indicatori di distanza si ritornerà diffusamente nel Cap. 3.

Gli spettri ottici delle SNe Ia di tipo *normale* prima e attorno al massimo possono essere schematizzati come un continuo termico sul quale si sovrappongono righe di elementi come Si II, Ca II, S II e O I. La caratteristica principale è la presenza di due profondi assorbimenti attorno a  $6150\text{\AA}$  (Si II) e a  $3750\text{\AA}$  (CaII). Altri assorbimenti si osservano a  $4000\text{\AA}$  (SiII, CoII),  $4300\text{\AA}$  (Mg II, Fe II),  $4900\text{\AA}$  (Si II, S II),  $5300\text{\AA}$  e  $5500\text{\AA}$  (S II),  $5700\text{\AA}$  (Si II),  $7500\text{\AA}$  (O I, Mg II) e  $8200\text{\AA}$  (Ca II). Alcune identificazioni sono mostrate in Fig. 1.2, in cui è presentato lo spettro di 1992A ottenuto unendo i dati raccolti alle fasi  $-7/6/5$  (Kirshner et al. [27]). Una dettagliata analisi dell'evoluzione spettroscopica di una SN di tipo Ia durante la fase fotosferica verrà comunque presentata nel Cap. 3, quando si discuteranno i dati ottenuti per 1994D durante lo sviluppo di questo lavoro.

Alle fasi più avanzate, con l'instaurarsi della fase nebulare, gli spettri sono dominati da *blends* di [Fe II], [Fe III], [Co III] e dal doppietto H&K del Calcio. Ciò indica che gli strati più profondi e più lenti sono costituiti da isotopi appartenenti al così

detto *iron peak* (Axelrod [1]).

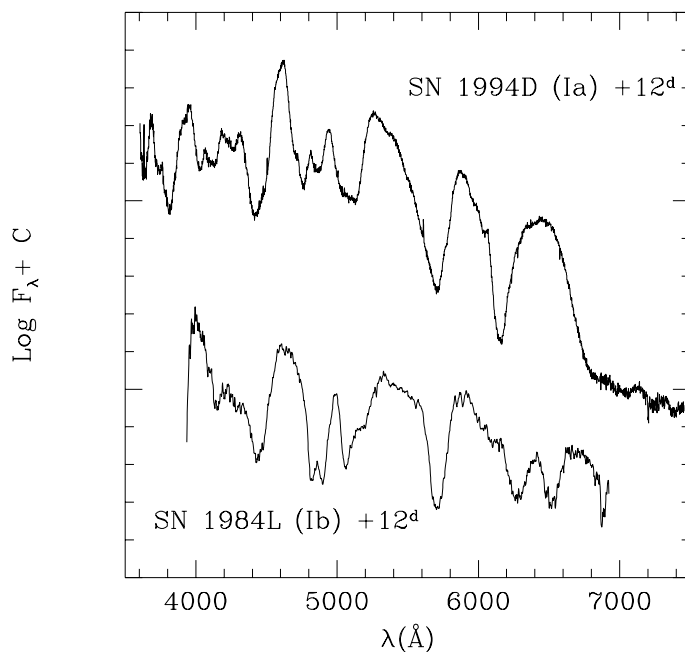
L'omogeneità nel comportamento delle Ia è stata messa in discussione a partire dalla scoperta di oggetti peculiari come 1991T (Filippenko et al. [20]) e 1991bg (Filippenko et al. [19]). Il primo dei due oggetti si è rivelato essere più luminoso della media, con una curva di luce lenta ed un comportamento spettroscopico del tutto inusuale per una Ia attorno al massimo. 1991T ha mostrato, infatti, una forte deficienza di elementi di massa intermedia negli strati più esterni (Jeffery et al. [26]), in modo tale che l'intensa riga attribuita al Si II non era addirittura visibile. Dall'altro lato, 1991bg pare rappresentare un'esplosione più debole del normale, con una curva di luce più rossa e più rapida. Gli spettri indicano velocità di espansione minori e la presenza di una piccola frazione di materiale espulso sotto forma di elementi dell'*iron-peak*. Va notato che altri oggetti, come 1986G (Phillips et al. [35], Cristiani et al. [16]) e 1992K (Hamuy et al. [22]), hanno mostrato dei tratti in comune con 1991bg, come viene discusso da Turatto et al. [42].

Oltre a questi grandi deviazioni dal così detto comportamento *standard*, vi sono delle leggere differenze tra gli oggetti *normali*, come si avrà modo di illustrare nel Cap. 3. Esse riguardano i tassi di declino, le luminosità intrinseche, i colori e le velocità di espansione. Man mano che si acquisiscono nuovi dati vengono alla luce in modo sempre più chiaro evidenze di una certa dispersione intrinseca nei parametri che caratterizzano questa classe di oggetti (Phillips [36], Hamuy et al. [23]). In Fig. 1.3 viene mostrato un esempio, tratto da Suntzeff [40], della varietà mostrata dalle curve di luce di alcune SNe Ia.

### 1.1.2 Caratteristiche delle SNe Ib/Ic

Come si è già anticipato, le SNe di tipo Ib sono caratterizzate dalla mancanza della riga attribuita al Si II e dalla presenza, invece, di forti righe di He I nelle fasi che seguono il massimo (Elias et al. [17]). Ciò appare chiaramente in Fig. 1.4, dove si sono posti a confronto due spettri fotosferici della SN Ia 1994D (v. Cap. 3) e della SN Ib 1984L (Wheeler & Levreault [45]). La differenza diviene molto più marcata alla fasi avanzate, in quanto emergono righe come Mg]  $\lambda$ 4571, Na D, [O I]  $\lambda$ 6300, 6364, [Ca II]  $\lambda$ 7291, 7323 ed il tripletto infrarosso del Ca II, del tutto assenti negli spettri nebulari delle Ia.

Se la differenza fra le Ia e le Ib è prevalentemente spettroscopica, è pur vero che anche dal punto di vista fotometrico appaiono delle diversificazioni. Anche per questi oggetti la curva di luce appare composta da due tratti ben riconoscibili: il primo di essi si estende fino a 40 giorni dopo il massimo ed ha un tasso di declino pari a  $5.7 \text{ mag}/100^d$ , mentre il secondo tratto ha una pendenza pari a circa  $1.0 \text{ mag}/100^d$ . Mentre il primo numero è simile a quello caratteristico delle Ia, il secondo si accosta nettamente a quello che distingue la coda radioattiva delle tipo II (v. oltre). Inoltre, le curve di luce delle Ib sono globalmente più deboli e più rosse di quelle delle Ia; la loro magnitudine assoluta al massimo è circa  $1.5 \text{ mag}$  più debole di quella delle Ia. Va notato che le Ib sono state scoperte solo entro i bracci di galassie a spirale e ciò suggerisce che esse abbiano origine da stelle relativamente massicce di popolazione

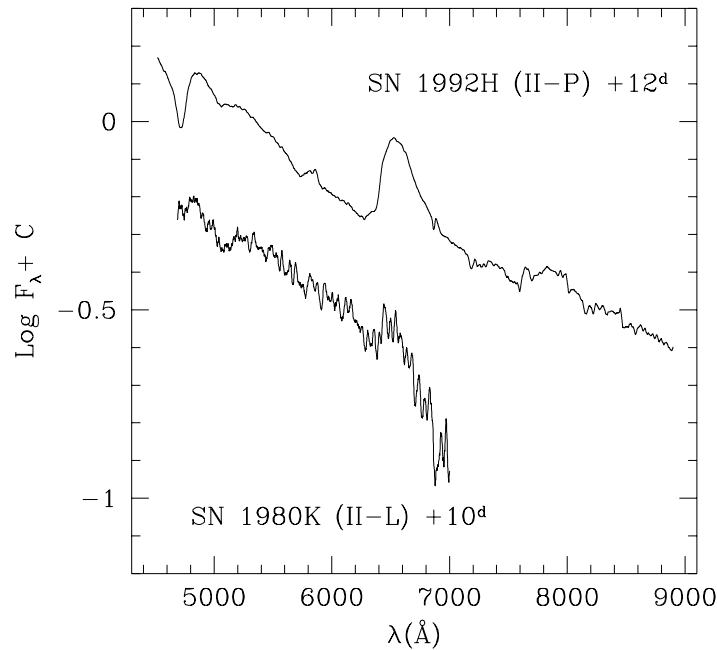


**Figura 1.4** : Confronto fra lo spettro di una SN Ia (1994D, v. Cap. 3) e di una Ib (1984L, Wheeler & Levreault [44]) a 12 giorni dal massimo.

I e che il meccanismo esplosivo vada identificato con il collasso del *core*. Il fatto che non venga osservata alcuna traccia di Idrogeno negli spettri viene generalmente attribuito alla presenza di un compagno, il quale è responsabile della depauperazione dell'involuppo del progenitore.

Le SNe di tipo Ic sono caratterizzate dalla mancanza simultanea del Si II e del He I nei primi due mesi dell'evoluzione spettroscopica. Attorno al massimo gli spettri sono caratterizzati da un forte assorbimento di O I  $\lambda 7774$  e da strutture che sono prevalentemente attribuibili a *blend* di Fe II. Durante la fase nebulare le Ic mostrano una certa parentela con le Ib piuttosto che con le Ia, visto che nei loro spettri si osservano righe come Mg I  $\lambda 4571$ , [O I]  $\lambda 5577$ , Na ID, [O I]  $\lambda \lambda 6300, 6364$  e [Ca II]  $\lambda \lambda 7291, 7323$ . Le curve di luce delle Ic sono simili a quelle delle Ib, sia in termini di magnitudini assolute che di colori, anche se tutti gli oggetti ben studiati mostrano un tasso di declino post-massimo più veloce di quello trovato per le Ia e le Ib. A differenza di quanto visto per le Ia, nè le Ib nè le Ic mostrano il massimo IR secondario attorno a 20 giorni.

Analogamente a quanto accade per le Ib, le SNe Ic vengono osservate in ambienti caratterizzati dalla Popolazione I, suggerendo ancora una volta lo scenario del *core collapse* come responsabile dell'esplosione, anche se non è stata ancora trovata nessuna prova diretta. L'evoluzione spettrale delle Ic si adatta ad un progenitore che abbia perso sia l'Idrogeno che l'Elio, presumibilmente a causa del trasferimento di



**Figura 1.5** : Confronto fra lo spettro fotosferico di una SN di tipo II-P (1992H, Clocchiatti et al. [14]) ed uno di tipo II-L (1980K, Barbon et al. [4]). Mentre nel primo caso si distinguono nettamente  $H\alpha$  ed  $H\beta$ , nel caso di 1980K le due righe sono a malapena visibili.

massa all'interno di un sistema binario. In altre parole le Ib/c potrebbero provenire da progenitori molto simili, la cui unica differenza risiederebbe in una diversa abbondanza di He ed O nell'involuppo. Per questo motivo a volte si parla di Ib *He-rich* o *He-poor* (Harkness & Wheeler [24]).

### 1.1.3 Caratteristiche delle SNe di tipo II

Come si è già anticipato, le SNe di tipo II sono caratterizzate dalla presenza di Idrogeno negli spettri. La riga  $H\alpha$  è solitamente la struttura più evidente già alle fasi di massimo, anche se in alcuni casi lo spettro appare come un puro continuo. Questi oggetti sono associati ad ambienti di Popolazione I e nessuna SN II è stata scoperta in una galassia ellittica. Una prima suddivisione di questi oggetti è stata operata da Barbon, Ciatti e Rosino [3] a seconda della morfologia della curva di luce, ed ha portato alla nascita dei due sottotipi *lineare* (L) e *plateau* (P).

Le II-P mostrano un'intensa  $H\alpha$  con un netto profilo PCygni (v. Fig. 1.5); la curva di luce è caratterizzata dall'instaurarsi di una pausa nel declino della luminosità, che la fa restare praticamente costante anche per un mese. Questi oggetti sono tipicamente 1.5 *mag* più deboli delle Ia. Le II-L mostrano un declino esponen-

ziale, che fa perdere circa  $5 \text{ mag}/100^d$  nelle fasi successive al massimo. Nei dintorni del massimo lo spettro si presenta come un puro continuo (v. Fig. 1.5) e le righe iniziano ad emergere circa un mese più tardi. Entrambe le sottoclassi appaiono molto eterogenee, senza che vi sia una netta distinzione fra di esse; inoltre, lo scarso numero di II-L non ha ancora permesso di comprendere se la mancanza del profilo P-Cygni in  $H\alpha$ , che caratterizza i due eventi lineari 1979C e 1980K, sia una caratteristica comune a tutti gli oggetti che seguono questo comportamento fotometrico. In Fig. 1.6 viene mostrata la curva di luce composita per 34 SNe II (da Patat et al. [34]) in cui lo scenario mostrato da questi oggetti appare in tutta la sua complessità. Le magnitudini assolute al massimo variano fra  $M_B \simeq -14.0$  (SN 1987A) e  $M_B \simeq -19.5$  (SN 1979C), con curve di luce dalle morfologie più svariate. Il quadro è ulteriormente complicato dalla presenza di oggetti come 1987F e 1988Z, spesso classificati come IIn (*narrow*) a causa dello stretto profilo di emissione mostrato dalle righe dei loro spettri (Schlegel [37]), per i quali si pensa che l'interazione con il mezzo circumstellare abbia giocato un ruolo molto importante (Chugai [15]).

Un fatto notevole riguarda l'evoluzione fotometrica alle fasi avanzate ( $t > 150^d$ ). Come si può notare in Fig. 1.6, infatti, la gran parte degli oggetti, siano essi di tipo L o P, si stabiliscono lungo una coda esponenziale con una pendenza che è del tutto simile a quella attesa per il decadimento  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  ( $0.98 \text{ mag}/100^d$ ), con una luminosità del tutto confrontabile, specialmente se la si paragona a quella che i singoli oggetti hanno nelle fasi di massimo. Ciò è stato spesso interpretato come l'indice di una piccola dispersione nella massa di  $^{56}\text{Ni}$  sintetizzato durante l'esplosione (cfr. Patat et al. [34]).

Per quello che riguarda l'evoluzione spettroscopica, va detto che le SNe II mostrano nella fase fotosferica righe di Mg II, Ca II, Fe I e Fe II, oltre a Ba I, He I, Na I e Sc II. Nella fase nebulare le righe della serie di Balmer sono ancora presenti, accanto a Mg I]  $\lambda 4571$ , Na ID, [O I]  $\lambda\lambda 6300, 6364$ , *blends* di [Fe II], Ca II]  $\lambda\lambda 7291, 7323$ , Ca II  $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$ , [C I]  $\lambda 8730$ , righe del [Co II] e del [Ni II].

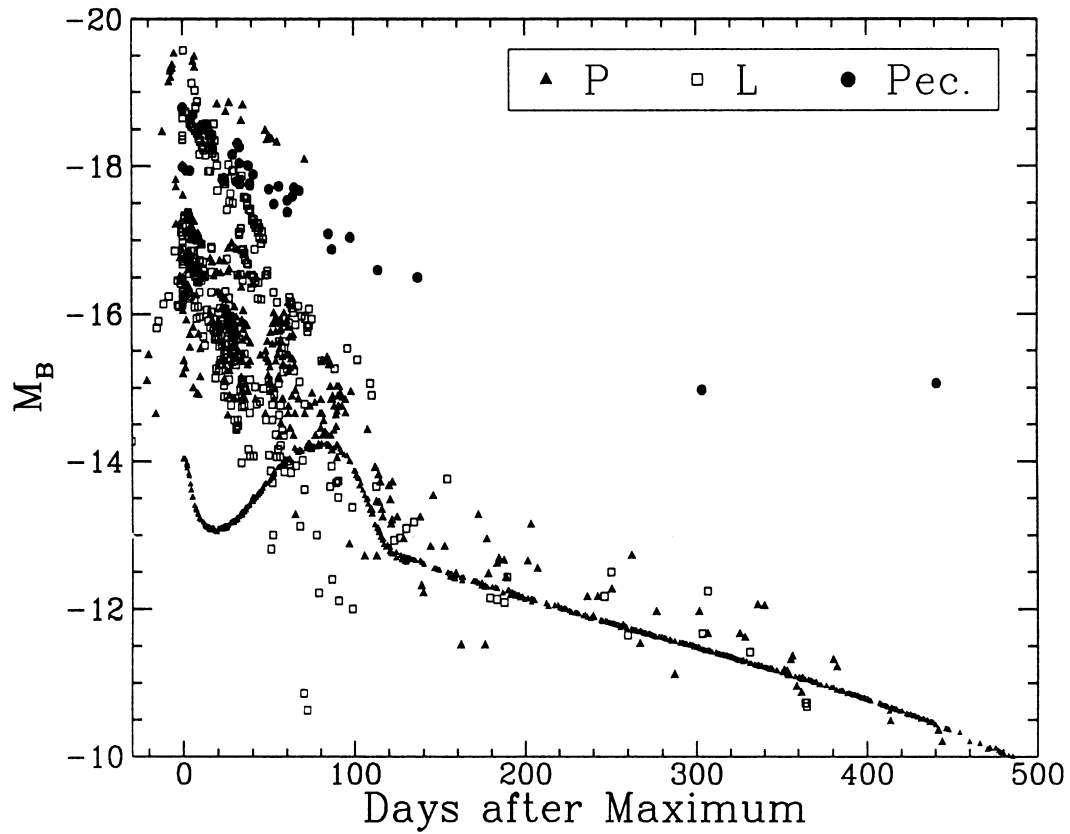
Durante lo sviluppo di questa Tesi (si veda il Cap. 2) è stata studiata la SN 1993J, che rappresenta un oggetto di transizione fra le SNe II e le Ib. Essa infatti, come si vedrà molto più dettagliatamente in seguito, ha mostrato una transizione fra uno spettro dominato dalla serie di Balmer dell'Idrogeno ad uno caratterizzato dalla forte presenza di He, spingendo la comunità scientifica a classificarla come Ib (Filippenko et al. [21]). Questo fatto ha rafforzato la convinzione che ci sia uno stretto legame fra le due classi di oggetti, come era già stato suggerito da Filippenko [18] sulla base dei dati della SN 1987K.

## 1.2 Interpretazione degli spettri

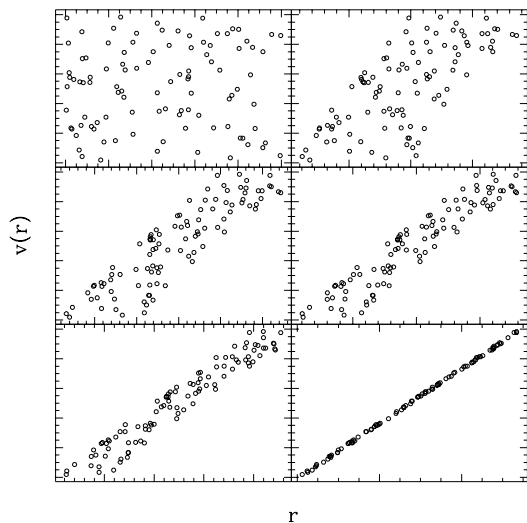
Come si è visto nei precedenti paragrafi, fatta eccezione per le SNe di tipo IIn e II-L, le righe presenti negli spettri di questi oggetti attorno al massimo mostrano dei netti profili di tipo P-Cygni.

Per comprendere questa morfologia va detto, innanzitutto, che la densità nell'involuppo





**Figura 1.6** : Curve di luce B assolute per 34 SNe II (da Patat et al. [34]). La curva di luce ben definita, nella parte bassa della figura, appartiene alla SN 1987A esplosa in LMC.



**Figura 1.7** : Evoluzione del campo di velocità nel materiale in espansione a partire dall'istante in cui cessano gli effetti idrodinamici. Le scale in entrambi gli assi sono arbitrarie.

di una SN nelle prime settimane dopo l'esplosione è sufficientemente alta da far sì che la profondità ottica per la radiazione continua raggiunga l'unità all'interno dell'involucro stesso. Ciò causa l'insorgere di una *fotosfera*, presso la quale viene emesso uno spettro continuo, generalmente approssimato dai modelli con un corpo nero. Già da un punto di vista intuitivo risulta chiaro che i profili osservati sono la conseguenza dello *scattering* dei fotoni emessi alla fotosfera fuori dalla linea di vista. Tramite tale meccanismo, infatti, il numero dei fotoni blu viene diminuito a favore di quello dei fotoni rossi.

Poiché il profilo delle righe è di importanza fondamentale nella comprensione del fenomeno SN, nel seguito si discuterà un approccio più quantitativo che, pur non scendendo nei complicati dettagli del problema, dà un quadro generale del fenomeno. Maggiori informazioni si possono trovare in Jeffery & Branch [25].

Prima di tutto è necessario introdurre il concetto di *espansione omologa*.

Immediatamente dopo l'esplosione si ha una fase in cui il materiale viene accelerato e si hanno interazioni macroscopiche fra i suoi singoli elementi. Quando la materia si è sufficientemente espansa, queste interazioni cessano ed i singoli elementi di fluido si trovano in moto rettilineo uniforme con una certa velocità. E' chiaro che dopo un certo tempo, gli elementi più veloci si troveranno nelle regioni più esterne, mentre quelli lenti saranno confinati verso l'interno. Questo processo viene illustrato in Fig. 1.7. All'istante in cui le interazioni cessano, la velocità è distribuita in modo caotico in funzione della distanza  $r$  dal centro dell'esplosione. A partire da tale epoca si ha una progressiva tendenza all'ordine, fino a raggiungere la situazione in cui la velocità in un dato punto è proporzionale a  $r$ . Generalmente

il campo di velocità che ne risulta viene espresso come:

$$v(r) \propto r/t \quad (1.1)$$

E' chiaro, quindi, che dopo una certa fase, detta di *coasting*, l'espansione del materiale espulso da una SN è analoga al flusso di Hubble per l'espansione dell'Universo. Ne consegue che, almeno per quello che riguarda la velocità relativa fra i singoli elementi di fluido, non esiste una direzione privilegiata e ciò permette di introdurre una notevole semplificazione nella trattazione del trasporto radiativo.

Un altro fatto importante riguarda il gradiente del campo di velocità. Attesa la 1.1 è chiaro che  $dv/dr$  non dipende da  $r$ ; inoltre, viste le velocità in gioco ( $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ ), esso è decisamente grande. Ciò ha una notevole implicazione. Si immagini, infatti, che un fotone venga emesso alla fotosfera e che venga assorbito da una certa riga nell'atmosfera e riemesso in una qualunque direzione. Poichè il fotone stesso può essere assorbito, tramite la stessa riga, solo da materiale dotato di velocità relativa nulla, esso non interagirà più con tale transizione. In realtà, i moti microscopici della materia fanno sì che il fotone possa essere assorbito solo entro una certa distanza dal punto in cui è stato emesso. Tale distanza è data da:

$$l = \frac{v_T}{dv/dr} = \frac{v_T}{v_{cut}} r_{cut} \quad (1.2)$$

dove  $r_{cut}$  è il raggio massimo della materia,  $v_{cut}$  è la velocità in tale posizione e  $v_T$  è la velocità termica. Usando valori tipici per le due velocità ( $v_{max} \sim 2 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_T \sim 10^2 \text{ km s}^{-1}$ ) si ha che  $l \sim 5 \times 10^{-3} r_{cut}$ , che è quindi una frazione molto piccola rispetto al raggio dell'intera SN. Per questo motivo si può pensare che l'interazione fra un fotone ad una certa transizione sia limitato ad una ristretta regione, detta zona di risonanza (approssimazione di Sobolev, [38]).

E' piuttosto semplice utilizzare questi concetti in un codice che produca il profilo osservato per una certa riga a partire dai parametri fondamentali, che sono la velocità alla fotosfera  $v_{ph}$ , la velocità massima  $v_{cut}$ , il profilo di densità e la profondità ottica  $\tau_{ph}$  della riga alla fotosfera. Quest'ultima rappresenta, praticamente, la profondità ottica che un fotone deve attraversare nella zona di risonanza adiacente alla fotosfera stessa. Comunemente per il profilo di densità si adotta una legge del tipo:

$$\rho(v) = \rho_{ph} \left( \frac{v_{ph}}{v} \right)^n \quad (1.3)$$

dove  $n$  è tipicamente pari a 7 (per le SNe Ia) e  $\rho_{ph}$  è la densità alla fotosfera. In sostanza, il profilo osservato viene calcolato integrando il flusso sulle superfici di iso-velocità, che nell'ipotesi di espansione omologa sono dei piani perpendicolari alla linea di vista. Il procedimento è simile a quello descritto nel Par. 2.5 di questa Tesi, con la differenza che in questo caso si deve tener conto dello *scattering*, del fatto che alcuni fotoni rientrano nella fotosfera e dell'esistenza di una regione occultata dalla fotosfera stessa.

In Fig. 1.8 vengono presentati, a titolo di esempio, alcuni risultati ottenuti tramite un codice che è stato scritto durante lo sviluppo di questo lavoro. Come

si può notare, la posizione del massimo dell'emissione rimane sempre costante al variare dei parametri. Non è così, invece, per il minimo dell'assorbimento. Nel caso in cui  $n=7$  e  $\tau_{ph}=10$ , esso si trova praticamente alla velocità della fotosfera, mentre profondità ottiche maggiori o leggi di densità meno ripide ne provocano uno spostamento verso il blu. Questo ha un'importante conseguenza sulla stima della velocità fotosferica a partire dalle osservazioni. Infatti, come si vedrà più diffusamente nel Cap. 3, le righe forti (che hanno quindi una  $\tau_{ph}$  elevata) portano a sovrastimare sistematicamente questo parametro, specialmente quando la fotosfera recede verso l'interno dell'involuppo.

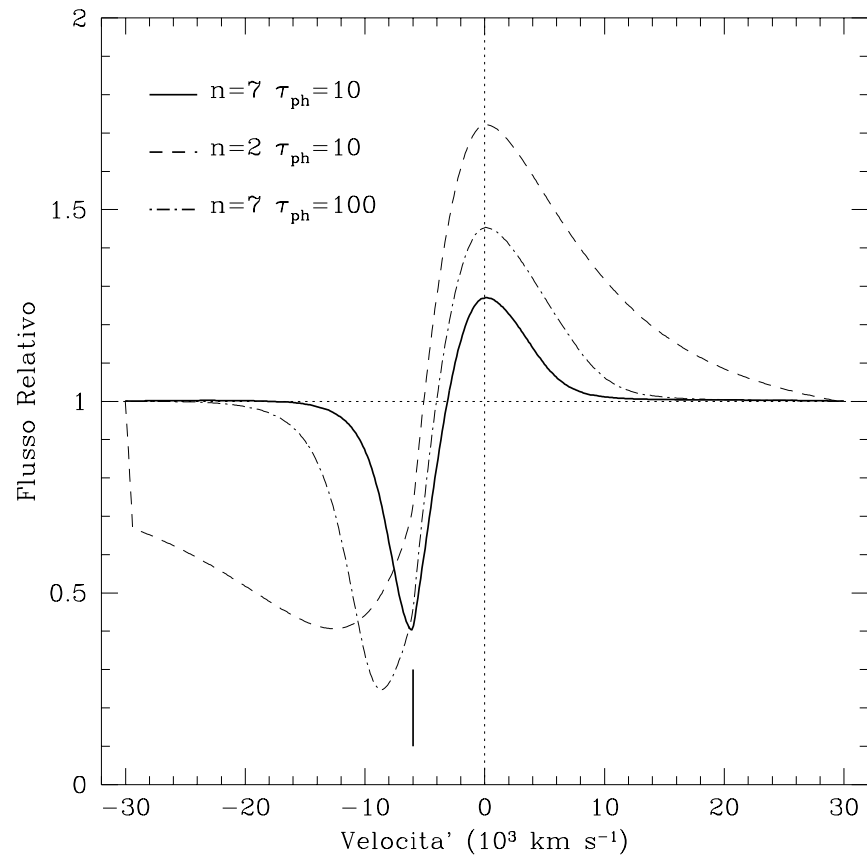
Va infine notato che, anche se nel modello c'è della materia che si muove ad una velocità  $v_{cut}=30000 \text{ km s}^{-1}$ , nel caso  $n=7$ ,  $\tau_{ph}=10$  praticamente a partire da  $\sim 15000 \text{ km s}^{-1}$  dal centro della riga, il flusso è nullo. Questo accade poichè oltre tale velocità la densità (e quindi la profondità ottica) non è sufficientemente alta affinché lo *scattering* operi in modo efficiente. Quindi, a parte nei casi in cui  $n$  è piccolo ( $\sim 2$ ), le velocità massime dedotte dall'ala blu dell'assorbimento o da quella rossa dell'emissione sono sempre inferiori alle reali velocità terminali degli *ejecta*.

Questi risultati sono ovviamente validi nel caso in cui lo *scattering* da parte di un'unica riga sia il solo fenomeno a operare. E' chiaro, però, che tale scenario non è in grado di spiegare il profilo di  $H\alpha$  osservato per le SNe come 1979C e 1980K (II-L), che pur avendo l'ala blu più ripida di quella rossa, non mostra una chiara evidenza della componente in assorbimento. Una possibile spiegazione è che sia presente una sorgente al flusso indipendente dallo *scattering*, per esempio l'eccitazione collisionale della materia, che ricombinandosi dà origine ad un *surplus* nell'emissione. Ciò ha l'effetto di *riempire* l'assorbimento e di rendere la riga asimmetrica, come hanno suggerito Branch et al. [7].

Nel caso reale, naturalmente, la presenza nell'atmosfera di diversi elementi rende il problema molto più complicato, a causa del sovrapporsi delle righe. Un approccio che si è dimostrato molto utile è quello descritto da Mazzali & Lucy [29], che fa uso di un metodo di tipo Monte Carlo. In questa trattazione del trasporto radiativo, ogni singolo fotone emesso alla fotosfera viene seguito in tutti gli *scattering* che esso subisce, sia da parte di righe che di elettroni, finchè si trova al di fuori dell'involuppo e giunge all'osservatore. Il *best fit* fra lo spettro sintetico così ottenuto e le osservazioni fornisce i parametri fondamentali. Un esempio dell'applicazione di questo metodo viene descritto nel Cap. 3.

### 1.3 Progenitori

Nei seguenti paragrafi viene presentata una breve introduzione ai correnti modelli per i progenitori ed ai meccanismi di esplosione da essi previsti per i vari tipi di oggetti.



**Figura 1.8** : Profili P-Cygni ottenuti per tre diversi set di parametri. Il tratto verticale, posizionato a  $-6000 \text{ km s}^{-1}$ , rappresenta la velocità alla fotosfera, che è stata tenuta costante in ciascuno dei tre modelli. La velocità massima della materia è pari a  $v_{cut}=30000 \text{ km s}^{-1}$ .

### 1.3.1 SNe Ia

A differenza delle SNe di tipo II, le Ia non appaiono associate a regioni HII in galassie spirali (Van Dyk [43], Bartunov et al. [6]). Questo fatto, unito all'esplosione di questi oggetti anche nelle galassie ellittiche implica che esse non possono derivare dal collasso del *core* di stelle con  $M > 8 M_{\odot}$ . In aggiunta, è alquanto improbabile che stelle singole di massa inferiore a questo valore possano rappresentare dei validi candidati al ruolo di progenitori delle Ia, in quanto si pensa che tali oggetti formino delle nebulose planetarie e diano origine a delle nane bianche. L'idea che si è venuta sviluppando nel corso degli anni è, quindi, che le SNe Ia derivino da nane bianche che accrescono materia da un compagno, in un sistema binario, fino a raggiungere delle particolari condizioni fisiche che ne provochino l'esplosione. Come deriva dalla teoria dell'evoluzione stellare si possono avere tre possibili composizioni per le nane bianche, ovvero He, O–Ne–Mg e C–O. I primi due tipi vanno esclusi dallo scenario dei progenitori, in quanto le nane di He sono sì in grado di esplodere, ma la composizione che ne deriva è in completo disaccordo con le osservazioni, mentre le nane di O–Ne–Mg non sono sufficientemente numerose per costituire il canale principale di esplosione delle Ia (cfr. Branch et al. [10]). Ciò implica che le nane di C–O restano i candidati favoriti.

Nel modello classico (Woosley & Weaver [47]) una nana bianca di C–O accresce materia sino a raggiungere il limite di Chandrasekhar, il Carbonio si accende al centro e la stella viene completamente distrutta dal fronte di combustione (*flame*), che può essere supersonico (detonazione), subsonico (deflagrazione) o avere una complicata evoluzione in velocità (e.g. *delayed detonation*). Questo implicitamente spiega l'omogeneità delle Ia, anche se piccole variazioni sul tema potrebbero rendere conto degli oggetti peculiari come 1991T e 1991bg. Purtroppo, tale modello, che trova uno dei più diffusi esempi nel modello deflagrativo W7 di Nomoto et al. [32], incontra subito dei problemi, in quanto appare piuttosto difficile che la nana raggiunga la massa limite alle condizioni necessarie per l'esplosione. Inoltre, se il materiale che viene catturato è Idrogeno si hanno fenomeni che ostacolano l'accrescimento stesso (H flash, He flash, venti e formazione di un involucro comune).

Una diversa classe di modelli (Woosley et al. [46]) prevede che a esplodere, questa volta fuori centro, sia uno strato di He posto al di sopra della nana di C–O. Ciò accadrebbe *prima* che la stella raggiunga la massa limite e per questo si parla di esplosioni *sub-Chandrasekhar*. In questo caso si ha una doppia detonazione diretta (DDD), in quanto tali modelli prevedono l'esistenza di due fronti di combustione, uno diretto verso l'esterno, nella *shell* di He, e l'altro verso il core di C–O. Il problema è rappresentato dai prodotti della combustione, che non si accordano con le osservazioni. Questi fatti fanno propendere per l'accensione del C piuttosto che dell'He. In un recente lavoro, Branch et al. [10] analizzano sette diversi possibili scenari per i *C-ignitors* e quattro per i gli *He-ignitors*. Essi concludono che i canali più plausibili per la formazione di una SN Ia sono la coalescenza di due nane di C–O e l'accrescimento di H in un tempo scala termico, da parte di un donatore sub-gigante (Super Soft X–Rays Sources). Lo scenario proposto da Munari & Renzini [31], se-

condo cui le stelle simbiotiche potrebbero svolgere il ruolo in esame, viene scartato da Branch et al. [10], poichè esso richiederebbe la presenza di H negli spettri, fatto, questo, di cui non si ha ancora una sicura evidenza.

Naturalmente questi scenari vanno controllati sulla base delle osservazioni. Ad esempio lo studio dell'emissione radio e la ricerca di righe strette di H, He, C ed O potrebbero fornire importantissime informazioni circa il compagno della stella che esplode.

### 1.3.2 SNe Ib/Ic/IIb/II-L

Molto recentemente Nomoto et al. [33] hanno proposto uno schema unico, che è in grado di spiegare l'origine di tutti gli oggetti che plausibilmente derivano dal collasso del *core* di stelle massicce spogliate del loro involucro. Ciò viene sostanzialmente ottenuto invocando il *merging* di due stelle in un sistema binario stretto, il quale può produrre un diverso grado di depauperazione dell'involucro di H nella stella massiccia. Nomoto et al. [33] suggeriscono che vi siano due possibili modi di trasferimento di massa, uno conservativo e l'altro non-conservativo. Nel primo caso le due stelle sopravvivono come separate, mentre nel secondo caso la stella donatrice viene inglobata nell'involucro dell'altra. Nel primo caso rientrano i sistemi progenitori delle Ib/c:

**Ib:** in questo caso il sistema binario evolve fino ad avere una stella di He ed una stella di Sequenza Principale. Se la massa della prima stella supera le  $\sim 2.5 M_{\odot}$ , essa subisce il collasso del *core* di Fe ed esplode sotto forma di Ib, a causa della presenza dell'Elio;

**Ic:** se la massa della stella di He è minore di  $\sim 5 M_{\odot}$ , il suo involucro si espande fino a riempire il lobo di Roche. Dopo la perdita di tale involucro, la stella di He diviene una stella di C+O, la cui esplosione viene innescata dal collasso del *core* di Fe e risulta in una Ic.

Nel secondo caso, le due stelle si fondono assieme e perdono una frazione significativa del loro involucro comune a causa del riscaldamento per frizione. In questo scenario rientrano le SNe di tipo IIb, II-L e II<sub>n</sub>.

**IIb:** se la massa dell'involucro è minore di  $\sim 1 M_{\odot}$ , la configurazione del sistema risulta simile a quella che i modelli hanno invocato per 1993J. Le curve di luce attorno al picco secondario (v. Cap. 2) e le code esponenziali sarebbero del tutto analoghe a quelle delle Ib. Come si vedrà nella parte originale di questo lavoro, 1993J continua a mostrare emissione di  $H\alpha$ , dovuta all'interazione con il mezzo circumstellare, anche alle fasi avanzate. Perchè ciò non sia accaduto anche per l'unico altro oggetto di transizione noto (1987K) non è ancora del tutto chiaro.

**II-L:** se la massa dell'involucro è  $\sim 2-3 M_{\odot}$ , il raggio della super gigante rossa (RSG) al momento dell'esplosione è pari a quello iniziale. Tuttavia, a causa della piccola massa dell'involucro, la velocità di espansione al bordo dello strato esterno ricco di H è maggiore. Questo porterebbe ad una SN di tipo II-L. I dati di 1979C e 1980K e le recenti osservazioni di 1990K (Cappellaro et al. [13]) hanno mostrato che le curve di luce delle II-L brillanti alle fasi avanzate sono del tutto simili a quella di

1987A, suggerendo che i rispettivi progenitori possano aver avuto una massa simile. Ciò è compatibile con il modello di *merging* di una sistema binario, ma non con il modello di AGB suggerito da Swartz et al. [39].

**IIin:** se la massa dell'involuppo rimane maggiore di  $\sim 5 M_{\odot}$  (plausibilmente a causa della grande massa iniziale della stella che riceve materia), la stella diviene una normale RSG dopo il *merging*. Essa esplose infine come una normale II-P (v. oltre). Tuttavia, l'ambiente circum-stellare consisterebbe sia di materiale espulso durante la fase di *merging*, distribuito in modo bipolare o su un disco, che di materiale proveniente dal normale vento. La stessa perdita di massa subita durante la fase di RSG potrebbe essere più intensa del normale a causa dell'accresciuta massa e del riscaldamento dovuto alla fusione delle due stelle. Ciò che ne risulta è un ambiente circum-stellare particolarmente denso, con cui gli *ejecta* della SN andrebbero a interagire dando origine ad eventi del tipo di 1988Z (Turatto et al. [41]).

### 1.3.3 SNe II-P

Il panorama si conclude con il modello corrente per le II-P, che prevede il collasso del *core* di una RSG avente una massa compresa fra 10 e 20  $M_{\odot}$ . Una volta che il collasso si arresta e si forma un nocciolo neutronico, alla superficie di quest'ultimo si forma un'onda d'urto che si propaga verso l'esterno, attraversa le varie *shell* nucleari e provoca l'esplosione e la conseguente espulsione di tutto l'involuppo. Il fatto che le SNe II-P formino una classe del tutto inhomogenea (Patat et al. [34]) si accorda con l'ampio *range* di masse e di raggi previsti per i progenitori al momento dell'esplosione. Con la scoperta di 1987A lo schema si è ulteriormente complicato, in quanto il suo progenitore era una BSG e non una RSG. La statistica delle SNe (v. il paragrafo successivo) mostra che gli eventi di questo tipo sono intrinsecamente rari, probabilmente legati ad un progenitore dalla metallicità inusualmente bassa, come è accaduto nel caso di 1987A in LMC (Kudritzki et al. [28]).

## 1.4 Frequenza e distribuzione delle SNe

Per concludere questa breve introduzione sul fenomeno SN vengono riportati in questo paragrafo alcuni risultati sulla frequenza e la distribuzione delle SNe nei vari tipi morfologici di galassie. Va ricordato che studi di questo tipo hanno delle importanti implicazioni nei più svariati contesti, che vanno dalla frequenza delle *pulsar* allo studio dei raggi cosmici, dall'evoluzione chimica di una galassia alla dinamica del mezzo interstellare.

Nel recente lavoro di Cappellaro et al. [12] vengono presentati i risultati dell'analisi dei *data base* congiunti provenienti dalle due SN *search* di Asiago e dello Sternberg Institute (Mosca). Tale operazione ha messo a disposizione il più ampio campione che sia mai stato studiato ai fini della determinazione delle frequenze di SNe. Nello stesso spirito di lavori precedenti (e.g. Cappellaro & Turatto [11]) in questa nuova analisi sono stati tenuti in considerazione gli effetti della sovrapposizione delle lastre nelle regioni centrali delle galassie e della loro inclinazione.



**Tabella 1.1** : Frequenza di SNe per unità di luminosità blu (SNu) nei diversi tipi morfologici di galassie ( $H_0=75 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ) (adattata da Cappellaro et al. [12]).

Galassia	Ia	Ib	II	Tutte
E	0.11			$0.11 \pm 0.06$
S0	0.15			$0.15 \pm 0.08$
S0a,Sa	0.30	0.15	0.19	$0.64 \pm 0.24$
Sab,Sb	0.12	0.12	0.36	$0.60 \pm 0.19$
Sbc	0.22	0.10	1.19	$1.51 \pm 0.53$
Sc	0.50	0.54	1.45	$2.49 \pm 0.64$
Scd,Sd	0.48	0.09	1.87	$2.43 \pm 0.70$
Sdm-Im	0.20	0.30	0.40	$0.90 \pm 0.45$
Tutte	0.22	0.11	0.41	$0.74 \pm 0.09$

I risultati possono essere riassunti nel seguente modo.

- La *rate* globale di SNe cresce all'avanzare del tipo morfologico delle galassie;
- Le SNe II esplodono solo nelle galassie spirali ed irregolari;
- Il tasso di SNe Ia in galassie ellittiche è minore di quello di tutti gli altri tipi morfologici. Inoltre la *rate* di SNe Ib (0.27 SNu) nelle spirali risulta simile a quella delle Ia (0.39 SNu);

- Le SNe II sono gli eventi più frequenti (1.48 SNu). Anche il possibile verificarsi di SNe simili a 1987A ( $< 0.5$  SNu nelle spirali di tipo avanzato) non altera in modo significativo la frequenza globale delle SNe II;

- Estrapolando la frequenza dedotta al tipo morfologico ed alla luminosità della nostra galassia (Sbc) si ottiene un *rate* globale di  $1.7 \pm 0.9$  SNe per secolo (1 SN ogni  $\sim 59$  anni), valore che è in accordo con quello calcolato dalle SNe storiche.

In Tab. 1.1 vengono riportati i risultati ottenuti da Cappellaro et al. [12], espressi in SNu (1 SNu = 1 SN per 100 anni per  $10^{10} L_{B\odot}$ ) per  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ .



# Bibliografia

- [1] Axelrod, T. S., 1980, in *Type Ia Supernovae*, ed. J. C. Wheeler, Austin, University of Texas, p. 80
- [2] Barbon, R., Ciatti, F. & Rosino, L., 1973, *A&A*, **29**, 57
- [3] Barbon, R., Ciatti, F. & Rosino, L., 1979, *A&A*, **72**, 287
- [4] Barbon, R., Ciatti, F., Rosino, L., Ortolani, S. & Rafanelli, P., 1982, *A&A* **116**, 43
- [5] Barbon, R., Benetti, S., Cappellaro, E., Rosino, L. & Turatto, M., 1990, *A&A* **237**, 79
- [6] Bartunov, O. S., Tsvetkov, D. Yu. & Filimonova, I. V., 1994, *PASP*, **106**, 1276
- [7] Branch, D., Falk, S. W., McCall, M. L., Rybski, P., Uomoto, A. K. & Wills, B. J., 1981, *ApJ*, **244**, 780
- [8] Branch, D., Lacy, C. H., McCall, M. L., Sutherland, P. G., Uomoto, A., Wheeler, J. C. & Wills, B. J., 1983, *ApJ* **270**, 123
- [9] Branch, D., Fisher, A. & Nugent, P., 1993, *AJ* **106**, 2383
- [10] Branch, D., Livio, M., Yungelson, L. R., Boffi, F. R. & Baron, E., 1995, *PASP* **107**, 1019
- [11] Cappellaro, E. & Turatto, M., 1988, *A&A* **190**, 10
- [12] Cappellaro, E., Turatto, M., Benetti, S., Tsvetkov, D. Yu., Bartunov, O. S. & Makarova, I. N., 1993, *A&A* **273**, 383
- [13] Cappellaro, E., Danziger, I. J., Della Valle, M., Gouiffes, C. & Turatto, M., 1995, *A&A* **193**, 723
- [14] Clocchiatti, A., Benetti, S., Wheeler, J. C., Cappellaro, E., Turatto, M., Wren, W., Boisseau, J., Patat, F., Swartz, D. A., Harkness, R. P., Brotherton, M., Wills, B., Hemenway, P., Cornell, M., Kaiser, M. B., 1996, *ApJ*, in press
- [15] Chugai, N., 1991, *MNRAS* **250**, 513

- [16] Cristiani, S., et al., 1992, *A&A*, **259**, 63
- [17] Elias, J. H., Matthews, K., Neugebauer, G. & Persson, S. E., 1985, *ApJ* **296**, 379
- [18] Filippenko, A. V., 1988, *AJ* **96**, 1941
- [19] Filippenko, A. V., et al., 1992a, *AJ*, **104**, 1453
- [20] Filippenko, A. V., et al., 1992b, *ApJ* **384**, L15
- [21] Filippenko, A.V., Matheson, T., Ho, L.C., 1993, *ApJ* **413**, L103
- [22] Hamuy, M., et al., 1994, *AJ*, **108**, 2226
- [23] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., Suntzeff, R. A. & Aviles, R., 1995, *AJ*, **109**, 1
- [24] Harkness, R. P. & Wheeler, J. C., 1990, in *Supernovae*, ed. Petschek, Berlin, Springer Verlag, p. 1
- [25] Jeffery, D. J. & Branch, D., 1990, in *Supernovae*, ed. Wheeler, J.C., Piran, T., Weinberg, S., Singapore: World Scientific Publishing, p. 149
- [26] Jeffery, D. J., Leibundgut, B., Kirshner, R. P., Benetti, S., Branch, D. & Sonneborn, G., 1992, *ApJ*, **397**, 304
- [27] Kirshner, R. P., Jeffery, D. J., Leibundgut, B., et al., 1993, *ApJ* **415**, 589
- [28] Kudritzki, R. P., Pauldrach, A. & Puls, J., 1987, *A&A* **173**, 293
- [29] Mazzali, P. A. & Lucy, L., 1993, *A&A* **279**, 447
- [30] Minkowski, R., 1940, *PASP* **52**, 206
- [31] Munari, U. & Renzini, A., 1992, *ApJ* **397**, L87
- [32] Nomoto, K., Thielemann, F. K. & Yokoi, K., 1984, *ApJ* **286**, 644
- [33] Nomoto, K., Iwamoto, K., Suzuki, T., Yamaoka, H., Hashimoto, M., Höflich, P., Pols, O. R. & van den Heuvel, E. P. J., 1995, in *17<sup>th</sup> Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, eds. Böhringer, H., Morfill, G. E. & Trümper, J. E., The New York Academy of Sciences, New York, p. 360
- [34] Patat, F., Barbon, R., Cappellaro, E. & Turatto, M., 1994, *A&A* **282**, 731
- [35] Phillips, M. M., et al., 1987, *PASP*, **99**, 592
- [36] Phillips, M. M., 1993, *ApJ*, **413**, L105
- [37] Schlegel, E. M., 1989, in *Supernovae*, ed. Woosley, S. E., Berlin, Springer Verlag

- [38] Sobolev, V.V., 1960, *Moving Envelopes of Stars*, Leningrad State University
- [39] Swartz, D. A., Wheeler, J. C. & Harkness, R. P., 1990, *ApJ* **374**, 266
- [40] Suntzeff, N. B., 1995, in *Supernovae and Supernova Remnants*, IAU Colloquium 145, ed. R. McCray, Cambridge University Press
- [41] Turatto, M., Cappellaro, E., Danziger, I.J., Benetti, S., Gouiffes, C., Della Valle, M., 1993, *MNRAS* **262**, 128
- [42] Turatto, M., Benetti, S., Cappellaro, E., Danziger, I. J., Della Valle, M., Gouiffes, C., Mazzali, P. A. & Patat, F., 1996, *MNRAS*, submitted
- [43] Van Dyk, S., 1992, *AJ*, **103**, 1788
- [44] Vaughan, T. E., Branch, D., Miller, D., L. & Perlmutter, S., 1995, *ApJ*, **439**, 558
- [45] Wheeler, J. C. & Levreault, R., 1985, *ApJ* **294**, L17
- [46] Woosley, S. E., Weaver, T. A. & Taam, R. E., 1980, in *Type Ia Supernovae*, ed. Wheeler, J. C., Austin, University of Texas Press, p. 96
- [47] Woosley, S. E. & Weaver, 1986, *ARAA*, **24**, 205



# Capitolo 2

## La Supernova 1993J in NGC 3031

*“[...] pui dongje e son  
e pieis al’è [...]”*<sup>1</sup>

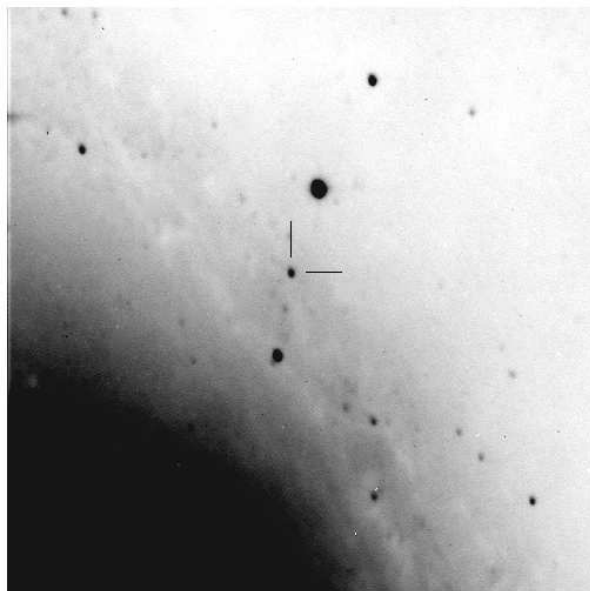
### 2.1 Introduzione

Durante la notte del 28 Marzo 1993, F. Garcia scopre la SN 1993J in NGC 3031 (M81) (Ripero [57]). Sulla base di uno spettro ottenuto subito dopo la scoperta, questo oggetto viene classificato come una SN di tipo II, a causa della presenza di large righe di emissione di Idrogeno ed Elio, sovrapposte ad un continuo molto blu (Filippenko et al. [26]; Garnavich & Hong [32]). Le osservazioni dei giorni seguenti erano però destinate a mostrare che questo oggetto era peculiare. La curva di luce ottica, infatti, risulta essere atipica, con un primo massimo attorno al 30 Marzo, seguito da un breve declino ed un nuovo aumento della luminosità, fino a raggiungere un massimo secondario il 19 Aprile. Dopo di che l’evoluzione fotometrica si è stabilizzata, seguendo l’usuale declino radioattivo tipico delle SNe di tipo II (e.g. Patat et al. [51]). Questa peculiarità fotometrica è stata confermata anche dalle osservazioni spettroscopiche. Gli spettri ottenuti fra il 15 Aprile e l’11 Maggio, infatti, mostrano una netta transizione fra uno spettro di tipo II (ricco di H) ed uno molto simile al tipo Ib (ricco di He). Questo comportamento, notato precedentemente e in modo molto meno marcato solo per la SN 1987K (Filippenko [25]), giustifica la classificazione di questo oggetto come SN di tipo IIb (Filippenko et al. [27], Swartz et al. [66]).

E’ interessante notare come questa mutazione fosse stata prevista da Nomoto et al. [47] prima che ci fosse alcuna evidenza spettroscopica, sulla pura base della morfologia della curva di luce e che tale previsione sia stata confermata anche dagli spettri sintetici di Swartz et al. [66].

---

<sup>1</sup>Anonimo friulano, durante l’ultima invasione turca (1499).



**Figura 2.1** : Immagine CCD di 1993J in M 81, ottenuta tramite il telescopio da 1.8m di cima Ekar, con un'esposizione da 10 min. nella banda R. L'osservazione è stata effettuata il 22 Novembre 1995, ovvero 970 giorni dopo l'esplosione. La posizione della SN è marcata dai due tratti continui.

Queste peculiarità implicano chiaramente che 1993J non può essere spiegata come l'ordinaria esplosione di una supergigante rossa con un massiccio involuppo di H; questo scenario produrrebbe piuttosto un evento di tipo II-P, a causa della prolungata emissione di radiazione dovuta alla ricombinazione dell'esteso involuppo.

I modelli suggeriscono invece che si sia trattato dell'esplosione di una supergigante rossa dotata di un involuppo di H/He avente una massa inferiore a  $\sim 1 M_{\odot}$  (Nomoto et al. [47]; Podsiadlowsky et al. [55], Shigeyama et al. [60], Bartunov et al. [7], Utrobin [69], Woosley et al. [77] e Young et al. [78]). La causa di una depauperazione del contenuto di H così rilevante viene correntemente attribuita ad un'intensa perdita di massa, dovuta all'interazione con un compagno in un sistema binario. Questo scenario è simile a quello che normalmente viene accettato per le SNe Ib e stabilisce una netta parentela fra 1993J e quest'ultimo tipo di oggetti. Più in generale 1993J rappresenta l'anello di congiunzione fra gli oggetti Ib-Ic e le II-L, che formerebbero così una classe continua (Nomoto et al. [48]).

L'esplosione ha probabilmente avuto luogo il 28 marzo (Wheeler et al. [76]) ed ha prodotto molto verosimilmente un ammontare di  $^{56}\text{Ni}$  pari a circa  $0.08 M_{\odot}$  (Woosley et al. [77]), che è molto prossimo a quello stimato per 1987A ( $0.075 M_{\odot}$ , Arnett [3]) e per altre SNe di tipo II (Patat et al. [51]).

A causa della sua alta luminosità apparente ( $B \sim 10.5$  all'epoca del massimo principale) SN 1993J è stata oggetto di osservazioni in tutte le possibili bande dello spettro elettromagnetico. Poiché i risultati di questa campagna osservativa sono esaurientemente presentati in Wheeler & Filippenko [75], nel seguito mi dedicherò



alla descrizione delle osservazioni condotte presso l'Osservatorio Astrofisico di Asiago durante lo sviluppo di questa Tesi e dei risultati che tale lavoro ha fornito.

Va notato che essendo 1993J molto prossima al PN celeste ( $\delta \sim +69^\circ$ ) non è stato possibile studiarla tramite i telescopi di ESO–La Silla.

## 2.2 Fotometria

Le osservazioni fotometriche di SN 1993J sono state effettuate ad Asiago principalmente tramite la camera CCD montata al fuoco Cassegrain del telescopio da 1.8m di cima Ekar (v. Fig 2.1). Tale camera è equipaggiata con un CCD Tektronik AR–Coated  $512 \times 512$  px. La scala sul *chip* è pari a  $0''.34/\text{px}$  e ciò comporta un campo di vista di circa  $2'.9 \times 2'.9$ . In aggiunta si è utilizzata anche una camera CCD sperimentale, installata al fuoco Cassegrain del telescopio Galileo da 1.2m. Le calibrazioni dei sistemi fotometrici sono state realizzate tramite l'osservazione di stelle standard selezionate dalla lista di Landolt [42]. Quando le notti si sono rivelate essere non fotometriche, le standard sono state usate solo per la determinazione dei termini di colore, mentre i punti zero sono stati fissati per mezzo di standard secondarie locali, calibrate durante le notti fotometriche. Quest'ultima calibrazione è in buon accordo con quella riportata da Lewis et al. [43].

La luminosità della SN è stata derivata tramite il *package* ROMAFOT, contenuto in MIDAS. Questo programma, che consente il *fitting* simultaneo della SN e del *background*, si è rivelato fornire risultati decisamente più affidabili rispetto a quelli dati da una semplice fotometria d'apertura. La differenza è naturalmente più marcata quando il contrasto fra la SN e la galassia parente è scarso. Nel caso di 1993J si è stimato che gli errori ammontano a pochi centesimi di magnitudine. Oltre alle osservazioni CCD sono state ottenute delle lastre fotografiche tramite il telescopio Schmidt 67/92cm. In questo caso la magnitudine della SN è stata stimata ad occhio tramite il confronto con una sequenza locale di stelle standard calibrata da Brandt et al. [10] e Sandage [59]. In aggiunta, sono state usate allo stesso scopo tre stelle nelle vicinanze della SN, calibrate da Lewis et al. [43]. Va notato che le magnitudini B e V così ottenute sono in ottimo accordo con quelle riportate da Lewis et al. [43].

### 2.2.1 Curve di luce di SN 1993J

Il comportamento fotometrico di 1993J è stato già discusso da altri autori (e.g. Lewis et al. [43], Richmond et al. [56]), i quali hanno fissato l'epoca dell'esplosione al 27.5 Marzo 1993, data che verrà assunta come riferimento nel resto di questo lavoro.

La curva di luce di SN 1993J è presentata in Fig. 2.2, dove i dati ottenuti ad Asiago (cerchi pieni) sono riportati assieme alle osservazioni ottenute da altri autori. La sua struttura peculiare, con i due massimi, è chiaramente visibile. E' interessante notare come la curva di luce B di 1993J sia del tutto simile a quella di 1987A una volta che la scala temporale di quest'ultima sia stata ridotta di un fattore 4. Come si vedrà nel seguito, ci sono anche altri fatti che indicano un *invecchiamento precoce* di 1993J rispetto alle normali SNe di tipo II. Dopo il primo massimo, che è

**Tabella 2.1** : Tassi di declino della luminosità di 1993J (mag  $100d^{-1}$ ).

	$45^d-150^d$	$150^d-350^d$
B	0.95	1.40
V	1.90	1.56
R	2.21	1.38
I	2.07	1.57

legato all'emergere dell'onda d'urto alla fotosfera, la luminosità di SN 1993J decresce velocemente in tutte le bande fotometriche, mentre in 1987A il rapido declino iniziale è stato osservato solo in U e B. Questa fase dura circa una settimana, con il tasso di declino più alto nel blu ( $\beta_U=0.51$ ,  $\beta_B=0.35$  mag  $d^{-1}$ ) che nel rosso ( $\beta_V=0.28$ ,  $\beta_R=0.22$ ,  $\beta_I=0.16$  mag  $d^{-1}$ ).

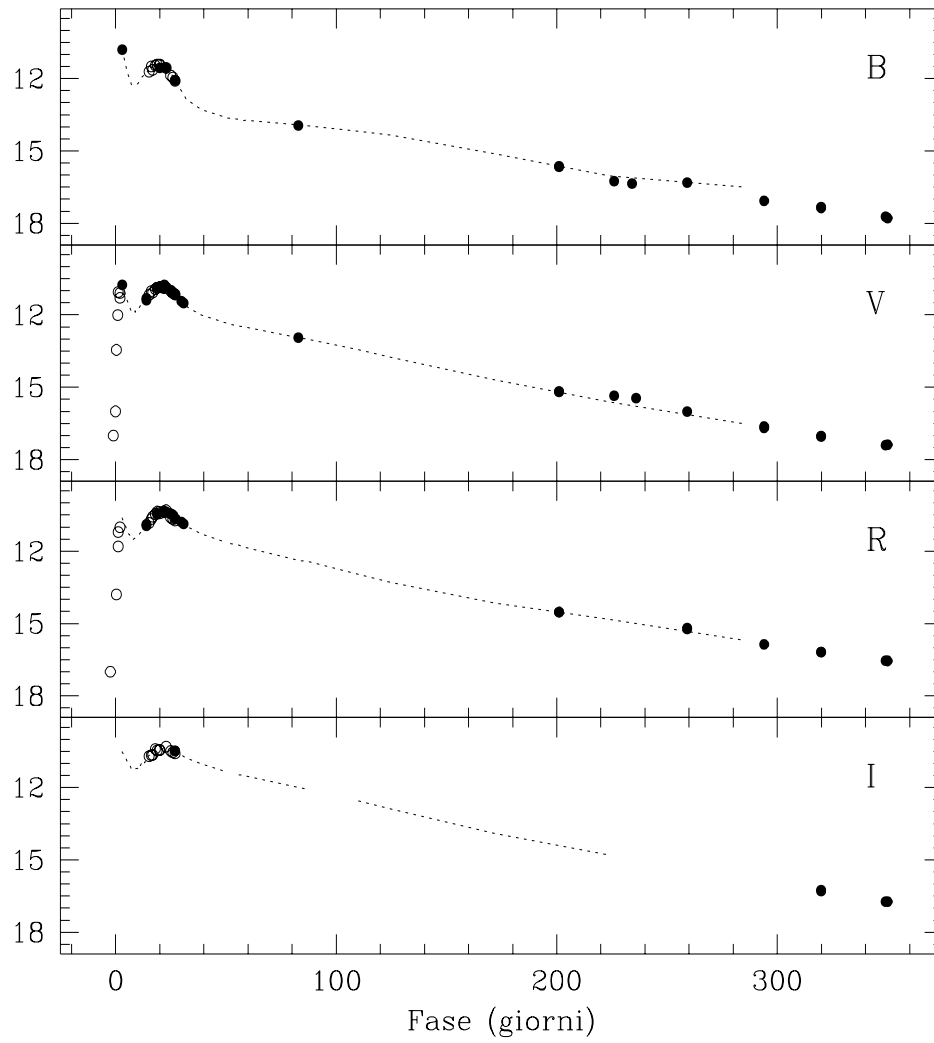
Nelle due settimane successive il contributo energetico da parte del decadimento radioattivo  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$  diviene importante e la luminosità cresce di nuovo a tutte le lunghezze d'onda, sino a raggiungere il massimo secondario. Questo picco è più stretto che in 1987A e ciò è stato interpretato come un'indicazione di un involucro di H di massa inferiore in SN 1993J (e.g.  $0.9 M_{\odot}$ , Nomoto et al. [47],  $0.4 M_{\odot}$ , Wheeler et al. [76]). Sulle ulteriori prove osservative di questo fatto si tornerà con più dettaglio quando si discuterà la spettroscopia ottenuta nella fase nebulare (v. paragrafo 2.5).

Il massimo secondario è ben definito dalle osservazioni V ed R ottenute ad Asiago che, in ottimo accordo con i dati di Wheeler et al. [76] e Richmond et al. [56], forniscono  $V=10.84$  (JD 2449095.4) ed  $R=10.36$  (JD 2449096.4).

Nelle fasi successive si assiste ad una rapida decrescita nella luminosità, della durata di circa 3 settimane, con i tassi di declino più alti alle lunghezze d'onda più brevi. A partire, poi, dal 10 Maggio (circa 40 giorni dopo l'esplosione) le curve di luce si stabilizzano sulla coda esponenziale. Anche se la copertura temporale non è molto fitta, c'è una netta indicazione della presenza di due diversi regimi di decadimento alle fasi avanzate, come mostrato in Tab. 2.1.

Nell'intervallo di tempo intercorrente fra 45 e 150 giorni dall'esplosione, i tassi di declino nelle varie bande sono diversi fra loro e, contrariamente a quanto accade alle fasi iniziali, le luminosità alle lunghezze d'onda più brevi decadono in media più lentamente di quelle alle lunghezze d'onda più lunghe. Chiaramente ciò riflette una significativa evoluzione spettrale in questo intervallo di tempo (si veda la sezione dedicata alla spettroscopia a bassa e media risoluzione).

Alle fasi più avanzate (150–350 giorni), invece, le pendenze delle curve di luce nelle varie bande sono simili e ciò suggerisce chiaramente l'instaurarsi della coda radioattiva. Va sottolineato che anche nelle SNe II di tipo *normale* tale comportamento si mostra circa alla stessa fase (Barbon et al. [4], Turatto et al. [67], Patat et al. [51]). In analogia con quanto trovato per la SN 1987A, anche per questa SN il declino nella banda V risulta essere molto prossimo a quello della luminosità bolometrica UBVR<sub>I</sub> (Lewis et al. [43]).



**Figura 2.2** : Curve di luce di SN 1993J nelle bande B,V,R ed I. I cerchi pieni si riferiscono ai dati ottenuti ad Asiago. Le linee tratteggiate sono invece le curve di luce ottenute da Lewis et al. [43], mentre i cerchi vuoti rappresentano la fotometria riportata nelle circolari IAU.

A causa dell'evoluzione spettroscopica peculiare, era naturale attendersi che la curva di luce di 1993J alle fasi avanzate fosse simile a quella delle SNe Ib. Di fatto, Nomoto et al. [47] notano una forte somiglianza della morfologia del massimo secondario con la curva di luce di 1983N (Ib), mentre Richmond et al. [56] riconoscono alcuni tratti comuni fra i due oggetti anche alle fasi avanzate.

Purtroppo le osservazioni fotometriche disponibili a tali epoche per le SNe Ib non sono affatto numerose. Gli unici tassi di declino disponibili in letteratura per le due SNe Ib 1984L e 1985F, sono stati esaminati da Turatto et al. [67]. In aggiunta, i dati provenienti dall'*ESO-Key Programme on SNe* hanno fornito informazioni utili a questo scopo per pochi altri oggetti, ad esempio per la SN 1990I. Ne risulta che, al contrario di quanto accade sia alle SNe Ia che alle SNe II (aventi un comportamento omogeneo a partire da 150 giorni), le SNe Ib mostrano comportamenti a carattere individuale. Alcune hanno tassi di declino non dissimili dalle tipo II ( $\sim 1 \text{ mag } 100d^{-1}$ ) mentre altre, in particolare 1990I, mostrano un tasso di declino molto più alto ( $\sim 2 \text{ mag } 100d^{-1}$ ). Come si può vedere dalla Tab. 2.1, SN 1993J presenta un comportamento intermedio che, abbastanza inaspettatamente, assomiglia a quello delle SNe Ia ( $\sim 1.5 \text{ mag } 100d^{-1}$ ).

Il tasso di declino della luminosità nella coda esponenziale è pari al tasso di decadimento radioattivo nell'ipotesi che tutti i raggi  $\gamma$  liberati vengano termalizzati. Tale ipotesi è plausibile nel caso delle SNe II *normali*, almeno entro due anni dall'esplosione. Declini più rapidi indicano una minore efficienza nella cattura di tale radiazione. Ora, si pensa che la SN 1993J sia il risultato del collasso del *core* di una stella massiccia privata di gran parte del suo involucro di H, mentre le SNe Ia sono supposte derivare dalla completa distruzione di una stella di piccola massa. Risulta perciò alquanto sorprendente che la frazione di raggi  $\gamma$  che sfuggono dalla materia espulsa possa essere simile in due scenari così diversi. Ciò potrebbe essere legato al fatto che 1993J ha espulso una quantità di materiale relativamente piccola. Ciò la rende, almeno in questo, più simile ad una Ia che ad una SN II, che espelle materiale avente una massa dell'ordine di decine di  $M_{\odot}$ .

Facendo uso dei dati fotometrici e della distanza della galassia parente è possibile, infine, ricavare la luminosità assoluta di questa SN. Purtroppo il risultato che si ottiene è soggetto all'incertezza nella stima dell'assorbimento interstellare ed intergalattico (si veda la sezione successiva). Infatti, le stime di  $E_{B-V}$  presenti in letteratura vanno da 0.08 a 0.4 mag in dipendenza del metodo usato. A tale riguardo è interessante notare che applicando la relazione empirica fra il *reddening* e la larghezza equivalente del Na ID derivata da Barbon et al. [5], si ottiene  $E_{B-V}=0.3$  mag, valore che indica un'estinzione relativamente alta. Tale stima è stata ottenuta usando  $\text{EW}(\text{NaID})=1.3\pm 0.2 \text{ \AA}$ , che è il valore medio misurato sugli spettri ottenuti ad Asiago.

Essendo  $B=11.39$  al massimo secondario ed adottando il modulo di distanza  $\mu=27.8$  stimato tramite le Cefeidi in M 81 (Freedman et al. [31]) se ne evince  $M_B=-17.6$ , che indica una luminosità simile a quella delle altre SNe di tipo Ib.

## 2.3 Spettroscopia ad alta risoluzione

Le prime osservazioni spettroscopiche di SN 1993J ad Asiago sono state realizzate tramite lo spettrografo REOSC–ECHELLE montato al fuoco Cassegrain del telescopio da 1.8m di cima Ekar, equipaggiato con un CCD Thompson *UV coated* 1024×1024 px. Tre spettri ad alta risoluzione, da un'ora di posa ciascuno e con un *range* spettrale 4500–6600 Å, sono stati ottenuti fra il 30.95 ed il 31.04 Marzo 1993 (UT), e cioè solo tre giorni dopo la data stimata per l'esplosione. Onde poter sottrarre il contributo del brillante *background* di M81 e tener conto delle condizioni di *seeing*, si è usata una *slit* lunga 25" e larga 3". Con questo *setup* è stato possibile raggiungere una risoluzione (FWHM) di 0.27 Å a 4600 Å e 0.38 Å ad  $H\alpha$  ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 17000$ ).

La definizione degli ordini *echelle*, l'estrazione dello spettro, la sottrazione del cielo e la calibrazione in lunghezza d'onda sono state realizzate tramite procedure IDL. Per ciascuno degli ordini è stato ottenuto uno spettro bi-dimensionale di opportuna altezza (lungo la direzione spaziale) in modo da rendere possibile la sottrazione del contributo proveniente dal cielo e dalla galassia parente. La calibrazione in lunghezza d'onda è stata realizzata tramite l'uso di spettri di confronto ed ha fornito risultati con errori in  $\lambda$  dell'ordine di 0.1 Å (RMS). La calibrazione in flusso è stata ottenuta mediante il confronto con uno spettro di media risoluzione ottenuto ad un'epoca comparabile, con un'accuratezza stimata essere dell'ordine del 20-30%.

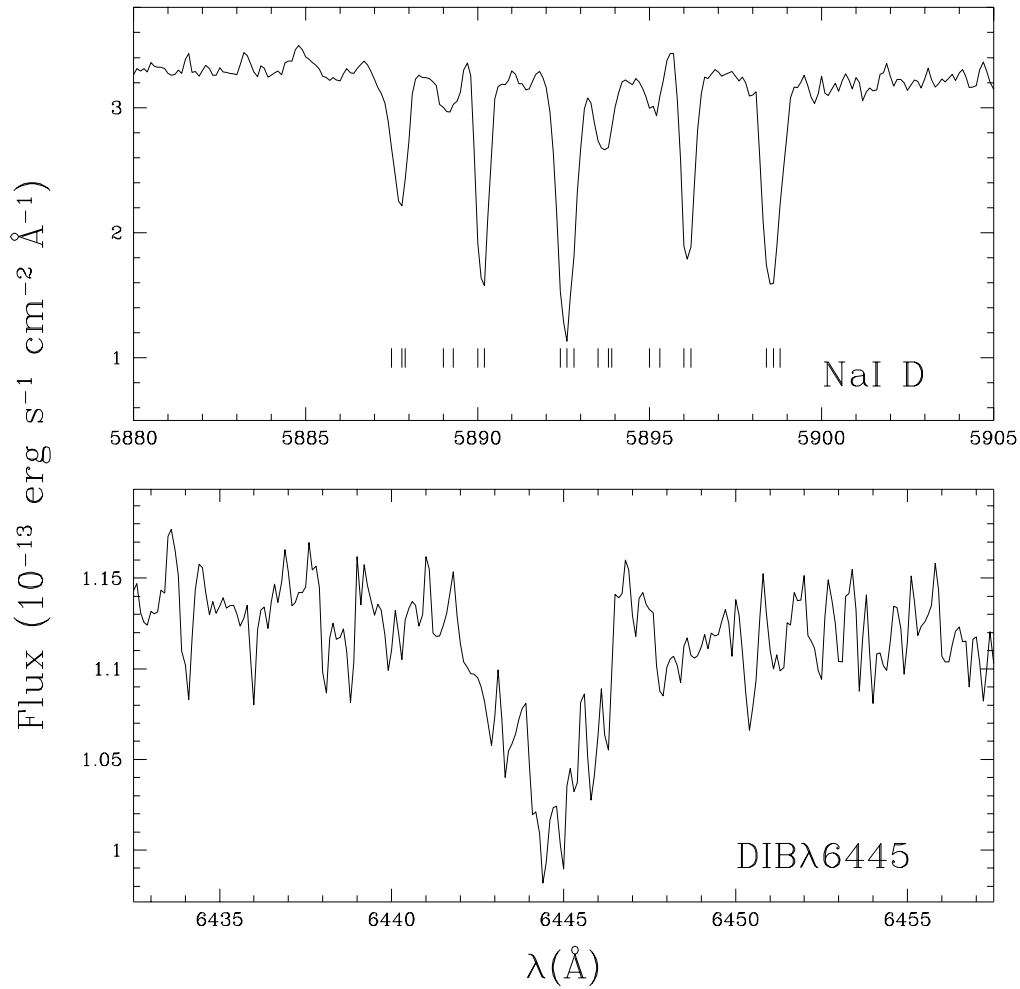
Poichè i tre spettri non mostrano nessuna evoluzione, essi sono stati infine mediati in modo da migliorare il rapporto Segnale/Rumore, che è risultato essere  $\sim 30$ –40 nello spettro finale.

### 2.3.1 Righe di assorbimento e arrossamento di SN 1993J

La più marcata struttura visibile nello spettro così ottenuto è un *blend* di numerose componenti del doppietto NaID  $\lambda 5890,5896$ . Vladilo et al. [70] e Bowen et al. [9], tramite spettri aventi una risoluzione più alta, hanno mostrato che nella direzione di SN 1993J possono essere identificate almeno 12 singole nubi interstellari. Nello spettro ottenuto ad Asiago le righe appaiono raggruppate in quattro complessi principali (v. Fig. 2.3), con velocità eliocentriche pari a  $-130$ ,  $-60$ ,  $-10$  e  $+120 \text{ km s}^{-1}$ , in ottimo accordo con i quattro gruppi principali di Bowen et al. [9] o i complessi AB, EF, G e IJ di Vladilo et al. [70] (cfr. anche de Boer et al. [23]). Come è già stato discusso in questi lavori, i complessi AB e G sono dovuti ai dischi di M81 e della Galassia rispettivamente, il complesso EF è probabilmente legato ad una nube di velocità intermedia nell'alone della Galassia, mentre il complesso IJ deve essere connesso con materiale intergalattico posto fra la Galassia ed M81.

Le larghezze equivalenti delle righe di assorbimento del NaID possono essere utilizzate per derivare la densità di colonna dello ione NaI tramite il metodo del *doublet ratio*.

La Tab. 2.2 riporta le larghezze equivalenti (EW) e la densità di colonna per ciascuno dei complessi. E' importante notare che i valori relativi alla componente G



**Figura 2.3** : Pannello superiore: lo spettro ad alta risoluzione di SN 1993J nella regione di NaI D. Le componenti discusse nel testo sono marcate mediante tratti verticali. Pannello inferiore: la banda in assorbimento centrata a 6444.6  $\text{\AA}$  identificata con la DIB  $\lambda 6445$ .

**Tabella 2.2** : Parametri per le componenti del NaID interstellare nella direzione di SN 1993J; le componenti singole sono state raggruppate in complessi.

Complesso	Velocità ( $km\ s^{-1}$ )	EW(D2) (mÅ)	EW(D1) (mÅ)	$\log(n_{NaI})$ ( $cm^{-2}$ )	$E(B - V)$
AB	-130	170	106	12.11	0.04
EF	-60	52	34	11.65	0.01
G	-10	229	203	12.96	0.30
IJ	+120	378	306	12.84	0.23

sono leggermente incerti, a causa della presenza nello spettro originale di una forte riga dovuta all'emissione del cielo notturno.

Si nota subito che mentre le EW presentate in Tab. 2.2 sono in buon accordo con quelle stimate da Bowen et al. [9], le densità di colonna che ne derivano, in particolare per il complesso G, sono alquanto diverse. Ciò è probabilmente legato al fatto che Bowen et al. hanno scomposto il complesso G in sub-componenti, processo questo che è piuttosto incerto. Nel nostro caso, invece, si è preferito usare la EW dell'intero complesso, che dà una stima più robusta della grandezza in questione. D'altro canto, però, questa scelta implica l'assunzione arbitraria che tutte le sub-componenti abbiano lo stesso rapporto di intensità all'interno del doppietto.

Per quello che riguarda le componenti individuali si può confrontare la densità di colonna del NaI con quelle ottenute per altre specie atomiche da de Boer et al. [23]. I risultati presentati nel presente lavoro per i complessi AB ed EF sono in buon accordo con quelli ottenuti tramite osservazioni radio, una volta che si sia assunto un rapporto fra le densità di colonna del NaI e del HI pari a  $\log(n_{NaI}/n_{HI}) = -8.4$ . Questo valore, del resto, è tipico di regioni a bassa densità (Cohen [22], Jenkins & Savage [41]). In ogni caso, comunque, i nostri risultati si accordano meglio alle osservazioni radio che a quelle UV.

Le densità di colonna dedotte per gli altri due complessi sono inaspettatamente grandi. Come detto precedentemente, i presenti risultati per il complesso G potrebbero essere affetti da un errore di una certa entità e non è perciò possibile trarne alcuna conclusione definitiva. Ad ogni modo, la grande densità di colonna del gruppo IJ è affidabile: come suggerito da de Boer et al. [23], la divergenza rispetto ai dati radio può essere spiegata ipotizzando che la nube responsabile della formazione di questo assorbimento copra solo una frazione del fascio di radiazione proveniente dalla SN. Ciò sarebbe molto probabile nel caso in cui il materiale assorbente si trovi in prossimità di M81.

Per stimare l'ammontare del *reddening* lungo la linea di vista di 1993J si è derivata una nuova relazione fra la densità di colonna del NaID ed  $E_{B-V}$  usando i dati relativi a stelle dei primi tipi spettrali (Cohen [22]; Hobbs [37],[38]) e ammassi globulari poveri di metalli (Gratton & Ortolani [34]). In tal modo si ottiene:

$$E(B - V) = (3.27 \pm 0.18) \times 10^{-14} n_{NaI} \quad (2.1)$$

sulla base di 44 oggetti con  $n_{NaI}$  compreso fra 0 e  $4 \times 10^{13}$ . La dispersione attorno al valore medio indica che  $E_{B-V}$  derivato con questo metodo ha un'incertezza tipica del 40% (RMS). Il contributo all'assorbimento interstellare globale da parte di ciascuna componente, ottenuto utilizzando la relazione media 2.1, è riportato nella Col. 6 di Tab. 2.2. La stima del *reddening* totale è  $E_{B-V}=0.6$ , anche se la barra di errore è piuttosto ampia, con un intervallo di confidenza  $0.2 \leq E_{B-V} \leq 0.8$ .

Per stimare in modo indipendente l'assorbimento nella direzione di SN 1993J si è intrapresa un'altra via, ovvero la ricerca di eventuali bande interstellari diffuse (DIBs; Herbig & Leka [35], Herbig [36]). Il risultato è che non c'è traccia delle DIBs 5780 e 5797 Å che comunemente sono le più intense. Poiché la larghezza equivalente della DIB 5780 è linearmente correlata con  $E_{B-V}$ , è possibile porre un limite superiore al *reddening*, ovvero  $E_{B-V} \leq 0.4$ , che è marginalmente inconsistente con le stime derivate dal NaID.

E' invece presente una banda in assorbimento a 6444.6 Å, che può essere tentativamente identificata con la DIB 6445.3 (v. Fig. 2.3). Va notato che mentre l'intensità di questa banda nello spettro della supergigante HD 183143 (tipo spettrale B7) è 1/10 di quella della DIB 5780 (Herbig [36]), nello spettro di 1993J EW(6445) è 0.27 Å. Questo numero va confrontato con il limite superiore stimato per la DIB 5780,  $EW(5780) \leq 0.1$ , e dunque parrebbe essere in netto disaccordo con quanto osservato in HD 183143. E' ben noto, tuttavia, che poiché DIBs diverse possono essere legate ad un diverso materiale assorbente, esse possono mostrare grandi variazioni nelle intensità relative (Westerlund & Krelowski [73]).

In conclusione, l'assorbimento interstellare nella direzione di SN 1993J è probabilmente  $E_{B-V} \simeq 0.4$ . Questo valore è nettamente più alto della stima ottenuta da Wamsteker et al. ( $E_{B-V}=0.07$ , [71]) dall'intensità della banda a 2200 Å, e leggermente più grande del valore ottenuto da Clocchiatti et al. ( $E_{B-V}=0.25$ , [21]) sulla base del *fitting* degli spettri alla fasi iniziali.

### 2.3.2 Le righe coronali

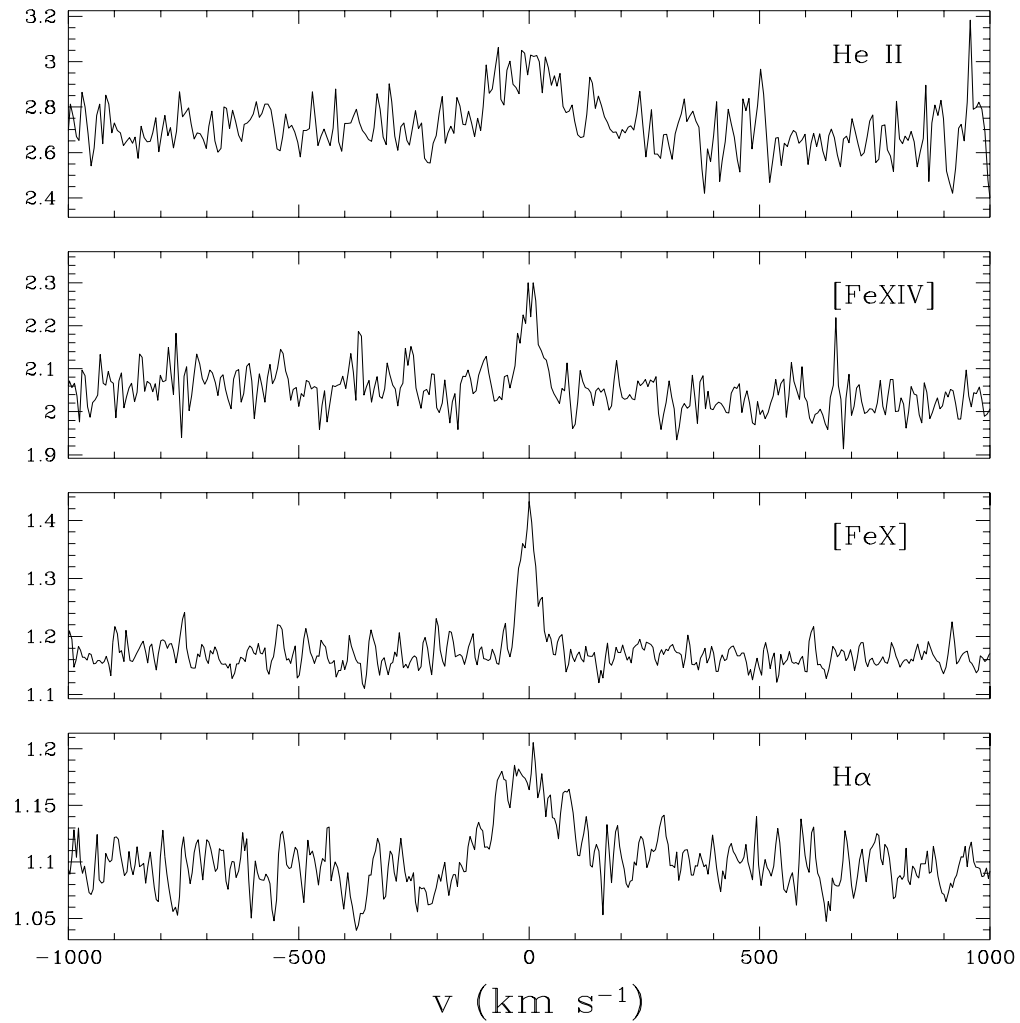
Un'attenta ispezione dello spettro ad alta risoluzione descritto in precedenza e corrispondente al 30.99 Marzo (UT), ha permesso il riconoscimento di quattro righe di emissione strette, mostrate in Fig. 2.4.

In Tab. 2.3 sono riportate, per ciascuna riga, la  $\lambda$  osservata (Col. 1), il flusso misurato (Col. 2), la larghezza equivalente (Col. 3), la FWHM (Col. 4), l'identificazione proposta (Col. 5), la velocità eliocentrica del picco di emissione (Col. 6) e la dispersione di velocità calcolata a partire dalla FWHM (Col. 7).

Solo due righe di ricombinazione sono presenti, e cioè  $H\alpha$  e HeII  $\lambda 4886$ . Va notato che non sono state trovate altre emissioni di HeII, come ad esempio la HeII  $\lambda 6560$ , nonostante il *range* spettrale coperto fosse sufficientemente ampio.

Il fatto più interessante, tuttavia, è la presenza di due righe di emissione, centrate a 5300.1 e 5371.7 Å rispettivamente, identificabili con le righe coronali di [FeX] e [FeXIV]. La seconda delle due, discussa anche da Meikle et al. [45], era stata osservata precedentemente in una SN solo negli spettri a fasi avanzate delle SNe





**Figura 2.4** : Righe di emissione strette di HeII  $\lambda 4686$ , [FeXIV]  $\lambda 5303$ , [FeX]  $\lambda 6375$  a  $H\alpha$  nello spettro di SN 1993J (30.99 Marzo 1993). In ordinata è stata usata una scala arbitraria per il flusso mentre in ascissa è riportata la velocità *doppler* corretta per la velocità di recessione di NGC 3031.

**Tabella 2.3** : Parametri delle righe di emissione strette identificate nello spettro di SN 1993J del 30.99 Marzo 1993 (UT).

$\lambda$ ( $\text{\AA}$ )	Flusso(*)	EW ( $\text{\AA}$ )	FWHM ( $\text{\AA}$ )	Ident.	$v_{hel}$ ( $km\ s^{-1}$ )	$v_{FWHM}^{(**)}$ ( $km\ s^{-1}$ )
4683.95	0.72	0.27	2.64	He II 4685.7	-130	168
5300.14	0.23	0.11	0.83	[FeXIV] 5302.9	-174	44
6371.69	0.23	0.20	0.98	[FeX] 6374.5	-150	44
6560.60	0.33	0.30	3.80	H $\alpha$ 6562.8	-118	172

(\*) in  $10^{-13} erg\ s^{-1}\ cm^{-2}$ , non corretto per l'assorbimento interstellare;

(\*\*) deconvoluta per il profilo strumentale.

peculiari 1988Z e 1986J (Turatto et al. [68]), mentre non c'è traccia nella letteratura di [FeXIV], e dunque il fatto che questa emissione sia presente nello spettro di 1993J è senza precedenti.

Il centroide delle righe di emissione di HI e HeII corrisponde a  $-130$  e  $-118$   $km\ s^{-1}$ , ed è simile alla velocità di recessione di M81 nella posizione dell'esplosione della SN (Rots & Shane [58]); inoltre è compatibile con la più blu delle componenti in assorbimento del NaID. Le larghezze delle due righe sono simili, con una FWHM di circa  $170$   $km\ s^{-1}$ . E' molto interessante notare come sia il flusso che la FWHM di  $H\alpha$  abbiano subito una progressiva diminuzione a partire dal 30.99 Marzo (EW=0.30 Å, FWHM $\sim 170$   $km\ s^{-1}$ , in accordo con le misure di Andrillat [1]) al 31.86 Marzo (EW=0.15 Å, FWHM $\sim 145$   $km\ s^{-1}$ , Andrillat [2]).  $H\alpha$  era infine quasi scomparsa in uno spettro ad alta risoluzione (0.8 Å) ottenuto a La Palma il 4 Aprile, cioè 7 giorni dopo l'esplosione (Meikle et al. [45]). Purtroppo gli spettri ottenuti a La Palma il 29.9 e il 30.9 Marzo non hanno una risoluzione sufficiente (6 Å) per permettere di studiare più in dettaglio l'evoluzione di  $H\alpha$ .

Un simile decremento nel flusso è stato notato anche nelle righe UV, come risulta dai dati ottenuti da IUE (Sonneborn et al. [62]).

Contrariamente a quanto visto per le righe di HI ed HeII, le posizioni delle righe coronali del Fe mostrano velocità più alte ( $-174$   $km\ s^{-1}$  per il [FeXIV] e  $-150$   $km\ s^{-1}$  per il [FeX]) che non corrispondono a nessuno degli assorbimenti discussi da de Boer et al. [23]. Inoltre queste righe sono decisamente più sottili di quelle di H ed He avendo una FWHM pari a circa  $45$   $km\ s^{-1}$ . Va rimarcato che nonostante ciò sono ancora risolte, in quanto tale velocità corrisponde a circa  $1$  Å presso  $H\alpha$ , valore che è nettamente superiore alla risoluzione ottenuta (0.4 Å).

Diversi autori hanno analizzato le osservazioni alle fasi molto prossime all'esplosione di 1993J, indicando come probabile progenitore di questa SN una stella massiccia con un involucro di H poco massiccio e ricco di He. Come anticipato nell'introduzione si pensa che la maggior parte dell'H sia stata persa a causa del trasferimento di massa in un sistema binario. Un modello alternativo è stato proposto da Höflich et al. [39], secondo i quali il precursore, una stella singola di  $25-30 M_{\odot}$ , ha perso la maggior parte del suo involucro di H mediante un forte vento stellare. Comunque, per riprodurre la fotometria delle fasi iniziali questo modello richiede un forte assorbimento ( $E_{B-V}=0.8$ ), che non pare supportato dalle osservazioni (Wheeler & Filippenko [75]).

Una significativa presenza di gas nell'ambiente circumstellare di SN 1993J, prevista anche dai modelli, è stata evidenziata dall'osservazione di strette emissioni sia nell'ottico che nell'UV (de Boer et al. [23], Andrillat [1], Benetti et al. [8], Filippenko et al. [26], Wamsteker et al. [71]). Secondo i modelli, il materiale circumstellare (CSM) presente prima dell'esplosione, è stato ionizzato dal *flash* UV ed X nell'istante in cui l'onda d'urto ha raggiunto la fotosfera.

Il numero di fotoni UV atteso è sufficiente a ionizzare una massa di H dell'ordine di  $10^3 M_{\odot}$ , e quindi tutto il materiale circostante alla SN. In questo scenario, la ricombinazione di tale materiale è responsabile delle righe di emissione strette osservate nei domini ultravioletto (NV) e ed ottico (H ed He). Queste emissioni

scompaiono quando l'onda d'urto attraversa la regione ionizzata e la spazza via. Il fatto che queste righe siano state rivelate da IUE già 2.2 giorni (Wamsteker et al. [71]) ed a La Palma solo dopo 1.9 giorni (Meikle et al. [45]) dopo l'epoca stimata per il *break-out* e che siano scomparse entro una settimana, indica che il CSM doveva essere confinato vicino alla stella progenitrice. Adottando una velocità di  $7 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$  per il bordo esterno della *shell* espulsa dall'esplosione è possibile stimare il raggio esterno del CSM, che risulta essere inferiore a  $4 \times 10^{15} \text{ cm}$ .

Come si è detto in precedenza, le righe di ricombinazione hanno una FWHM di circa  $170 \text{ km s}^{-1}$ , che è troppo grande per essere attribuita ad un normale vento stellare e sembrerebbe essere piuttosto legata ad una corrente di gas all'interno di un sistema binario. La velocità del vento attesa per il progenitore suggerito dai modelli per SN 1993J è infatti dell'ordine di poche decine di  $\text{km s}^{-1}$ .

La presenza di un denso CSM è stata confermata anche dalle osservazioni radio di 1993J, 5 giorni dopo l'esplosione (Weiler et al. [72]). L'analisi di questi dati indica anche che la densità del CSM ha un complesso profilo radiale, che si discosta dalla semplice legge  $r^{-2}$  attesa per un ordinario vento stellare.

I centroidi delle righe coronali del Fe hanno velocità che differiscono di 20-50  $\text{km s}^{-1}$  rispetto a quelli delle righe di ricombinazione, e ciò suggerisce che si siano formate in regioni diverse. Se le larghezze delle righe del Fe (FWHM  $\sim 45 \text{ km s}^{-1}$ ) sono dovute ad un puro allargamento termico, la regione emittente doveva avere una temperatura cinetica dell'ordine di  $2.5 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ , valore che è simile a quello stimato per la corona solare. I modelli predicono che il *flash* iniziale di radiazione dura UV e X è in grado di portare la temperatura della regione ionizzata solo a pochi  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ . Lo stesso materiale viene poi riscaldato ad una temperatura molto più alta quando viene raggiunto dalla materia espulsa durante l'esplosione. Questa collisione genera uno *shock* che si propaga nel CSM ed uno che si propaga invece all'indietro, verso il centro dell'espansione. Tra le due regioni si viene a creare una discontinuità con un forte gradiente nella densità e nella temperatura. Infatti, la temperatura degli elettroni è dell'ordine di  $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  nel materiale espulso mentre nel CSM raggiunge i  $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$  (Suzuki et al. [65]).

L'emissione di raggi X da parte di SN 1993J è stata osservata molto presto dopo l'esplosione, dai satelliti ROSAT e ASCA (3.4 Aprile, Zimmermann et al. [81]). Secondo quanto previsto dallo scenario appena descritto, tale emissione ha origine nel materiale ad alta densità espulso dalla SN e colpito dallo *shock* inverso. Tale materiale deve espandersi nel CSM altamente ionizzato ad una velocità di  $5-7 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$  in modo da render conto dell'emissione osservata a fasi così precoci.

Ora, ci si potrebbe attendere che le righe coronali sorgano nel CSM colpito dallo *shock*. In questo caso, però, la larghezza delle righe dovrebbe essere significativamente più larga di quanto non sia in realtà. Un'altra possibilità è che il CSM possa essere stato riscaldato direttamente dalla radiazione dura emergente dalla regione colpita dallo *shock* e ciò non sarebbe in conflitto con le osservazioni.

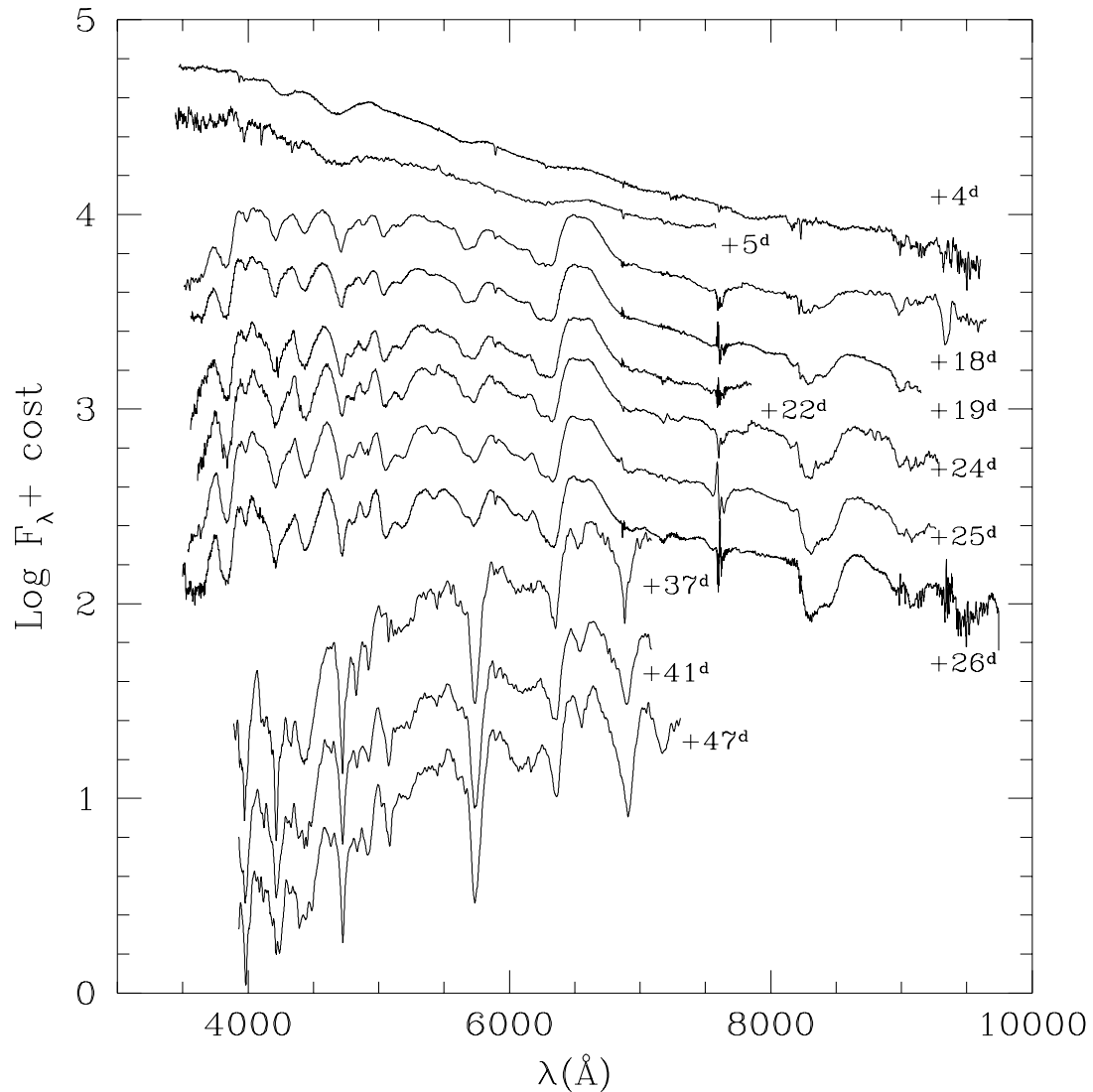
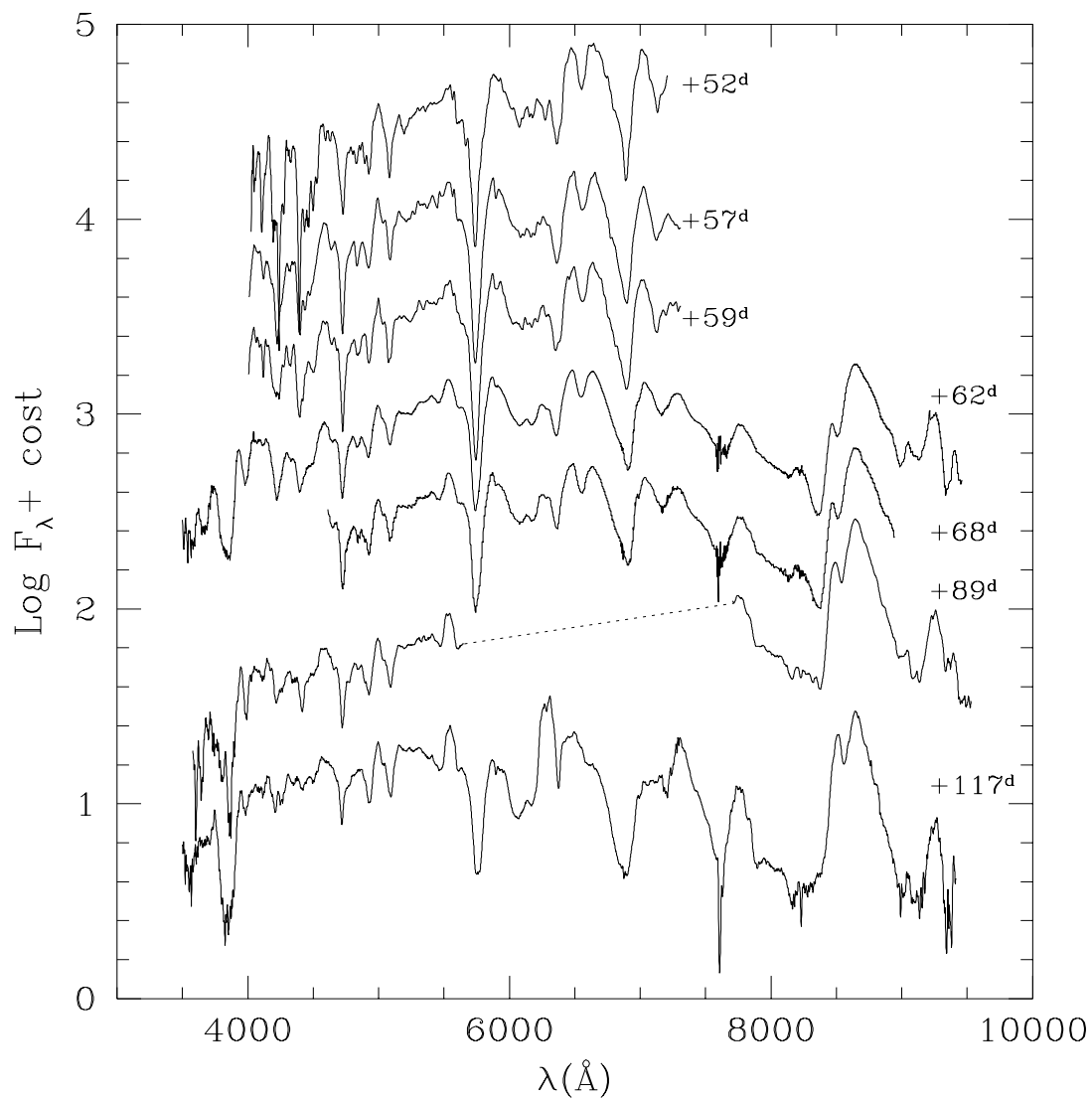


Figura 2.5 : Evoluzione spettroscopica di 1993J: fase +4–+47.

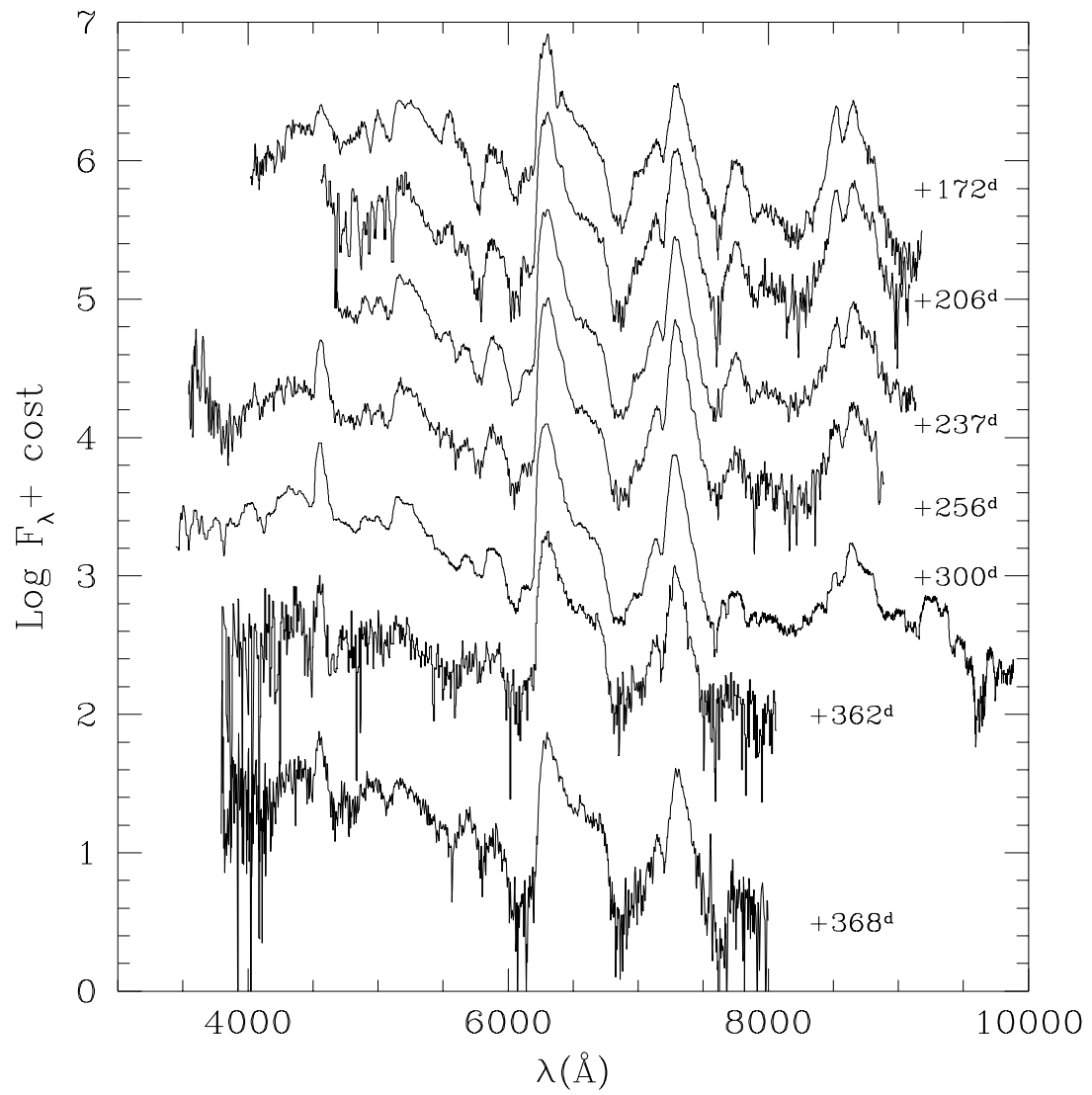
## 2.4 Spettroscopia a media e bassa risoluzione

Le osservazioni a media e bassa risoluzione sono state effettuate principalmente con il telescopio da 1.8m di cima Ekar, equipaggiato con lo spettrografo Boller & Chivens + CCD. A seconda del reticolo utilizzato (1200, 600, 300 e 150 tratti/mm) si è ottenuta una risoluzione che va da 2.5  $\text{\AA}$  a 22  $\text{\AA}$  (FWHM). La calibrazione in flusso è stata realizzata tramite l'osservazione di stelle standard selezionate dalle liste di Oke [49] e Stone [64].

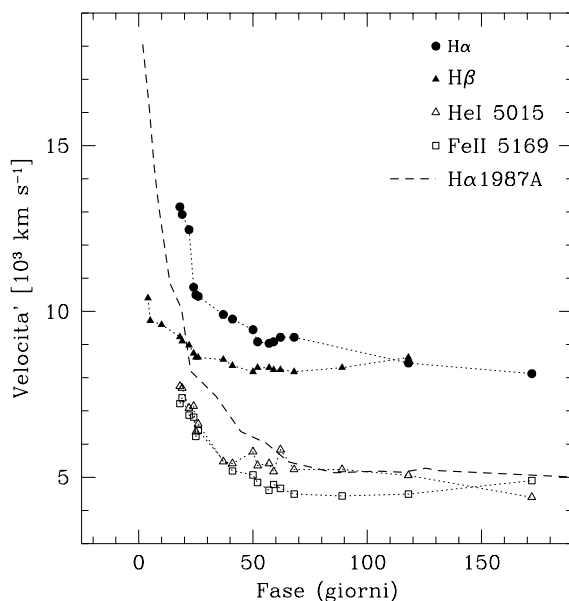
Quando non è stato possibile utilizzare questo telescopio, a causa di lavori di manutenzione effettuati durante il Maggio del 1993, si è fatto uso dello spettrografo prismatico montato al telescopio da 1.2m di Asiago. Tale strumento, equipaggiato



**Figura 2.6** : Evoluzione spettroscopica di 1993J: fase +52–+117.



**Figura 2.7** : Evoluzione spettroscopica di 1993J: fase +172–+368.



**Figura 2.8** : Evoluzione della velocità di espansione di 1993J, dedotta dai minimi di assorbimento dei profili P–Cygni di alcune righe. Per confronto sono mostrate anche le evoluzioni di  $H\alpha$  in 1987A (Phillips et al. [53], [54]).

con un intensificatore RCA e lastra fotografica, ha fornito spettri nell'intervallo 4000–7000 Å, con una risoluzione di 4 Å ad  $H\beta$  (FWHM). La calibrazione in flusso di questi dati è stata realizzata tramite l'osservazione della vicina stella SAO 015020, che è stata usata come standard secondaria, successivamente calibrata al telescopio da 1.8m.

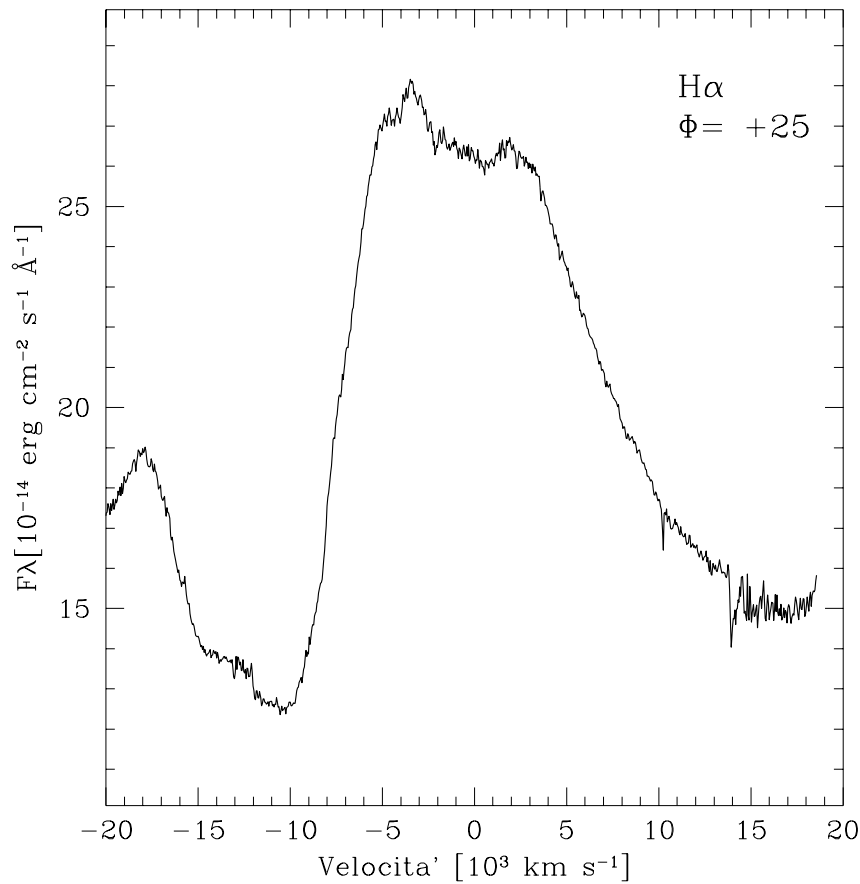
### 2.4.1 L'evoluzione spettroscopica di SN 1993J

L'evoluzione spettroscopica di 1993J è stata seguita ad Asiago a partire da pochi giorni sino e circa un anno dopo l'esplosione. Una raccolta degli spettri più significativi ottenuti durante questa campagna viene presentata in Figg. 2.5–2.7.

Il primo spettro, ottenuto 4 giorni dopo il *break-out*, mostra solo poche righe, sovrapposte ad un continuo molto blu, riprodotto da un corpo nero con una temperatura compresa fra 12000 °K e 18000 °K, a seconda della correzione operata per l'estinzione. In questo stesso spettro sono ben visibili le righe in assorbimento dovute al materiale interstellare, come Na ID e Ca II H&K. Mentre  $H\alpha$  mostra un profilo molto largo e quasi puramente in emissione, le altre righe, identificate come  $H\beta$ ,  $H\gamma$  (in *blend* con HeI  $\lambda 4471$ ) e HeI  $\lambda 5876$  mostrano un netto profilo di tipo P–Cygni.

La velocità di espansione, dedotta dal minimo del profilo di assorbimento, è  $10500 \text{ km s}^{-1}$  per  $H\beta$  e  $8300 \text{ km s}^{-1}$  per HeI  $\lambda 5876$ . Vale la pena notare che la larghezza delle righe, la pendenza del continuo e la probabile presenza di altre righe in *blend* rendono queste misure piuttosto incerte. Questi fatti sono anche la probabile causa della discrepanza osservata fra la velocità qui riportata per la riga dell'HeI e quella





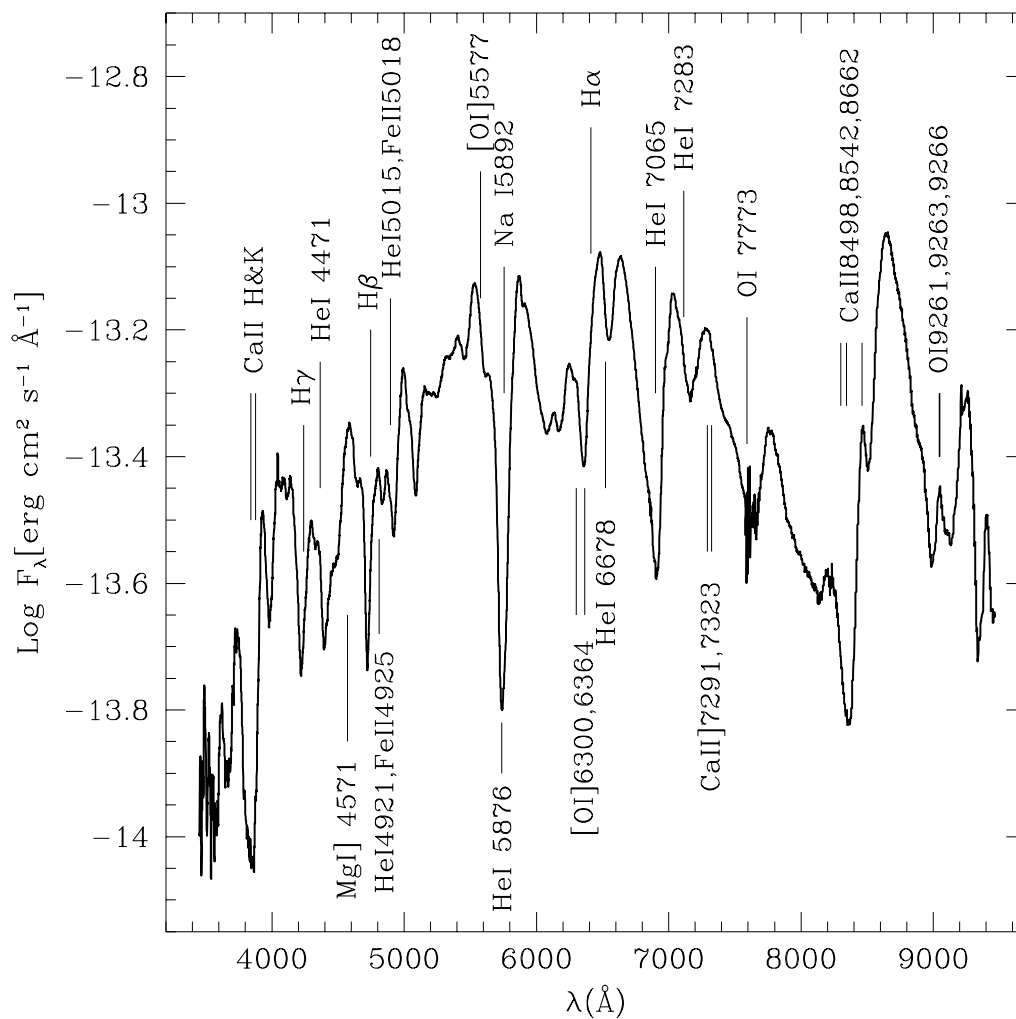
**Figura 2.9** : Profilo di velocità di  $H\alpha$  a 25 giorni dall'esplosione. La risoluzione è di  $2.5 \text{ \AA}$  (FWHM).

stimata da Wheeler et al. [76] alla stessa fase.

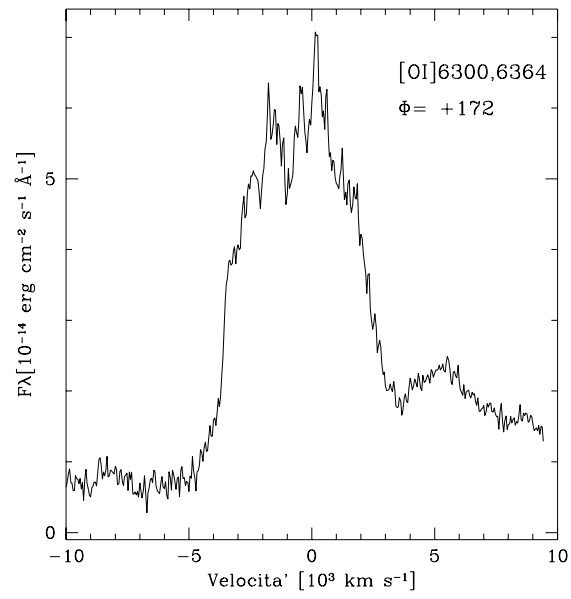
Nelle successive tre settimane, SN 1993J sviluppa intense righe, fra le quali spicca  $H\alpha$ , con un marcatissimo profilo P-Cygni. Entrambe le componenti di questa riga, emissione ed assorbimento, mostrano un profilo piatto, netta evidenza di una *shell* geometricamente sottile ed in espansione. Inoltre, il rapporto di intensità fra l'assorbimento e l'emissione è chiaramente più basso di tutte le altre righe presenti nello spettro, e ciò deve essere legato alla struttura dello strato più esterno, dove presumibilmente è confinato tutto l'H.

Tra tutte le righe presenti, le seguenti possono essere identificate con una certa sicurezza: HeI  $\lambda 5876$  (in *blend* con NaI  $\lambda 5892$ ), HeI  $\lambda 5015$  (probabilmente in *blend* con FeII  $\lambda 5018$ ),  $H\beta$  e  $H\gamma$  (in *blend* con HeI  $\lambda 4471$ ). Le righe generate da elementi provenienti da *processi s* (i.e. ScII, SrII e BaII), che erano intense negli spettri di 1987A a queste fasi, sono molto più deboli in 1993J.

La presenza simultanea di intense righe di H ed HeI rende piuttosto difficile la misura dei corrispondenti parametri. I risultati ottenuti sono tuttavia interessanti e per questo sono presentati in Fig. 2.8, dove l'evoluzione delle velocità dedotte dai



**Figura 2.10** : Identificazione delle principali righe sullo spettro a fase +62. Le barre verticali sono posizionate alle lunghezze d'onda attese per i minimi degli assorbimenti nei profili P-Cygni per una velocità di  $7000 \text{ km s}^{-1}$ . Le righe proibite, invece, sono state indicate con barre verticali posizionate alle lunghezze d'onda a riposo.



**Figura 2.11** : Profilo di velocità del doppietto [OI] $\lambda\lambda$ 6300,6364 a fase +172. L'emissione centrata a circa +5000  $km\ s^{-1}$  è  $H\alpha$ .

minimi di assorbimento di alcune righe di 1993J è confrontata con quella mostrata da  $H\alpha$  in 1987A (Phillips et al. [53], [54]). Come si può notare la velocità di  $H\alpha$  in 1993J è nettamente superiore a quella di 1987A, come probabile conseguenza del fatto che la massa di H espulsa da quest'ultimo oggetto era decisamente superiore. Infatti, mentre le velocità dedotte da  $H\alpha$  ed  $H\beta$  per 1993J sono decisamente superiori a quelle di 1987A, ciò non è vero per righe di elementi che provengono da regioni presumibilmente più interne, come He e Fe. Ciò indica che le differenze cinematiche fra le due SNe riguardano differenti strutture degli involucri più che delle regioni interne, ulteriore prova ne sia il fatto che la massa di  $^{56}\text{Ni}$  sintetizzato durante l'esplosione è praticamente la stessa nei due oggetti (Arnett [3], Woosley et al. [77]).

Uno spettro ottenuto con il reticolo da 1200 tr/mm (risoluzione 2.5 Å FWHM) nella regione di  $H\alpha$  mostra la presenza di sotto-strutture sulla sommità del profilo di emissione (v. Fig. 2.9). Probabilmente ciò va interpretato come la prima evidenza del *clumping* su larga scala che diviene poi palese alle fasi più avanzate.

Come si può vedere in Fig.2.6, a partire da un mese dopo l'esplosione, l'emissione di  $H\alpha$  subisce un graduale cambiamento. Essa passa, infatti, da un profilo piatto ad un profilo a doppio picco, dovuto all'emergere delle riga HeI  $\lambda 6678$  sull'ala rossa di  $H\alpha$  che va invece indebolendosi, come notato da Filippenko et al. [27]. Questo comportamento rappresenta una chiara deviazione rispetto a quanto accade usualmente nelle SNe II, in cui la larghezza equivalente di questa riga va gradualmente aumentando.

Nello spettro ottenuto a 62 giorni dall'esplosione emergono diverse righe proibite, come [OI] $\lambda 5577$ , [OI]  $\lambda\lambda 6300, 6364$  e CaII]  $\lambda\lambda 7291, 7323$ , che sono un chiaro segno del precoce instaurarsi della fase nebulare, già a due mesi dall'esplosione. A questa stessa fase sono presenti anche le righe  $H\alpha$  ed HeI  $\lambda 6678$  (circa con la stessa intensità), HeI  $\lambda 7065$ , OI  $\lambda 7773$  e OI  $\lambda\lambda 9261, 9263, 9266$ . Il tripletto CaII  $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$  è la struttura prominente nella parte rossa dello spettro, mentre MgI]  $\lambda 4571$ , diversi *blend* di HeI, FeII ed altre righe della serie di Balmer dell'H contribuiscono alla luminosità nella regione blu. A questo punto l'aspetto generale dello spettro è molto simile a quello di una SN di tipo Ib alle fasi avanzate. Tale spettro è mostrato in Fig. 2.10, dove sono state introdotte anche le identificazioni delle righe spettrali più intense.

A fase +118 lo spettro è dominato dalle emissioni del doppietto proibito [OI]  $\lambda\lambda 6300, 6364$  e del tripletto infrarosso del CaII.  $H\alpha$  ed  $H\beta$  sono ancora presenti, mentre le righe dell'HeI vanno scomparendo. A questa fase, il profilo del complesso  $H\alpha$ -[OI] è complicato dalla chiara presenza di sotto-componenti, che sono visibili anche nel profilo di [OI] $\lambda 5577$ , a definitiva conferma della presenza del *clumping* su larga scala a cui si è già accennato e che è stato discusso da Spyromilo [63]. Tale fenomeno è visibile in modo ancor più chiaro nello spettro ottenuto ad Asiago a fase +172, nella regione spettrale del doppietto proibito dell'[OI], con una risoluzione di 2.5 Å (FWHM  $\sim 120 \text{ km s}^{-1}$  a 6300 Å) ed un rapporto Segnale/Rumore pari a circa 30 (v. Fig. 2.11).

Diversi tentativi di riprodurre il profilo di questo doppietto usando il profilo della riga [OI] $\lambda 5577$  come modello non hanno dato risultati soddisfacenti per nessun valore

del rapporto di intensità fra le due componenti. Ciò potrebbe essere interpretato come evidenza del fatto che i singoli *clumps* presentano diverse condizioni fisiche.

A partire dal giorno +206 (v. Fig. 2.7) gli spettri sono dominati dalle righe del CaII], [OI] e dal tripletto infrarosso del CaII.  $H\alpha$  è ancora presente con un profilo molto largo sull'ala rossa di [OI] $\lambda\lambda$ 6300,6364 mentre, nella regione blu, la riga MgI] $\lambda$ 4571 va aumentando in intensità al passare del tempo.

Tutte queste righe sono presenti sino all'ultimo spettro disponibile, ottenuto circa un anno dopo l'esplosione. A tale fase lo spettro è molto simile a quello di una tipica SNe Ib (Gaskell et al. [33]) se si fa eccezione per la presenza di  $H\alpha$ . Questa riga presenta un profilo piatto che molto probabilmente ha origine in una *shell* di H ionizzato, dotata di una velocità di espansione di circa  $11000 \text{ km s}^{-1}$ . Questo argomento è l'oggetto del prossimo paragrafo.

## 2.5 Emissione di $H\alpha$ alle fasi avanzate

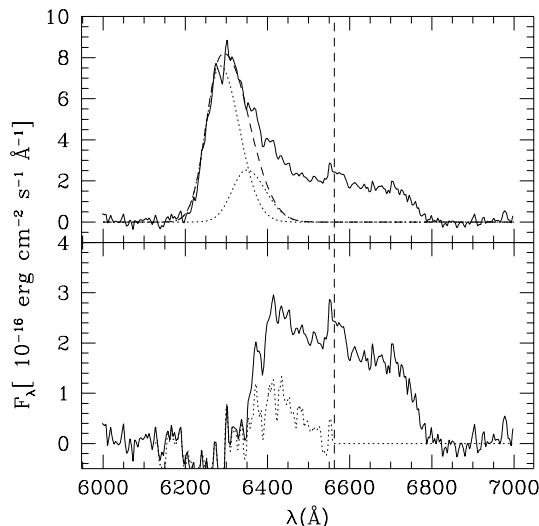
La massa e la distribuzione dell'H nell'involuppo di 1993J sono caratteristiche cruciali nella comprensione della storia di questo oggetto peculiare nelle fasi precedenti l'esplosione. Come si è già anticipato, i modelli idrodinamici suggeriscono che la massa residua dell'involuppo di H sia compresa fra  $0.06$  e  $0.9 M_{\odot}$  (Shigeyama et al. [60], Utrobin [69], Woosley et al. [77], Bartunov et al. [7]). D'altro canto, l'analisi del profilo delle righe dell'H negli spettri ottenuti durante i primi 40 giorni dopo l'esplosione ha condotto Swartz et al. [66] alla conclusione che la massa di H sia solo  $\sim 0.04 M_{\odot}$ .

Nel seguito viene presentato lo studio del comportamento di  $H\alpha$  a partire da pochi giorni dopo il massimo sino ad un anno dall'esplosione, con lo scopo di ottenere una stima indipendente della massa di H. In secondo luogo vengono esaminati e discussi i possibili meccanismi che forniscono l'energia necessaria a spiegare la luminosità osservata per questa riga alle fasi avanzate.

### 2.5.1 Dati e problemi di identificazione

Come si è già detto, l'emissione a profilo piatto osservata nella regione di  $H\alpha$  a fasi superiori ad un anno è stata identificata come  $H\alpha$  (Clocchiatti & Wheeler [20]) ed è riconoscibile negli spettri di Asiago già a partire dalla fase +172. Lo spettro ottenuto 368 giorni dopo l'esplosione (risoluzione  $5 \text{ \AA}$  FWHM) continua a mostrarla, accompagnata dal doppietto [OI] $\lambda\lambda$ 6300,6364 sull'ala blu, come è possibile vedere in Fig. 2.12. A fasi più avanzate il profilo di  $H\alpha$  diviene anche più piatto, man mano che il doppietto proibito scompare (Filippenko et al. [28]).

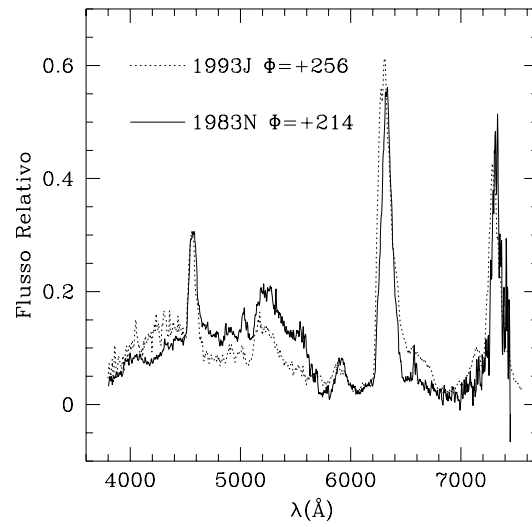
Nel tentativo di operare il *de-blend* fra  $H\alpha$  e [OI], è stata usata una versione filtrata del profilo osservato per MgI] $\lambda$ 4571 come modello per le singole componenti del doppietto, assumendo il rapporto nebulare fra le intensità delle due componenti (1/3). L'uso di questa riga come modello è giustificato dal fatto che essa ha una larghezza ed uno spostamento verso il blu simile a quello delle righe dell'ossigeno (Spyromilio [63]). Naturalmente questo tipo di operazione non tiene conto della



**Figura 2.12** : Lo spettro di SN 1993J nella regione di  $H\alpha$  a fase +368; la risoluzione è di circa  $230 \text{ km s}^{-1}$  (FWHM). Pannello superiore: *de-blending* di  $H\alpha$ ; le linee punteggiate rappresentano le singole componenti del doppietto di [OI], ricostruito usando il profilo della riga  $\text{MgI} \lambda 4571$  come modello, mentre la linea tratteggiata traccia il profilo risultante per il doppietto. Pannello inferiore: lo stesso spettro dopo la sottrazione del doppietto di [OI]. La linea punteggiata è il residuo lasciato dalla sottrazione di un profilo simmetrico per  $H\alpha$ , ottenuto riflettendone l'ala rossa attorno alla lunghezza d'onda a riposo, indicata dalla linea verticale tratteggiata.

presenza delle sotto-strutture dovute al *clumping* che è stato discusso nella sezione precedente e che è chiaramente visibile nel profilo del doppietto [OI] anche ad un anno dall'esplosione (v. Fig. 2.12). Piccole differenze fra i profili di  $\text{MgI} \lambda 4571$  ed [OI] possono introdurre nelle incertezze nel profilo che risulta dal *de-blend*, in particolare dove il flusso è basso e il rapporto S/R è peggiore. Ciò può spiegare la sovra-correzione visibile in Fig. 2.12 a circa  $6250 \text{ \AA}$ .

Dopo la sottrazione del doppietto di [OI] e di un profilo di  $H\alpha$  simmetrico ottenuto dalla riflessione dell'ala rossa (libera dalla contaminazione dell'[OI]) attorno alla lunghezza d'onda a riposo, lo spettro residuo consiste in una emissione centrata attorno a  $6425 \text{ \AA}$ . Un'emissione a questa stessa  $\lambda$  è visibile anche nello spettro di fase +172 (v. Fig. 2.11) e la sua identificazione non è del tutto chiara; fra i possibili candidati vanno ricordate alcune righe delle ferro, ad esempio  $\lambda 6432 \text{ \AA}$  del multipletto 40. Un'altra emissione, centrata a  $\sim 6560 \text{ \AA}$  ed avente una  $\text{FWHM} \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ , è probabilmente dovuta ad  $H\alpha$ . Una congettura preliminare è che questa riga abbia la stessa natura della così detta *componente intermedia* di  $H\alpha$  osservata in SN 1988Z, e cioè che abbia origine nelle nubi di gas circumstellare colpite dallo *shock* (cfr. Chugaj & Danziger [19]). Un ulteriore controllo è stato fatto in modo da vagliare il possibile contributo al flusso globale osservato nella banda centrata a



**Figura 2.13** : Confronto fra lo spettro di 1983N (Gaskell et al. [33]) a fase +214 (linea continua) e quello di 1993J a fase +256 (linea punteggiata).

**Tabella 2.4** : Flussi e velocità dell'estremità rossa di  $H\alpha$ . L'incertezza nelle stime delle velocità è  $\Delta v \sim 400 \text{ km s}^{-1}$ .

Data	Fase	Flusso (*)	$v_e$ $\text{km s}^{-1}$
15/09/93	+172	94.8	11390
19/10/93	+206	54.9	11420
19/11/93	+237	31.4	11570
08/12/93	+256	26.0	11370
21/01/94	+300	14.5	11450
30/03/94	+368	8.1	11460

(\*) Flussi in  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ .

6600 Å da parte di righe diverse da  $H\alpha$ . A tale scopo sono stati ispezionati tutti gli spettri disponibili a fasi avanzate (200–300 giorni) per le SNe Ib–Ic: ne è risultato che tali spettri mostrano tutti una struttura in emissione sull'ala rossa del doppietto di [OI], che verrà nel seguito indicata come *banda a 6600 Å*. L'estremità rossa di questa banda si estende fino a circa 6800 Å, che corrisponde ad una velocità radiale di  $\sim 11000 \text{ km s}^{-1}$ , se la banda stessa viene identificata con  $H\alpha$ .

Questo fatto è piuttosto problematico, in quanto tale valore coincide con l'estremità rossa dell'emissione di  $H\alpha$  negli spettri a fasi avanzate di 1993J. C'è inoltre indicazione del fatto che sia presente un'altra riga, sull'ala blu del doppietto [OI] $\lambda\lambda$ 6300, 6364, attorno a 6150 Å.

La luminosità della banda a 6600Å è stata stimata dallo spettro della SN Ib 1985F ottenuto a circa 300 giorni dal massimo (Filippenko & Sargent [24]), ed è risultata essere circa  $4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  (per  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ), valore che è tre volte maggiore della luminosità di  $H\alpha$  in 1993J alla stessa epoca. Ad ogni modo, va notato che la luminosità di 1985F a fasi così avanzate è particolarmente alta se confrontata con tutte le altre SNe Ib–Ic.

Una simile emissione alla base del doppietto di [OI] è visibile in uno spettro della SN Ib 1983N a fase +214 (Gaskell et al. [33]). In questo caso sia la banda rossa (6600Å) che quella blu (6150Å) sono chiaramente visibili ed hanno intensità comparabili. Si può perciò ipotizzare la presenza di un ampio *blend* di righe di emissione, che si estende fra 6050 e 6800 Å, soggiacente al doppietto di [OI] negli spettri delle SNe Ib–Ic a fasi avanzate. Fra i possibili candidati vi sono righe di emissione di FeII (cfr. gli spettri dei QSO, Wills et al. [74]), [FeII] e probabilmente di [CoII]. E' assai improbabile che il contributo della riga HeI  $\lambda$ 6678 sia significativo. L'intensità di questa riga, infatti, può essere stimata usando HeI  $\lambda$ 5876, che è generalmente più intensa della  $\lambda$ 6678 di un fattore  $\sim 3.5$  (Osterbrock [50]).

Ovviamente l'idea più semplice è che in tutte le SNe Ib–Ic la banda a 6600Å sia dovuta all'emissione di  $H\alpha$ , originantesi nel poco H rimasto negli strati esterni dell'involuppo del progenitore. Tuttavia anche questa semplice idea incontra dei problemi. Infatti, non si capisce come mai se H è presente alle fasi avanzate, tutti



gli spettri disponibili non ne mostrino nessuna evidenza alle fasi prossime al massimo, contrariamente a quanto accade in 1993J.

Il confronto fra 1993J e la SN Ib 1983N è presentato in Fig. 2.13 e mostra che, anche se c'è una forte somiglianza fra i due spettri, vi è una spiccata differenza nel rapporto fra i flussi delle due bande a 6600 e 6150 Å: in 1993J questo rapporto è molto più alto che in 1983N. Questo fatto può essere considerato come un'ulteriore evidenza che l'emissione di  $H\alpha$  contribuisce in modo significativo alla banda a 6600Å di 1993J. Tuttavia gli spettri di Fig. 2.13 indicano che probabilmente fino al 30% dell'emissione alla posizione di  $H\alpha$  ha origine, in questo oggetto, nella banda a 6600Å, che è presente negli spettri a fasi avanzate di tutte le SNe Ib–Ic.

Il flusso di  $H\alpha$ , a partire da 172 giorni, ovvero da quando il contributo della riga HeI  $\lambda 6678$  è ininfluenza, è stato calcolato come il doppio del valore misurato nella metà rossa del profilo, trascurando in questo modo il possibile contributo da parte della banda a 6600Å, non meglio identificata. Come si può vedere in Tab. 2.4 esso mostra una costante decrescita, che è approssimativamente descritta da una legge di tipo  $L(H\alpha) \propto t^{-3}$  (v. anche Fig. 2.19). Questo suggerisce che il grado di ionizzazione è rimasto praticamente costante durante i sei mesi presi in considerazione. Un'altra notevole proprietà di  $H\alpha$  è che la velocità dedotta dalla sua estremità rossa a intensità zero,  $v_e$ , rimane costante entro gli errori di misura durante l'intervallo di fase che va da 172 a 368 giorni (v. Tab. 2.4). Questa circostanza impone delle forti costrizioni sugli effetti della decelerazione degli *ejecta* da parte dell'interazione con il mezzo circumstellare. Inoltre, lo spettro di 1993J ottenuto a La Palma ad un'epoca di 500 giorni (dati messi a disposizione dal RGO) mostra che la velocità a intensità zero dell'ala rossa di  $H\alpha$  non si discosta dal valore  $v_e \sim 11000 \text{ km s}^{-1}$  stimato dai dati di Asiago.

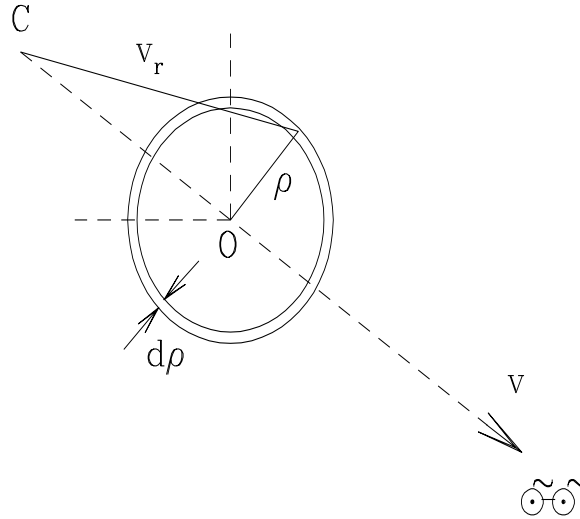
## 2.5.2 La shell di Idrogeno

Con lo scopo di determinare i parametri fisici della *shell* di H di 1993J è stato sviluppato un semplice modello numerico, basato sulle seguenti assunzioni. La materia è supposta espandersi con simmetria sferica in modo omologo, ovverosia in ogni istante è :

$$v(r) \propto r/t. \quad (2.2)$$

Questo significa che le superfici a velocità costante rispetto all'osservatore sono dei dischi che giacciono ortogonalmente alla linea di vista (si veda ad esempio Jeffery & Branch [40]). A causa del grande gradiente radiale di velocità all'interno della materia espulsa, un fotone emesso in un certo strato fugge senza più interagire con la materia. Ciò corrisponde ad assumere sia l'approssimazione di Sobolev [61] che una bassa densità. Visto che il modello va applicato a fasi molto avanzate ( $t \sim 1$  anno) tali ipotesi sono ragionevoli.

Attesa l'Eq. 2.2, in un certo istante l'uso della velocità o della distanza rispetto al centro dell'esplosione come coordinata di riferimento è indifferente, in quanto le due quantità differiscono solo per una costante moltiplicativa. Supponiamo dunque



**Figura 2.14** : Schematizzazione della geometria del problema nello spazio delle velocità.  $\rho$  è il parametro di impatto,  $v_r$  è la distanza dal centro C dell'espansione mentre  $v$  è la velocità della materia rispetto all'osservatore.

che  $j(v_r)$  sia l'emissività della materia, ovvero la quantità di energia emessa per unità di volume in un certo punto dotato di velocità radiale  $v_r$ , rispetto al centro C dell'espansione. Se chiamiamo poi  $\rho$  il parametro d'impatto, definito come in Fig. 2.14, è chiaro che l'energia emessa entro la corona circolare giacente nel piano a velocità  $v$  e compresa fra  $\rho$  e  $\rho + d\rho$  sarà :

$$ds(v) = 2\pi j(\sqrt{\rho^2 + v^2}) \rho d\rho dv \quad (2.3)$$

dove si è supposto che la superficie a velocità costante abbia in realtà uno spessore infinitesimo  $dv$  e si è fatto uso della relazione  $v_r^2 = \rho^2 + v^2$ . L'equazione precedente si può anche scrivere:

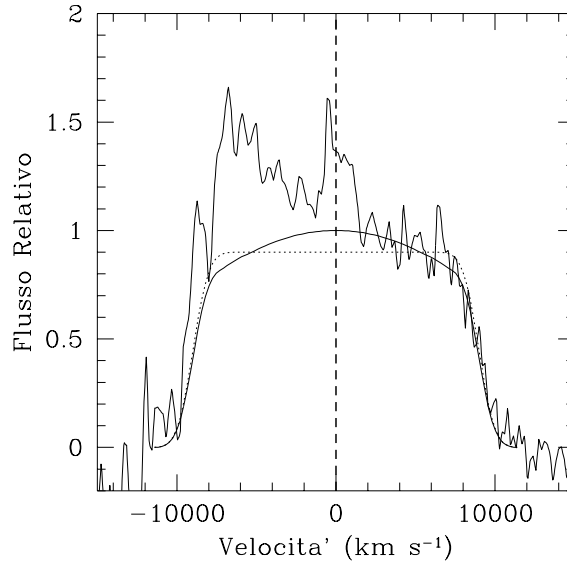
$$\frac{ds(v)}{dv} = 2\pi j(\sqrt{\rho^2 + v^2}) \rho d\rho \quad (2.4)$$

da cui risulta chiaro che l'energia totale emessa dalla materia animata da velocità  $v$  è data da:

$$s(v) = 2\pi \int_0^{\sqrt{v_e^2 - v^2}} j_N(\sqrt{\rho^2 + v^2}) \rho d\rho \quad (2.5)$$

dove  $v_e$  è la velocità alla quale l'emissività della materia è nulla. Con questa assunzione il profilo di velocità della riga emergente è dato dalla Eq. 2.5 per  $-v_e \leq v \leq +v_e$ , mentre è nullo al di fuori di tale intervallo.

L'integrale 2.5 ha una soluzione analitica molto semplice nel caso in cui l'emissività della materia sia costante  $j_N(v_r) = j_0$  all'interno di una sfera di raggio  $v_e$  (nello



**Figura 2.15** : Confronto fra i risultati forniti dai modelli A, B e il profilo di  $H\alpha$  a fase +368, dopo la sottrazione del doppietto  $[OI]\lambda\lambda 6300,6364$ . La linea punteggiata rappresenta il modello A mentre quella continua si riferisce al modello B.

spazio delle velocità). In tal caso infatti risulta:

$$s(v) = \pi j_0 (v_e^2 - v^2) \quad (2.6)$$

che altro non è se non un profilo parabolico, con un massimo a  $v = 0$ . L'integrazione della 2.5 per leggi tipo  $j_N(v_r) \propto (v_r)^{-n}$  mostra che il profilo assume una forma sempre più stretta all'aumentare di  $n$ , con la comparsa di ali alle alte velocità.

Sotto le ipotesi fatte e alla luce di questo risultato appare chiaro che questo tipo di leggi per l'emissività non può render conto del profilo di  $H\alpha$  mostrato nel pannello inferiore di Fig. 2.12. La piatta sommità della riga, indica piuttosto il confinamento della materia radiante entro una *shell*. Ciò si capisce anche intuitivamente. Infatti, un difetto di flusso alle basse velocità (ossia verso il centro della riga) comporta una deficienza di materiale emittente a tali velocità e dunque, per la 2.2, nelle regioni centrali dell'involuppo in espansione.

Nel tentativo di riprodurre il profilo osservato sono state considerate due possibilità per la distribuzione di emissività: A) un modello ad una componente, consistente in una *shell* con un profilo radiale gaussiano, avente il massimo dell'emissività  $j_m$  alla velocità  $v_m$  e caratterizzata da una dispersione di velocità  $\sigma_m$ ; B) un modello a due componenti, composto dalla stessa *shell* sovrapposta ad un'emissività costante  $j_0$ .

La scelta del profilo gaussiano per la *shell* potrebbe sembrare una semplificazione troppo spinta; in realtà si è visto che l'uso di profili più complessi, come una forte crescita dell'emissività seguita da un *plateau* e da una nuova decrescita con una legge di potenza, anche se più consoni a quanto indicato dai modelli idrodinamici, dà

praticamente gli stessi risultati, con lo svantaggio di aggiungere ulteriori parametri liberi.

I *best-fit* ottenuti con questi due modelli sono mostrati in Fig. 2.15, mentre in Fig. 2.16 vengono presentati i profili di emissività, normalizzati al valore massimo, adottati nei due modelli. Nel processo di *fitting* si è tenuta in considerazione solo l'ala rossa del profilo di  $H\alpha$ , visto che la forma dell'ala blu dipende dalle ipotesi fatte nel *de-blending*. La velocità limite è stata fissata a  $v_e=11400 \text{ km s}^{-1}$  (v. Tab. 2.4). La velocità al massimo dell'emissività, che verrà usata nel seguito per indicare la posizione della *shell*, risulta essere  $v_m=8900 \text{ km s}^{-1}$  nel modello A e  $v_m=9300 \text{ km s}^{-1}$  nel modello B. In entrambi i casi la dispersione di velocità all'interno della *shell* è  $\sigma_m=800 \text{ km s}^{-1}$ . Come si può vedere in Fig. 2.15, sia il modello A che il modello B riproducono la parte rossa del profilo di  $H\alpha$  in modo soddisfacente. Ciò significa che non è possibile escludere la presenza di un piccolo ammontare di H nelle regioni interne dell'involucro ( $v < 7500 \text{ km s}^{-1}$ ), che potrebbe essere responsabile dell'inarcarsi dell'emissione alla sommità del profilo.

La posizione del massimo di emissività è in accordo con la velocità radiale dell'assorbimento di  $H\alpha$  a fase +62 (Fig. 2.16, pannello inferiore). Il rapido declino della velocità dedotta dal minimo di  $H\alpha$  durante i primi 50 giorni, cessa improvvisamente quando la velocità raggiunge circa  $9500 \text{ km s}^{-1}$ . Per almeno 20 giorni a partire da questo istante non vi sono mutazioni significative, come si può notare in Fig. 2.17.

Questo comportamento può essere compreso se si assume che a partire da 50 giorni il raggio della regione a massima concentrazione di H eccitato al secondo livello coincida con quello della regione a massima concentrazione di H. A fasi più avanzate, dopo circa 100 giorni, la velocità dell'assorbimento è leggermente minore, circa  $8500 \text{ km s}^{-1}$ . Ciò potrebbe essere dovuto al contributo all'ala blu di  $H\alpha$  da parte del doppietto in emissione [OI] $\lambda\lambda 6300,6364$ .

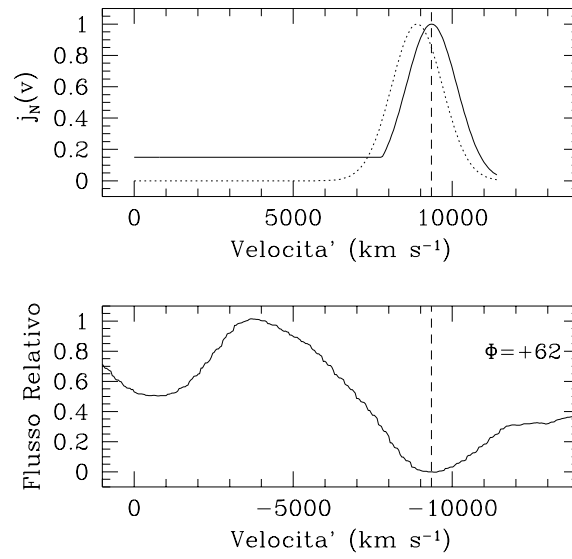
### 2.5.3 Massa dell'Idrogeno ionizzato

Usando la distribuzione di emissività derivata nella sezione precedente, è possibile porre dei limiti alla massa di H ionizzato. Assumendo che la ricombinazione sia il processo principale nella popolazione dei livelli eccitati, l'emissività di  $H\alpha$  è data da:

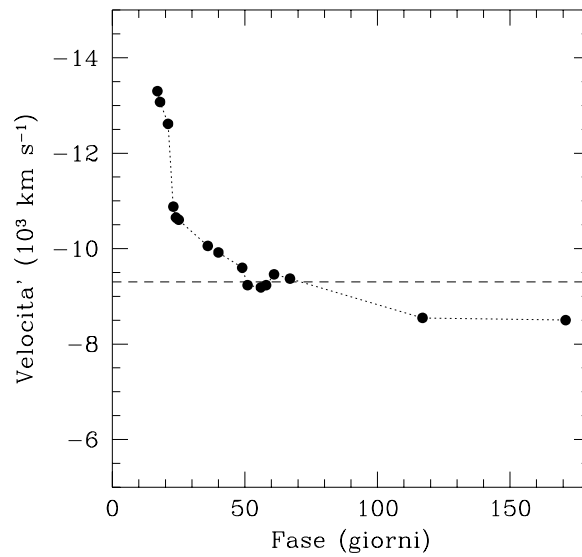
$$j = \frac{1}{4\pi} \alpha_{32} h\nu n_e n_{H^+} \quad (2.7)$$

dove  $\alpha_{32}$  è il coefficiente di ricombinazione effettiva, che nel caso B della ricombinazione e per  $T=10^4 \text{ °K}$  è  $\alpha_{32}=1.14 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Osterbrock [50]). Il caso B è appropriato, poiché la profondità ottica di  $H\alpha$  a fasi avanzate è in ogni caso troppo piccola per influenzare il *branching ratio* delle righe della serie di Balmer; gli effetti della profondità ottica divengono importanti solo per  $\tau(H\alpha) > 7$ . Va anche notato che l'ipotesi di *scattering* dei fotoni di  $H\alpha$  è conservativa se  $\tau(H\alpha) < 10^4$ .

Ora, dalla 2.7 si ha che la legge di densità radiale per i nuclei di  $H^+$  è data da:



**Figura 2.16** : Pannello superiore: profili normalizzati di emissività per i modelli A (linea tratteggiata) e B (linea continua). Pannello inferiore: profilo osservato di  $H\alpha$  a fase +62.



**Figura 2.17** : Evoluzione della velocità dedotta dal minimo dell'assorbimento nel profilo di  $H\alpha$ . La linea orizzontale tratteggiata segna la posizione della *shell* nel modello B.

$$n_{H^+}(r) = \left( \frac{4\pi}{\alpha_{32} h\nu} \right)^{1/2} \left( \frac{n_{H^+}}{n_e} \right)^{1/2} j(r)^{1/2} \quad (2.8)$$

dove  $n_{H^+}/n_e$  tiene conto del grado di ionizzazione. E' poi chiaro che integrando questa legge su tutto il volume si ottiene la massa totale di H ionizzato:

$$M_{H^+} = m_{H^+} \int_0^{r_e} n_{H^+}(r) r^2 dr \quad (2.9)$$

dove  $r_e = v_e \times t$  ( $t$  è il tempo trascorso dall'esplosione) ed  $m_{H^+}$  è la massa del protone. A questo punto è necessario legare il profilo di emissività normalizzato  $j_N(r)$  a quello effettivo. Innanzitutto la luminosità globale prodotta dalla ricombinazione è :

$$L = 4\pi \int_V j dV = 16\pi^2 \int_0^{r_e} j(r) r^2 dr \quad (2.10)$$

Poichè si può sempre scrivere  $j(r) = k \times j_N(r)$ , si ha anche:

$$L = 16\pi^2 k \int_0^{r_e} j_N(r) r^2 dr \quad (2.11)$$

da cui:

$$k = \frac{L}{16\pi^2 \int_0^{r_e} j_N(r) r^2 dr} \quad (2.12)$$

Usando poi la 2.8 si ottiene:

$$n_{H^+}(r) = \left( \frac{L}{4\pi v_e^3 \alpha_{32} h\nu} \right)^{1/2} \left( \frac{n_{H^+}}{n_e} \right)^{1/2} \left( \frac{j_N(r')}{\int_0^1 j_N(r') r'^2 dr'} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

dove si è posto  $r' = r/r_e$ , onde poter estrarre il parametro  $v_e$  dall'integrale. Introducendo questa espressione nella 2.9 si ottiene:

$$M_{H^+} = m_{H^+} \left( \frac{v_e^3 t L}{4\pi \alpha_{32} h\nu} \right)^{1/2} \frac{\int_0^1 \sqrt{j_N(r')} r'^2 dr'}{\sqrt{\int_0^1 j_N(r') r'^2 dr'}} \quad (2.14)$$

Sostituendo gli opportuni valori per le costanti e calcolando i due integrali (che dipendono esclusivamente dal profilo di emissività ) si ottiene finalmente:

$$M(H^+) = 0.15C \left( \frac{v_e}{11400 \text{ km/s}} \right)^{3/2} \left( \frac{n_{H^+}}{n_e} \right)^{1/2} t_{yr}^{3/2} L_{38}^{1/2} M_{\odot} . \quad (2.15)$$

In questa espressione  $C$  è un parametro di struttura, che vale 1 per il modello A (*shell* gaussiana) e 1.2 per il modello B (*shell* gaussiana più *plateau* interno),  $t_{yr}$  è il tempo di espansione in anni ed  $L_{38}$  è la luminosità di  $H\alpha$  espressa in  $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ .

Adottando la distanza  $d = 3.6 \text{ Mpc}$ , un'estinzione  $A_V = 0.1 \text{ mag}$  (Freedman et al. [31]) e facendo uso del flusso misurato a 368 giorni,  $f = 8.1 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  (v. Tab. 2.4), si ottiene  $L_{38} = 1.26 \text{ erg s}^{-1}$ . Sostituendo questa stima nell'Eq. 2.15,

se ne evince una massa totale di H ionizzato pari a  $0.17 (n_{H^+}/n_e)^{1/2} M_\odot$  e  $0.20 (n_{H^+}/n_e)^{1/2} M_\odot$  per i modelli A e B rispettivamente.

Si può ottenere un limite superiore alla massa di H ionizzato assumendo che  $n_{H^+} = n_e$ , ovvero che il contributo degli elettroni provenienti dall'He sia trascurabile: in tal caso si ottiene  $M(H^+) = 0.2 M_\odot$ . Al contrario, si può stimare un limite inferiore ipotizzando che l'H sia completamente ionizzato, l'He sia ionizzato una volta e il contributo dei metalli sia trascurabile. In queste ipotesi, se X ed Y sono le abbondanze relative di H ed He nell'involuppo, si ha:

$$\frac{n_{H^+}}{n_e} \approx \frac{4X}{Y + 4X} = \frac{4X}{1 + 3X} \quad (2.16)$$

visto che  $Y = 1 - X$ . Inoltre, se  $M_{inv}$  è la massa totale dell'involuppo, si ha:

$$X = \frac{M(H^+)}{M_{inv}} = \frac{M(H)}{M_{inv}} \quad (2.17)$$

dove la seconda eguaglianza deriva dalla completa ionizzazione dell'H. Essendo  $M(H^+) = cost (n_{H^+}/n_e)^{1/2}$  si ha poi:

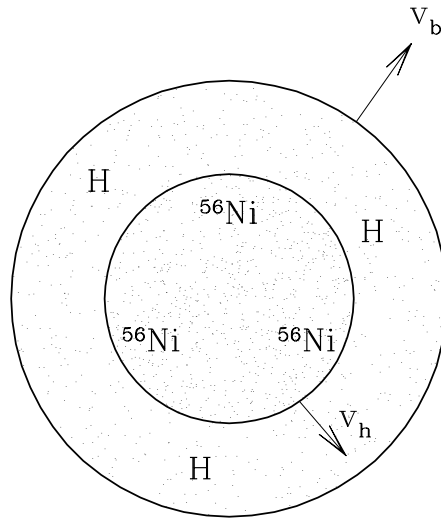
$$\frac{X M_{inv}}{cost} = \left( \frac{4X}{1 + 3X} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

Ponendo  $X_0 = (cost/M_{inv})^2$  e risolvendo per  $M(H^+)$  si ha che la massa di H ionizzato con una velocità maggiore di  $7500 \text{ km s}^{-1}$ , per una data massa totale dell'involuppo di H-He è :

$$M(H^+) = \frac{M_{inv}}{6} \left[ (1 + 48X_0)^{1/2} - 1 \right] \quad (2.19)$$

dove  $M(H^+)$  ed  $M_{inv}$  sono espresse in masse solari. Adottando  $M_{inv} \approx 1.4 M_\odot$  (Utrobin [69]) e il valore per  $cost$  ottenuto precedentemente, si deriva un limite inferiore per la massa di H pari a  $0.07 M_\odot$ , con una corrispondente abbondanza relativa  $X=0.05$ .

Così, l'ammontare di H ionizzato responsabile dell'emissione di  $H\alpha$  a  $t=1$  anno è compreso fra  $0.07 M_\odot$  e  $0.2 M_\odot$ , sempre nell'ipotesi che il contributo da parte di righe diverse da  $H\alpha$  alla banda a  $6600 \text{ \AA}$  sia trascurabile. Se questa banda contribuisce, invece, al 50% della luminosità, i limiti si riducono, passando a  $0.05$  e  $0.14 M_\odot$  rispettivamente. Alla luce di queste considerazioni l'intervallo di confidenza per la massa di H ionizzato è perciò  $0.05-0.20 M_\odot$ . Praticamente tutto questo materiale giace nella *shell* sottile, centrata a  $9000 \text{ km s}^{-1}$  ed avente una dispersione di velocità pari a  $800-1100 \text{ km s}^{-1}$ . Quest'ultimo parametro dipende dal fatto che l'Idrogeno ( $j \propto n_{H^+}^2$ ) o l'Elio ( $j \propto n_{H^+}$ ) sia il produttore dominante di elettroni liberi. La massa di  $H^+$  nella regione con  $v < 7500 \text{ km s}^{-1}$ , come risulta dal modello B, non supera il 20% della massa totale di H ionizzato.



**Figura 2.18** : Schematizzazione della geometria del materiale espulso alle fasi molto avanzate ( $t \sim 1$  anno).

#### 2.5.4 Sorgenti energetiche per la luminosità di $H\alpha$

La ionizzazione dell'idrogeno contenuto nella *shell* di 1993J alle fasi avanzate può essere prodotta dal decadimento di isotopi radioattivi prodotti durante l'esplosione, oppure dai raggi X emessi durante l'interazione fra il materiale espulso e il mezzo circumstellare. Uno di questi due meccanismi può dominare nelle SNe di tipo II ad un anno dall'esplosione (cfr. Chugai [17]). Nei seguenti paragrafi vengono esaminate le due possibilità nel caso di 1993J.

#### Il decadimento radioattivo

L'involuppo della SN a queste fasi può essere descritto da un modello molto semplice, composto da una sfera di materiale a densità costante ed in espansione libera con un campo di velocità omologo ed una velocità limite  $v_b$ . Entro tale sfera l'idrogeno è distribuito uniformemente nell'intervallo  $v_h < v < v_b$ , mentre il  $^{56}\text{Ni}$  è confinato nella regione interna, con  $v < v_h$  (v. Fig. 2.18).

Il modello è poi definito dai seguenti parametri: la massa totale  $M$ , l'energia cinetica  $E$ , la massa di  $^{56}\text{Ni}$ , la velocità del bordo interno della *shell* di H  $v_h$  e l'abbondanza  $X$  di idrogeno. La *shell* è assunta essere composta solo da H ed He. In accordo con i modelli idrodinamici di 1993J, si è assunto  $M = 2.4 M_\odot$ ,  $M_{\text{Ni}} = 0.075 M_\odot$ . L'energia cinetica totale può essere calcolata a partire da questi parametri. Infatti è :

$$E = \frac{1}{2} \int_V \rho(v) v^2 dV \quad (2.20)$$



dove  $\rho(v)$  è la densità della materia contenuta nel volume  $V$ . Essendo  $dV = 4\pi v^2 dv$ , si ha anche:

$$E = 2\pi \int_0^{v_b} \rho(v) v^4 dv \quad (2.21)$$

Poichè si è supposto che la densità della materia sia costante, l'integrazione è semplice e fornisce  $E = 2/5 \pi \rho_0 v_b^5$ . Inoltre, la massa totale può essere espressa come  $M = 4/3 \pi \rho_0 v_b^3$ . Da queste due relazioni discende subito che:

$$E = \frac{3M}{10} v_b^2 \quad (2.22)$$

Sostituendo gli opportuni valori si ottiene  $E = 1.44 \times 10^{51}$  erg s<sup>-1</sup>. Tale risultato è in buon accordo con la media dei valori forniti da Woosley et al. [77], Utrobin [69] e Shigeyama et al. [60]. Per  $v_h$  si è adottato il valore di  $7500 \text{ km s}^{-1}$ , che corrisponde alla velocità del bordo interno della *shell* discussa nella sezione precedente.

La massa della materia contenuta nella *shell* (H+He) è data da:

$$M(v_h < v < v_b) = \frac{10}{3} E \frac{(v_b^3 - v_h^3)}{(v_b^5 - v_h^5)} \quad (2.23)$$

Sostituendo le stime di  $v_b$ ,  $v_h$  ed  $E$  si ottiene un valore pari a  $1.8 M_\odot$ , in ragionevole accordo con i modelli idrodinamici. L'abbondanza relativa di H è qui l'unico parametro libero, dato che tutte le altre grandezze sono state fissate dalle osservazioni.

L'energia prodotta dal decadimento radioattivo del <sup>56</sup>Ni viene depositata nella regione che emette in  $H\alpha$  ( $v \geq v_h \approx 7500 \text{ km s}^{-1}$ ) tramite lo *scattering Compton*<sup>2</sup> dei raggi  $\gamma$  e le conseguenti perdite di ionizzazione degli elettroni Compton, con un coefficiente di assorbimento  $k_\gamma = 0.06 \langle Z/A \rangle \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . I positroni, che si generano attraverso le catture elettroniche e contribuiscono al 3.6 % dell'energia globale del decadimento, vengono rallentati localmente negli strati più profondi e non contribuiscono alla deposizione di energia nella *shell* di H. Perciò, la luminosità totale depositata in tale *shell* dipende dall'assorbimento dei raggi  $\gamma$  che sfuggono alle regioni interne.

Ora, se  $\tau_{\gamma,C}$  è la profondità ottica per i raggi  $\gamma$  della regione interna ( $v < v_h$ ), la luminosità  $\gamma$  dopo l'attraversamento dell'intera regione è data da:

$$L'_{Ni} = L_{Ni} e^{-\tau_{\gamma,C}} \quad (2.24)$$

dove  $L_{Ni}$  è la luminosità totale prodotta nella catena radioattiva  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ . Se  $\tau_{\gamma,h}$  è la profondità ottica ai raggi  $\gamma$  della *shell* di H, la luminosità depositata in tale strato può essere espressa come:

$$L_d = L_{Ni} e^{-\tau_{\gamma,C}} (1 - e^{-\tau_{\gamma,h}}) \approx L_{Ni} \frac{1 - e^{-\tau_{\gamma,h}}}{1 + \tau_{\gamma,C}} \quad (2.25)$$

---

<sup>2</sup>I fotoni  $\gamma$  generati dal decadimento vengono diffusi da elettroni o nucleoni. In tale processo una parte dell'energia dei fotoni incidenti viene ceduta alla particella responsabile dello *scattering*.

A questo punto si tratta di stabilire quale parte di questa energia venga poi re-irradiata sotto forma di fotoni  $H\alpha$ . A tale scopo è stato utilizzato il modello sviluppato da Chugai [17]. L'evoluzione della luminosità di  $H\alpha$  emergente è mostrata in Fig. 2.19 per tre diversi valori dell'abbondanza  $X$  nella *shell* di H ed He: 0.05, 0.20 e 0.7 (che corrispondono a 0.07, 0.28 e a 0.97  $M_{\odot}$  di H). Essa è confrontata con la luminosità osservata per questa riga e misurata sugli spettri presentati in precedenza. Per la distanza e l'assorbimento si sono utilizzati i valori già discussi ( $D=3.6$  Mpc,  $A_V=0.1$ ).

Va sottolineato che il modello di Chugai [17] non tiene conto dell'eccitazione e della ionizzazione dell'idrogeno da parte della radiazione fotosferica e quindi è applicabile solo a partire da circa 40 giorni dopo il massimo. Ad ogni modo, come appare chiaro dalla Fig. 2.19, il modello radioattivo appare nettamente inadeguato a riprodurre la luminosità osservate alle fasi avanzate ( $t > 120$  giorni), anche per una massa di H pari a circa 1  $M_{\odot}$ . Anche assumendo che la banda a 6600Å contribuisca al 50% del flusso di  $H\alpha$ , non si ha un significativo miglioramento della situazione e il modello fallisce, in ogni caso, a partire da 150 giorni. A un anno dall'esplosione, la luminosità osservata di  $H\alpha$ ,  $1.3 \times 10^{38}$  erg s $^{-1}$ , supera quella prevista dal modello radioattivo di almeno un ordine di grandezza.

Questo fatto implica che qualche altro meccanismo, diverso dal decadimento radioattivo, deve essere responsabile dell'eccitazione e della ionizzazione della *shell* di idrogeno a queste fasi. Come si è già detto, la possibilità alternativa è la presenza di una forte interazione fra il materiale espulso (*ejecta*) durante l'esplosione e quello liberato dal progenitore, sotto forma di vento, nell'ambiente circumstellare (CSM).

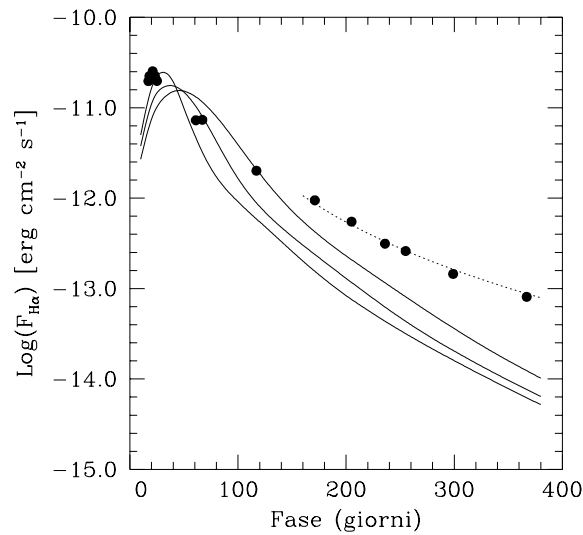
### Interazione ejecta-vento

L'espansione dell'involuppo di una SN in un mezzo circumstellare omogeneo genera una struttura a doppia onda d'urto (v. Fig. 2.20), con un *shock* che si propaga nel vento (diretto) ed uno che si propaga negli *ejecta* (inverso) (cfr. Chevalier [11], [12]; Nadyozhin [46]; Chevalier & Fransson [14]). Il gas colpito da *shock* emette raggi X, dominati dalla componente più molle proveniente dallo *shock* inverso; il riprocessamento di questa radiazione da parte degli strati più esterni può dar origine ad un'emissione di  $H\alpha$  con un profilo di velocità molto ampio.

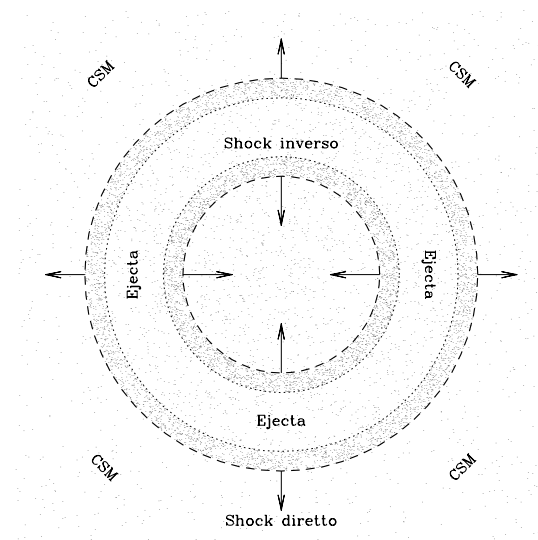
In dipendenza dal fatto che lo *shock* inverso sia adiabatico o radiativo, la larga emissione di  $H\alpha$  può avere origine o nel materiale espulso e ionizzato ma non ancora colpito dallo *shock*, oppure nel materiale espulso *freddo*, già colpito dall'onda d'urto. Questo concetto è stato applicato per spiegare l'emissione di  $H\alpha$  nelle SNe II 1979C (Fransson [29]; Chevalier & Fransson [13]), 1980K (Chugai [16]), e 1987F (Chugai [17]).

Lo stesso meccanismo viene qui proposto per spiegare l'eccesso di luminosità descritto nella sezione precedente.

A tale scopo è stata ipotizzata una semplice struttura per l'involuppo in espansione, consistente in una regione a densità uniforme ( $\rho = \rho_0$ ) per  $v < v_0$  ed in una regione obbediente ad una legge di potenza ( $\rho = \rho_0 (v/v_0)^{-\omega}$ ) per  $v > v_0$ . Il



**Figura 2.19** : Flusso della riga  $H\alpha$ . I cerchi pieni rappresentano i flussi osservati mentre le linee continue indicano tre modelli radioattivi (Chugai [17]) che differiscono per le abbondanze di H. Le masse di H corrispondenti ammontano a  $0.07$ ,  $0.28$  e  $0.97 M_{\odot}$ , con i modelli a massa maggiore più luminosi a fasi avanzate. La riga punteggiata riproduce una legge di tipo  $L \propto t^{-3}$ .



**Figura 2.20** : Rappresentazione della struttura a doppia onda d'urto. Lo *shock* diretto si propaga nel mezzo circumstellare (CSM), generando una regione calda subito dietro al fronte dell'onda d'urto (shocked CSM). Lo *shock* inverso si propaga invece nei più densi *ejecta* e genera a sua volta una seconda regione calda (shocked ejecta).

parametro  $v_0$  è fissato da  $\omega$ , dalla massa  $M$  dell'involuppo e dalla sua energia cinetica  $E$ . Infatti, la massa totale dell'involuppo è data da:

$$M = 4\pi \int_0^{v_0} \rho_0 v^2 dv + 4\pi \int_{v_0}^{\infty} \rho_0 \left(\frac{v}{v_0}\right)^{-\omega} v^2 dv \quad (2.26)$$

ovvero:

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho_0 v_0^3 \left(\frac{\omega}{\omega-3}\right) \quad (2.27)$$

Inoltre, l'energia cinetica totale è data da:

$$E = 2\pi \rho_0 \int_0^{v_0} v^4 dv + 2\pi \rho_0 v_0^\omega \int_{v_0}^{\infty} v^{(4-\omega)} dv \quad (2.28)$$

che fornisce:

$$E = \frac{2\pi}{5} \rho_0 v_0^5 \left(\frac{\omega}{\omega-5}\right) \quad (2.29)$$

Eliminando  $\rho_0$  fra questa relazione e la 2.27 ed esplicitando in funzione di  $v_0$  si ottiene infine:

$$v_0^2 = \frac{10}{3} \frac{E}{M} \left(\frac{\omega-5}{\omega-3}\right) \quad (2.30)$$

Supponiamo ora che il progenitore di 1993J abbia subito una perdita di massa caratterizzata da un tasso  $\dot{M}$  a mezzo di un vento stellare a velocità costante  $v_W$  in un intervallo di tempo  $t_W$ . Si definisce allora un parametro di densità del vento  $W = \dot{M}/v_W$ . Fatta questa posizione è chiaro che la massa totale persa dalla stella è  $M_W = W v_W t_W$ , mentre il raggio massimo raggiunto dal vento è  $R_W = v_W t_W = M_W/W$ . Nelle ipotesi fatte la legge di densità nel mezzo circumstellare è semplicemente data da:

$$\rho_W(r) = \frac{W}{4\pi r^2} \quad (2.31)$$

Ora, nelle ipotesi sin qui descritte, il raggio  $R_S$  della superficie di discontinuità fra il vento e gli *ejecta* all'istante  $t$  è dato dalla seguente forma della soluzione autosimilare di Chevalier–Nadyozhin (Chevalier [11]; Nadyozhin [46]):

$$R_S = \left(\frac{6}{\omega(\omega-4)} \frac{M}{W}\right)^{1/(\omega-2)} (v_0 t)^{(\omega-3)/(\omega-2)} \quad (2.32)$$

E' interessante notare che se  $\omega$  è molto grande (gli *ejecta* sono un *muro*), la 2.32 diventa  $R_S \simeq v_0 t$  e l'espansione ha luogo a velocità costante. Nel caso in cui il bordo degli *ejecta* sia *smussato* (e.g.  $\omega=5$ ), si ha:

$$R_S = \left(\frac{6}{5} \frac{M}{W}\right)^{1/3} (v_0 t)^{2/3} \quad (2.33)$$

da cui si capisce che l'espansione risulta decelerata. Derivando la 2.32 rispetto al tempo si ottiene la velocità della superficie di discontinuità:

$$v_s = \left( \frac{6}{\omega(\omega-4)} \frac{M}{W} \right)^{1/(\omega-2)} \left( \frac{\omega-3}{\omega-2} \right) v_0^{\frac{\omega-3}{\omega-2}} t^{-\left(\frac{1}{\omega-2}\right)} \quad (2.34)$$

ovvero:

$$v_s = \left( \frac{\omega-3}{\omega-2} \right) \frac{R_S}{t} \quad (2.35)$$

da cui si vede che per  $\omega$  molto grande è  $v_s = R_S/t$ , mentre per  $\omega=5$  risulta  $v_s = 2/3 R_S/t$ ; in ogni caso è  $v_s \approx R_S/t$ . Ora, il bordo esterno della regione che emette  $H\alpha$  può essere identificato con la discontinuità di contatto, in modo tale che a epoche comprese fra 6 mesi ed 1 anno dall'esplosione, si ha  $v_e \approx R_S/t = 1.14 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$ , come si è mostrato in precedenza.

Alla luce di queste considerazioni è possibile dare una stima del parametro  $\omega$  che regola la distribuzione di densità negli strati più esterni. Infatti, se  $v_{S,1}$  e  $v_{S,2}$  sono le velocità a due istanti  $t_1$  e  $t_2$ , per la 2.34 sarà:

$$\frac{\Delta v}{v_{S,1}} = \frac{v_{S,1} - v_{S,2}}{v_{S,1}} = 1 - \left( \frac{t_1}{t_2} \right)^{\frac{1}{\omega-2}} \quad (2.36)$$

Risolvendo per  $\omega$ :

$$\omega = 2 + \frac{\ln(t_1/t_2)}{\ln(1 - \Delta v/v_{S,1})} \quad (2.37)$$

che lega il rallentamento della *shell* durante un certo intervallo di tempo  $t_1 - t_2$  al parametro  $\omega$ .

Ora, come si è concluso dalle osservazioni, la velocità del bordo esterno della *shell* è stata costante da  $t_1=+172$  a  $t_2=+368$  giorni. Usando l'errore di misura come stima del massimo rallentamento ( $|\Delta v| \leq 400 \text{ km s}^{-1}$ ),  $v_e=11400 \text{ km s}^{-1}$  al posto di  $v_{S,1}$  e i valori appena riportati per gli estremi dell'intervallo temporale, si ottiene  $\omega \geq 24$ , a conferma dei risultati forniti sia dai modelli di esplosione di Shigeyama et al. [60] che dagli spettri relativi alle fasi fotosferiche (Baron et al. [6]; Zhang et al. [80]).

Adottando  $\omega=24$ ,  $M=2.4 M_\odot$  ed  $E=1.4 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ , tramite la 2.30 si può calcolare  $v_0$ , che risulta essere pari a  $9380 \text{ km s}^{-1}$ .

Poichè si è visto che con buona approssimazione è  $v_e = v_s = R_S/t$ , calcolando in tal modo  $v_e$  dalla 2.32 ed esplicitando  $W$  si ottiene:

$$W = \frac{M}{v_e^{\omega-2}} \frac{6}{\omega(\omega-4)} \frac{v_0^{\omega-3}}{t} \quad (2.38)$$

Sostituendo  $t=3.14 \times 10^7 \text{ sec}$  (1 anno) e i valori già introdotti per le altre grandezze, si trova che il parametro di densità del vento è  $2.8 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$ , che per la definizione di  $W$  corrisponde a un tasso di perdita di massa  $\dot{M} = 4.2 \times 10^{-7} (v_W/10 \text{ km s}^{-1}) M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , che è un valore inaspettatamente basso.

Va notato che un valore di  $\omega$  più grande porterebbe ad una perdita di massa ancora meno intensa. Inoltre, combinando la 2.30 con la 2.38 si trova che:

$$W \propto E^{(\omega-3)/2} \quad (2.39)$$

e dunque  $W$  dipende dall'energia cinetica  $E$  adottata. Ora, la massima energia tollerata dai modelli idrodinamici è  $E = 1.6 \times 10^{51}$  (cfr. Utrobin [69]), che si traduce in  $W = 1.1 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-1}$ . Ciò corrisponderebbe a  $\dot{M} = 1.7 \times 10^{-6} (v_W/10 \text{ km s}^{-1}) M_\odot \text{ yr}^{-1}$  ( $\omega=24$ ). Tale risultato va considerato come un limite superiore alla densità del vento, imposto dalla dinamica del sistema.

Nel modello standard dell'interazione *ejecta*-vento, l'ampia emissione di  $H\alpha$  ha origine dal riprocessamento della radiazione generata dallo *shock* inverso, composta per la maggior parte da raggi X. Il contributo dello *shock* diretto è in questo contesto trascurabile, in quanto il CSM colpito da tale onda d'urto emette una quantità di energia nettamente più bassa.

Assumiamo ora che la luminosità *cinetica* proveniente dallo *shock* inverso,  $L_{k,2}$ , venga convertita con un'efficienza  $\phi$  in luminosità  $H\alpha$ . Per calcolare la luminosità cinetica totale  $L_k$  dell'interazione *ejecta*-vento, supponiamo che il CSM colpito dallo *shock* venga accelerato alla velocità  $v_s$ . In tal caso  $L_k$  è pari all'energia cinetica ceduta alla quantità di materia  $dM_{CSM}$  spazzata per unità di tempo, ovvero:

$$L_k = \frac{1}{2} \frac{dM_{CSM}}{dt} v_s^2 \quad (2.40)$$

Facendo uso della 2.31 si ha:

$$dM_{CSM} = \frac{W}{4\pi r^2} 4\pi r^2 dr \quad (2.41)$$

dove  $dr = v_s dt$  e quindi:

$$L_k = \frac{1}{2} W v_s^3 \quad (2.42)$$

Ora, avendo posto  $L(H\alpha) = \phi L_{k,2}$ , si può anche scrivere:

$$L(H\alpha) = \frac{1}{2} \phi \frac{L_{k,2}}{L_k} W v_s^3 \quad (2.43)$$

Secondo quanto trovato da Chevalier [12], si ha che il rapporto fra le due luminosità è dato da:

$$\frac{L_{k,2}}{L_k} \approx \frac{L_{k,2}}{L_{k,1}} = \frac{\omega - 4}{2(\omega - 3)^2}, \quad (2.44)$$

dove si è considerata la luminosità cinetica dello *shock* diretto  $L_{k,1} \approx L_k$ , visto che la luminosità dello *shock* inverso è solo una piccola frazione della luminosità cinetica di quest'ultimo. Da questa relazione si ottiene finalmente la luminosità di  $H\alpha$ :

$$L(H\alpha) \approx \frac{1}{2} \phi W \frac{\omega - 4}{2(\omega - 3)^2} v_s^3 \quad (2.45)$$

La massima efficienza di conversione della luminosità cinetica in radiazione  $H\alpha$  può essere stimata come la probabilità che gli atomi di H, ionizzati od eccitati dai raggi X provenienti dallo *shock* inverso, diano luogo a transizioni  $H\alpha$ . Questa probabilità è data da:

$$\phi \approx \frac{h\nu_{32}}{I_H} \frac{\alpha_{32}}{\alpha_B} p_{i,ex} \approx 0.03, \quad (2.46)$$

dove  $I_H$  è il potenziale di ionizzazione dell'Idrogeno e  $p_{i,ex}=0.53$  è la frazione dell'energia degli elettroni veloci (generati dai raggi X) che va a ionizzare o eccitare i livelli  $n \geq 3$  (Xu et al. [79]). Il rapporto fra il coefficiente effettivo di ricombinazione di  $H\alpha$  ed il coefficiente di ricombinazione agli stati eccitati nel caso B è  $\alpha_{32}/\alpha_B = 0.39$  (Osterbrock [50]).

A fase  $\sim 200$  giorni, la luminosità misurata per la banda a  $6600\text{\AA}$  è  $1.2 \times 10^{39}$  erg  $s^{-1}$ . Se si attribuisce il 50% di questa luminosità ad  $H\alpha$ , tale valore è in eccesso, rispetto al modello radioattivo (con  $M_H \leq 0.3 M_\odot$ ) di circa  $1.4 \times 10^{38}$  erg  $s^{-1}$ . Tale differenza va probabilmente attribuita al contributo dell'interazione *ejecta*-vento.

Esplicitando la 2.45 in funzione di  $W$  e sostituendo  $\omega=24$ ,  $v_s=10^9$  cm  $s^{-1}$  si trova  $W=1.3 \times 10^{15}$  g  $cm^{-1}$ , che corrisponde ad un tasso di perdita di massa per vento pari a  $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-5}$  ( $v_W/10$  km  $s^{-1}$ )  $M_\odot$   $yr^{-1}$ .

Si nota subito che questo valore è circa 10 volte maggiore del limite superiore ottenuto con considerazioni di tipo dinamico ( $1.7 \times 10^{-6} M_\odot$   $yr^{-1}$ ), il che implica che il modello standard per l'interazione *ejecta*-vento incontra dei seri problemi nello spiegare nello stesso tempo sia l'alta luminosità di  $H\alpha$  osservata che l'assenza di una significativa decelerazione della *shell* di H.

Un possibilità è che, per qualche ragione, il tasso di conversione della luminosità cinetica dell'interazione *ejecta*-vento in emissione di  $H\alpha$  sia significativamente più alta di quella adottata dal modello standard. In tale ipotesi, anche una densità del vento sostanzialmente più bassa potrebbe rendere conto della luminosità osservata.

Come possibilità estrema si potrebbe anche assumere che tutta la luminosità cinetica  $L_k$  sia depositata sotto forma di energia interna degli *ejecta*, e che la successiva conversione in fotoni  $H\alpha$  abbia luogo alla massima efficienza derivata dalla 2.46. Ciò corrisponderebbe ad assumere che  $L_{k,2}/L_k=1$  nell'Eq. 2.43 e implicherebbe un valore significativamente più basso del parametro di densità del vento ( $W = 3.0 \times 10^{13}$  g  $cm^{-1}$ ). Questo risultato è compatibile con il limite superiore del parametro di densità ( $W \approx 10^{14}$  g  $cm^{-1}$ ) ottenuto dalle considerazioni di carattere dinamico. Tuttavia, va rimarcato che questa stima è puramente illustrativa e non c'è evidenza del fatto che la massima efficienza di conversione venga effettivamente raggiunta.

La ragione principale per una maggior efficienza di conversione nello scenario reale dell'interazione *ejecta*-vento è la possibile presenza di fluttuazioni di densità (*clumps*) nel CSM. Inoltre lo *shock* inverso può causare delle instabilità negli *ejecta*

stessi e provocarne la frantumazione, con la successiva comparsa di *clumps* anche nel materiale espulso dalla SN. Ciò ha una importanza notevole, in quanto la disomogeneità del mezzo favorisce la trasformazione dell'energia cinetica in radiazione, a causa della presenza di regioni ad alta densità.

La disomogeneità del vento (*clumpiness*) è stata invocata per diverse SNe di tipo II (e.g. SN 1986J, Chugai [18]; SN 1988Z, Chugai & Danziger [19]) per spiegare la grande intensità e la piccola larghezza della riga  $H\alpha$ , come risultato dell'emissione da parte di uno *shock* radiativo interagente con densi *clumps* nel materiale circumstellare. Comunque, nel caso di 1993J, la stretta emissione di  $H\alpha$  (FWHM  $\sim 2000$   $km\ s^{-1}$ ) è piuttosto debole (sempre ammesso che il *bump* visibile a +368 possa essere identificato in questo modo), circa un ordine di grandezza inferiore alla componente larga. Questo comporta certe restrizioni sulla possibile combinazione dei parametri d'interesse (dimensioni dei *clumps*, contrasto di densità e fattore di riempimento). Nel particolare caso di 1993J, le inomogeneità nel vento sono necessarie per una maggior deposizione dell'energia proveniente dall'interazione negli strati più profondi degli *ejecta*, rispetto a quanto avviene se il CSM è omogeneo.

Un'altra sorgente per le disomogeneità è rappresentata dalle instabilità di Rayleigh–Taylor nella *shell* densa e *fredda* che si forma nello *shock* inverso, possibilità che viene ampiamente discussa da Chevalier & Blondin [15]. Essi hanno dimostrato che questa *shell* si frantuma, producendo strutture che penetrano nel gas ad alta temperatura prodotto dallo *shock* diretto. Potrebbe essere che la miscela di gas caldo e freddo prodotta in queste modalità porti ad un innalzamento della conversione dell'energia interna dello *shock* diretto in luminosità  $H\alpha$ .

Riassumendo, quindi, il meccanismo di interazione *ejecta*–vento può rendere conto simultaneamente della luminosità e della larghezza osservate per  $H\alpha$ . Lo stesso meccanismo può contemporaneamente spiegare la mancanza di decelerazione della *shell*, solo nel caso in cui, però, il parametro di densità del vento sia molto basso ( $W \sim 10^{14}$   $g\ cm^{-1}$ ,  $\dot{M} \sim 2.0 \times 10^{-6}$   $M_{\odot}\ yr^{-1}$ ) e sotto l'ipotesi di un'efficienza molto alta nella conversione della luminosità cinetica in fotoni  $H\alpha$ . La presenza di *clumps* nel vento e negli *ejecta* potrebbe essere responsabile dell'alta efficienza richiesta.

### 2.5.5 Conclusioni

1993J è stata la prima SN di tipo II a mostrare, alle fasi avanzate ( $t > 100$  giorni), una stretta somiglianza con le SNe Ib, pur mantenendo un'ampia emissione di  $H\alpha$ , mai osservata in quest'ultimo tipo di oggetti. Ciò deve essere evidentemente connesso con i resti dell'involuppo di H, che hanno generato una forte emissione nelle righe della serie di Balmer alle fasi fotosferiche. L'intensità di queste righe, nettamente superiore a quella mostrata dalle SNe Ib 1987K e 1987M (Filippenko [25]), suggerisce che la massa di H rimasta dopo la spogliazione dell'involuppo deve essere stata particolarmente grande in questo oggetto rispetto alle normali Ib. La massa di  $H^+$ , stimata precedentemente, è contenuta nell'intervallo 0.05–0.2  $M_{\odot}$ ; nel caso di totale ionizzazione dell'H (fatto, questo, del tutto plausibile), tale valore corrispon-



derebbe alla sua massa totale. I limiti appena citati sono pienamente compatibili con i modelli idrodinamici, che fissano il contenuto di H nella *shell* di 1993J fra 0.06 e  $0.9 M_{\odot}$ .

La velocità ottenuta nel paragrafo 2.5.2 per il picco dell'emissività di H (8900–9300  $km s^{-1}$ ) è un'importante grandezza fornita dal modello, in quanto essa dipende dall'energia dell'esplosione, dalla massa degli *ejecta* e dalla massa di H. Perciò, questo risultato può essere utilizzato come una restrizione aggiuntiva per i parametri coinvolti nei modelli idrodinamici. Ad esempio, il modello 13B di Woosley et al. [77] prevede il picco di densità della *shell* di H a 11000  $km s^{-1}$ , che è una velocità decisamente più alta di quella qui dedotta dalle osservazioni. In realtà, nei modelli idrodinamici più recenti (V. Utrobin, comunicazione privata) il picco di densità dell'idrogeno giace in prossimità dei 9000  $km s^{-1}$ .

Come si è visto, il decadimento radioattivo  $^{56}Ni \rightarrow ^{56}Co \rightarrow ^{56}Fe$  non è in grado di spiegare il flusso osservato, già a partire da 150 giorni dopo l'esplosione e ciò è stato interpretato come prova del fatto che l'interazione *ejecta*–vento è la sorgente di energia dominante, come suggerito sulla base delle osservazioni, da Clocchiatti & Wheeler [20].

Il modello standard non riesce a spiegare in modo auto-consistente quanto viene osservato. Probabilmente, un modello più complesso, che comprenda il *clumping* del vento e la frammentazione della *shell* fredda potrebbe risolvere i problemi che rimangono irrisolti e di cui si è parlato nella sezione precedente. D'altro canto, il modello standard fallisce anche nello spiegare le osservazioni radio, che suggeriscono per il CSM una struttura ben più complessa di quella descritta dall'Eq. 2.31 (Weiler et al. [72]).

Infine, una possibilità che non va esclusa, è che il vento sia caratterizzato da una struttura la cui geometria devia dalla semplice geometria sferica. Ciò è suggerito dal fatto che  $H\alpha$  all'epoca di 500 giorni (dati dell'archivio del RGO) mostra un profilo a doppio picco. Tale morfologia nelle righe di emissione è stata predetta emergere dall'interazione di *ejecta* a simmetria sferica con un denso CSM a struttura toroidale, generato da un vento equatoriale (Chugai & Danziger [19]). Quello che è interessante è che una struttura a disco per il CSM di 1993J è proprio ciò che ci si attende nel caso in cui il progenitore si trovasse in un sistema binario stretto (v. ad esempio Podsiadlowski et al. [55]; Woosley et al. [77]) e potrebbe essere una proprietà caratteristica delle SNe Ib–Ic (Nomoto et al. [47]).



# Bibliografia

- [1] Andrillat, Y., 1993a, *IAU Circ.*, No. 5736
- [2] Andrillat, Y., 1993b, *IAU Circ.*, No. 5743
- [3] Arnett, W. D., 1988, *ApJ* **331**, 337
- [4] Barbon, R., Cappellaro, E. & Turatto, M., 1984, *A&A* **135**, 27
- [5] Barbon, R., Benetti, S., Cappellaro, E., Rosino, L. & Turatto, M., 1990, *A&A* **237**, 79
- [6] Baron, E., Hauschildt, P. H., Branch, D., Wagner, R. M., Austin, S. J., Filippenko, A. V. & Matheson, T., 1993, *ApJ* **416**, L21
- [7] Bartunov, O. S., Blinnikov, S. I., Pavlyuk, N. N. & Tsvetkov, D. Yu., 1994, *A&A* **281**, L53
- [8] Benetti, S., Contarini, G., Gratton, R., Turatto, M., 1993, *IAU Circ.*, No. 5751
- [9] Bowen, D.V., Roth, K.C., Blades, C.J., Meyer, D.M., 1994, *ApJ* **421**, L23
- [10] Brandt, J. C., Kalinowski, J. K. & Roosen, R. G., 1972, *ApJS* **24**, 421
- [11] Chevalier, R., 1982a, *ApJ*, **258**, 790
- [12] Chevalier, R., 1982b, *ApJ*, **259**, 302
- [13] Chevalier, R. & Fransson, C., 1985, in *Supernovae as Distance Indicators*, ed. Bartel, N., Springer, Berlin, p. 123
- [14] Chevalier, R. & Fransson, C., 1994, *ApJ*, **420**, 268
- [15] Chevalier, R.A. & Blondin, J.M., 1994, *ApJ*, in press
- [16] Chugai, N. N., 1988, *Ap&SS*, **146**, 375
- [17] Chugai, N. N., 1990, *Sov. Astr. Lett.*, **16**, 457
- [18] Chugai, N. N., 1993, *ApJ*, **414**, L101
- [19] Chugai, N.N. & Danziger, I.J., 1994, *MNRAS*, **268**, 173

- [20] Clocchiatti, A. & Wheeler, J. C., 1994, *IAU Circ.*, n.6005
- [21] Clocchiatti et al., 1994, in preparation
- [22] Cohen, J.G., 1975, *ApJ* **197**, 117
- [23] de Boer, K.S., Pascual, P.R., Wamsteker, W., Sonneborn, G., Fransson, C., Bomans, D.J., Kirshner, R.P., 1993, *A&A*, **280**, L7
- [24] Filippenko, A.V. & Sargent, W.L.W., 1986, *AJ*, **91**, 691
- [25] Filippenko, A. V., 1988, *AJ* **96**,1941
- [26] Filippenko, A.V., Matheson, T., Kirshner, R.P., Schmidt, B.P., Caldwell, N., 1993a, *IAU Circ.*, No. 5731
- [27] Filippenko, A.V., Matheson, T., Ho, L.C., 1993b, *ApJ* **413**, L103
- [28] Filippenko, A.V., Matheson, T. & Barth, A. J., 1994, *AJ* **108**, 2220
- [29] Fransson, C., 1984, *A&A*, **133**, 264
- [30] Fransson, C., Lundqvist, P. & Chevalier, R., 1994, *ApJ*, in press
- [31] Freedman, W.L., Hughes, S.M., Madore B.F. et al., 1994, *ApJ* **427**, 628
- [32] Garnavich, P., Hong, B.A., 1993, *IAU Circ.*, No. 5731
- [33] Gaskell, M., Cappellaro, E., Dinerstein, H.L., et al., 1986, *ApJ* **306**, L77
- [34] Gratton, R.G., Ortolani, S., 1989, *A&A* **211**, 41
- [35] Herbig, G.H., Leka, K.D., 1991, *ApJ*, **382**, 193
- [36] Herbig, G.H., 1993, *ApJ*, **407**, 142
- [37] Hobbs, L.M., 1976, *ApJ* **203**, 143
- [38] Hobbs, L.M., 1978, *ApJ* **222**, 491
- [39] Höflich, P., Langer., N., Duschinger, M., 1993, *A&A* **275**, L29
- [40] Jeffery, D. & Branch, 1990, in *Supernovae*, ed. Wheeler, J.C., Piran, T., Weinberg, S., Singapore: World Scientific Publishing, p. 162
- [41] Jenkins, E.B., Savage, B.D., 1974, *ApJ*, **187**, 243
- [42] Landolt, A. U., 1992, *AJ* **104**, 340
- [43] Lewis, J. R. et al., 1994, *MNRAS* **266**, L27
- [44] Lundqvist, P., Fransson, C., 1991, *ApJ*, **380**, 575

- [45] Meikle, P., et al., 1993, *Gemini* **40**, 1
- [46] Nadyozhin, D. K., 1985, *Ap&SS*, **112**, 225
- [47] Nomoto, K., Suzuki, T., Shigeyama, T., Kumagai, S., Yamaoka, H., Saio, H., 1993, *Nature*, **364**, 507.
- [48] Nomoto, K., Iwamoto, K., Suzuki, T., Pols, O. R., Yamaoka, H., Hashimoto, M., Höflich, P., van den Heuvel, E. P. J., 1995, in *IAU Symposium 165: Compact Stars in Binaries*
- [49] Oke, J. B., 1974, *ApJS* **27**, 21
- [50] Osterbrock, D.E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, p.80
- [51] Patat, F., Barbon, R., Cappellaro, E. & Turatto, M., 1994, *A&A* **282**, 731
- [52] Patat, F., Benetti, S., Cappellaro, E., Danziger, I.J., Della Valle, M., Mazzali, P.A. & Turatto, M., 1996, *MNRAS*, **278**, 111
- [53] Phillips, M.M., Heatcote, S.R., Hamuy, M. & Navarrete, M., 1988, *AJ* **95**, 1087
- [54] Phillips, M.M., Hamuy, M., Heatcote, S.R. et al., 1990, *AJ* **99**, 1133
- [55] Podsiadlowski, Ph., Hsu, J.J.L., Joss, P.C. & Ross, R.R., 1993, *Nature* **364**, 509
- [56] Richmond, M.W., Treffers, R.R., Filippenko, A. V., et al., 1994, *AJ* **107**, 1022
- [57] Ripero, J., Garcia, F., Rodriguez, D., 1993, *IAU Circ.*, No. 5731
- [58] Rots, A.H., Shane, W.W., 1975, *A&A*, **45**, 25
- [59] Sandage, A., 1984, *AJ* **89**, 621
- [60] Shigeyama, T., Suzuki, T., Kumagai, S., Nomoto, K., Saio, H. & Yamaoka, H., 1994, *ApJ* **420**,341
- [61] Sobolev, V.V., 1960, *Moving Envelopes of Stars*, Leningrad State University
- [62] Sonneborn, G., Rodriguez, P.M., Wamsteker, W., Fransson, C., Kirshner, R.P., 1993, *IAU Circ.*, No. 5754
- [63] Spyromilio, J., 1994, *MNRAS* **266**, L61
- [64] Stone, R.P.S., 1977, *ApJ* **218**, 767
- [65] Suzuki, T., Kumagai, S., Shigeyama, T., Nomoto, K., 1993, *ApJ*, submitted

- [66] Swartz, D.A., Clocchiatti, A., Benjamin, R., Lester, D.F., Wheeler, J.C., 1993, *Nature* **365**, 232
- [67] Turatto, M., Cappellaro, E., Barbon, R., et al., 1990, *AJ* **100**, 771
- [68] Turatto, M., Cappellaro, E., Danziger, I.J., Benetti, S., Gouiffes, C., Della Valle, M., 1993, *MNRAS* **262**, 128
- [69] Utrobin, V., 1994, *A&A*, **281**, L89
- [70] Vladilo, G., Centurión, M., de Boer, K.S., King, D.L., Lipman, K., Stegert, J., Unger, S.W., Walton, N., 1993, *A&A*, **280**, L11
- [71] Wamsteker, W., Rodriguez, P.M., Gonzalez, R., Sonneborn, G., Kirshner, R., 1993, *IAU Circ.*, No. 5738
- [72] Weiler, K.W., Van Dyk, S.D., Sramek, R.A., Panagia, N., Rupen, M.P., 1993, proceedings of the 34th Herstmonceaux Conference, *Circumstellar Media in the late stages of the stellar evolution*, in press
- [73] Westerlund, B.E., Krelowaski, J. 1989 *A&A* **218**, 216
- [74] Wills, B.J., Netzer, H. & Wills, D., 1985, *ApJ*, **288**, 94
- [75] Wheeler, J.C., Filippenko, A.V., 1993, in *Review of contributions to the workshop on SN 1993J at the IAU Colloquium No. 145 at Xian*
- [76] Wheeler, J.C., Barker, E., Benjamin, R., Boisseau, J., Clocchiatti, A., de Vaucouleurs, G., Gaffney, N., Harkness, R.P., Khokhlov, A.M., Lester, D.F., Smith, B.J., Smith, V.V., Tomkin, J., 1993, *ApJ*, **417**, L7
- [77] Woosley, S.E., Eastman, R.G., Waver, T.A., Pinto, P.A., 1994, *ApJ*, **429**, 300
- [78] Young, T. R., Baron, E. & Branch, T. A., 1995, in press
- [79] Xu, Y., McCray, R., Oliva, E. & Randich, S., 1992, *ApJ*, **386**, 89
- [80] Zhang, Q., Wang, L., Hu, J. Y., Mazzali, P. A., Wang Z. R., 1994, *Acta Astrophys. Sinica*, in press
- [81] Zimmermann, H.U., et al., 1993, *IAU Circ.*, No. 5748

# Capitolo 3

## La Supernova 1994D in NGC 4526

*“Communierant se quoque Langobardi  
et in reliquis castris que is vicina erant.  
Hoc est in Cormones, Nemas, Osopo, Artenia,  
Reunia, Glemona, vel etiam in Ibligine,  
cuius positio omnino inexpugnabilis existit”*<sup>1</sup>

### 3.1 Introduzione

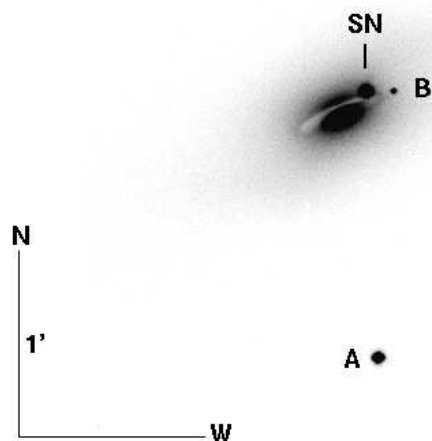
La SN 1994D è stata scoperta il 7 Marzo 1994 nell’ambito della *Leuschner SN Search*, 9" W e 7" N dal nucleo di NGC 4526 (Treffers et al. [43]). Sulla base di uno spettro ottenuto due giorni più tardi, in cui era ben visibile il caratteristico assorbimento identificato come Si II  $\lambda$ 6355 sovrapposto ad un continuo molto blu, la SN è stata classificata come Ia (Martel & Goodrich [26]). Le caratteristiche spettrali e fotometriche hanno subito indicato che l’oggetto era stato scoperto ben prima del massimo, offrendo quindi una delle poche possibilità di studiare uno di oggetti a fasi così precoci.

Appena la scoperta è stata annunciata è iniziata un’intensa campagna osservativa, giustificata principalmente da tre ragioni: a) la galassia parente appartiene all’ammasso della Vergine, che rappresenta uno dei gradini cruciali della scala delle distanze; b) l’assenza di peculiarità spettrali del tipo mostrato da 1991T e 1991bg (pure esplose nella Vergine) fanno di questo oggetto un buon esempio di SN Ia *standard*; c) una scoperta così tempestiva permette di avere un’ottimo quadro delle fasi attorno al massimo, e quindi di dedurne i parametri fondamentali (luminosità, colore, etc.).

ESO ha riservato una particolare importanza a questo oggetto, inserendolo fra i *target of opportunity* e quindi garantendo una copertura fotometrica e spettroscopica

---

<sup>1</sup>Paolo Diacono, *Hystoria Langobardorum*, Libro IV, Cap. 37.



**Figura 3.1** : SN 1994D in NGC 4526. L'immagine è stata ottenuta il 22 Marzo nella banda V, tramite il telescopio ESO–Dutch da 0.9m. A e B indicano le stelle usate come riferimento per la fotometria relativa.

praticamente giornaliera, almeno nelle fasi iniziali. Nel seguito vengono analizzati i dati così raccolti e i risultati ottenuti.

## 3.2 Osservazioni e riduzione dei dati

### 3.2.1 Fotometria

La gran parte della fotometria è stata ottenuta tramite il telescopio ESO–Dutch 0.9m (La Silla), equipaggiato con un CCD TK–coated  $512 \times 512$  px ( $0.44''/\text{px}$ ). I tempi di esposizione variano da 1 min in I fino a 5 min in U. Ulteriori osservazioni sono state raccolte al 3.6m+EFOSC1, al 2.2m+EFOSC2 (La Silla) ed al telescopio da 1.8m di cima Ekar, equipaggiato con la strumentazione già descritta nel Cap. 2 per 1993J. In aggiunta sono stati utilizzati i dati ottenuti da W. Neely al telescopio da 0.45m dell'osservatorio NF/<sup>2</sup> (New Mexico), dotato di un CCD  $1024 \times 1024$ px.

In Fig. 3.1 viene mostrata un'immagine CCD di NGC 4526, dove sono indicate anche le posizioni della SN e delle due stelle di riferimento usate per la fotometria relativa. Come si vede l'oggetto appare proiettato sul bordo della *dust lane* della galassia parente e ciò rende inattuabile la misura della luminosità della SN per mezzo

---

<sup>2</sup>NF/ è il marchio delle mucche che pascolano attorno all'osservatorio. NF sta per Neely–Frasca, i cognomi di Bill e di sua moglie. Il segno “/” è stato aggiunto di proposito, per evitare che i ladri di bestiame possano mutare NF in NE.



di una semplice fotometria d'apertura. Per questo motivo, dopo l'usuale sottrazione del *bias* e la correzione per *flat field*, le magnitudini sono state ottenute tramite il *fitting* della Point Spread Function (PSF) delle stelle di campo implementato in ROMAFOT.

I termini di colore di ciascuno degli strumenti utilizzati sono stati calcolati usando le osservazioni di campi standard (Landolt [23]). Le magnitudini della SN sono state calibrate relativamente alla stella A (v. Fig. 3.1), le cui magnitudini UBVR<sub>I</sub> sono state ottenute da Kilkenny & Malcom [19]. Un controllo di questa calibrazione, eseguito durante due notti fotometriche (10 e 12 Marzo) ha fornito valori in ottimo accordo con quelli di Kilkenny & Malcom.

Il vantaggio della fotometria relativa è che non è rigorosamente necessario che tutte le notti siano fotometriche, in quanto la stella di riferimento e l'oggetto in questione si possono immaginare soggetti alle stesse variazioni nelle condizioni dell'atmosfera. Com'è noto, nella fotometria CCD è necessario correggere le magnitudini ottenute per un certo *termine di colore*, che tiene conto delle differenze fra il sistema di Johnson e quello effettivamente risultante dall'accoppiamento telescopio+filtro+CCD. Ad esempio, la magnitudine  $B_{SN}$  nel sistema di Johnson e quella strumentale  $b_{SN}$  sono legate dalle semplice relazione:

$$B_{SN} = C_B + b_{SN} - k_B \times z + \rho_B \times (B - V)_{SN} \quad (3.1)$$

dove  $z$  è la massa d'aria,  $k_B$  è il coefficiente di estinzione atmosferica nella banda B,  $\rho_B$  è il termine di colore del CCD nella stessa banda e  $(B - V)$  è il colore intrinseco dell'oggetto. Esso si determina subito, scrivendo un'equazione simile alla 3.1 per V e risolvendo simultaneamente la due equazioni in funzione di  $(B - V)_{SN}$ . Si ottiene:

$$(B - V)_{SN} = \frac{(C_B - C_V) + (b_{SN} - k_B \times z) - (v_{SN} - k_V \times z)}{1 - \rho_B + \rho_V} \quad (3.2)$$

con l'ovvio significato dei termini corrispondenti alla banda V.  $C_B$  e  $C_V$  sono i punti zero delle magnitudini nelle due bande, che vengono determinati tramite l'osservazione di stelle standard. Supponiamo ora di conoscere le magnitudini  $B_*$  e  $V_*$  di una stella di riferimento. Per questa stella si potrà scrivere:

$$(C_B - k_B \times z) = B_* - b_* - \rho_B \times (B - V)_* \quad (3.3)$$

Sostituendo questa espressione e l'analogia per la banda V nella 3.2 si ottiene:

$$(B - V)_{SN} = (B - V)_* + \frac{(b_{SN} - b_*) - (v_{SN} - v_*)}{1 - \rho_B + \rho_V} \quad (3.4)$$

che fornisce il colore della SN in funzione dei colori strumentali della SN stessa e della stella di riferimento. Gli effetti dell'assorbimento atmosferico vengono cancellati, in quanto la massa d'aria per le due stelle è assunta essere la stessa. Ora, sostituendo la 3.3 e la 3.4 nella 3.1 si ottiene la magnitudine della SN:

$$B_{SN} = B_* + (b_{SN} - b_*) + \rho_B \times [(B - V)_{SN} - (B - V)_*] \quad (3.5)$$

Come si vede dunque, la magnitudine della SN viene determinata dalla differenza nelle magnitudini strumentali della SN e della stella di riferimento, corretta per la differenza nei colori dei due oggetti. Nell'ipotesi in cui sia  $\rho_B=0.1$ , che è un tipico valore, si ha una correzione di 0.1 *mag* nel caso in cui sia  $(B - V)_{SN} - (B - V)_* = 1.0$ . Nel caso di 1994D e della stella A calibrata da Kilkenny & Malcom [19], attorno al massimo si aveva una correzione di questo ordine, mentre quando il colore della SN raggiunge  $(B - V) \sim 1$ , questa correzione è praticamente nulla, avendo la stella A  $(B - V) = +1.03$ . Ovviamente le equazioni appena ottenute si possono estendere anche alle bande U, R ed I.

Per stimare gli errori della fotometria, si è fatto uso della stella B. Le magnitudini di questo oggetto, mediate su 18 notti, sono U=16.74 ( $\sigma=0.06$ ), B=16.78 ( $\sigma=0.04$ ), V=16.19 ( $\sigma=0.02$ ), R=15.81 ( $\sigma=0.04$ ) ed I=15.49 ( $\sigma=0.03$ ). Poichè anche questa stella è proiettata sul *background* di NGC 4526 ed è circa 4 magnitudini più debole della SN, gli errori interni delle fotometria alla fasi qui discusse sono significativamente minori degli errori RMS riportati fra parentesi.

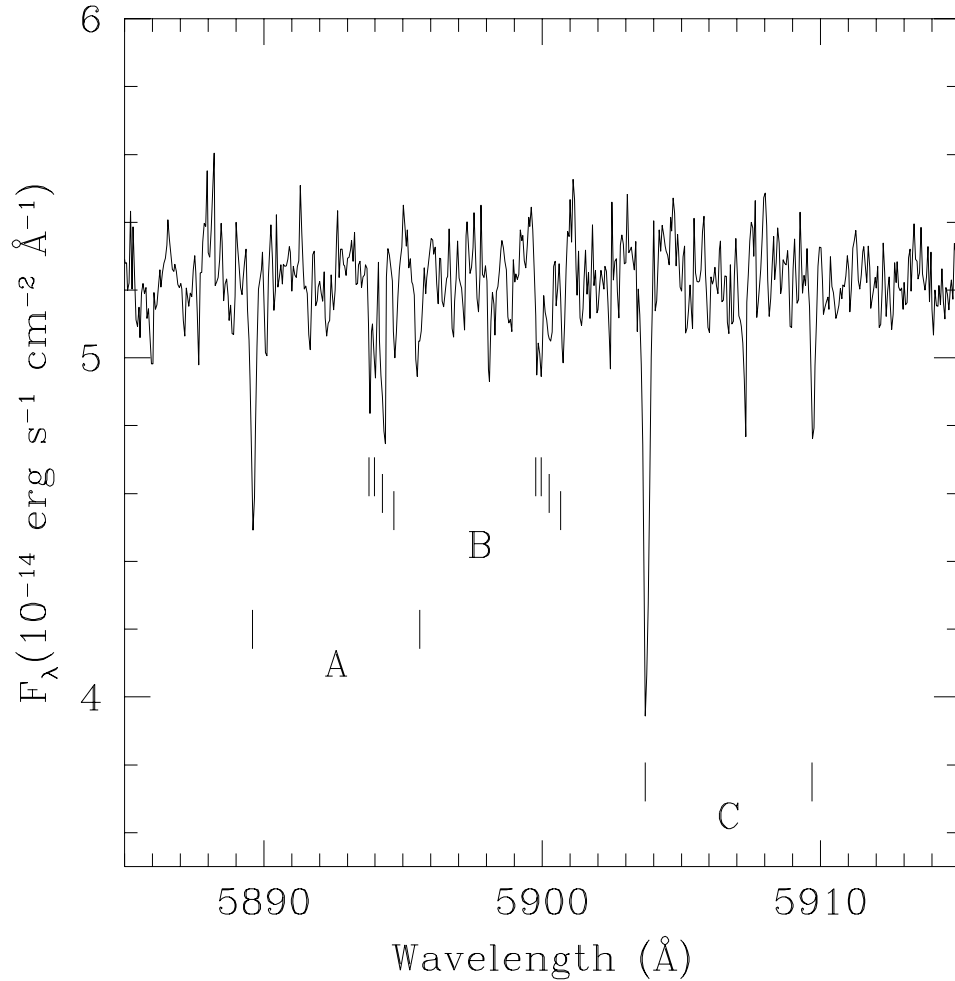
### 3.2.2 Spettroscopia

Le osservazioni spettroscopiche sono state realizzate principalmente con il telescopio ESO da 1.5m, equipaggiato con uno spettrografo Boller & Chivens. Il CCD era un FORD 2048px  $\times$  2048px. I tipici tempi di posa sono dell'ordine di 30 min. Altri spettri sono stati ottenuti ad NTT, 2.2m, 3.6m (ESO-La Silla) e tramite lo spettrografo B&C montato al telescopio di 1.8m dell'osservatorio di cima Ekar.

I dati sono stati ridotti con procedure MIDAS; particolare attenzione è stata rivolta all'estrazione degli spettri della SN, in modo da evitare la contaminazione da parte della galassia parente. La calibrazione in  $\lambda$  è stata realizzata per mezzo di spettri di confronto di He-Ar, mentre le curve di risposta sono state calcolate tramite l'osservazione di stelle standard. La calibrazione in flusso assoluto, infine, è stata confrontata con la fotometria a larga banda, e se necessario leggermente corretta.

Durante la notte del 18 Marzo si sono ottenuti due spettri di 1994D ad alta risoluzione, nell'intervallo spettrale 4100–6650 Å, usando il modo Echelle di EMMI, montato a NTT. La *slit* era lunga 25" e larga 1.5". Tale *set up* ha permesso una risoluzione di 0.2 Å FWHM a 5900 Å ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) ed un'accurata sottrazione del cielo.

La definizione e l'estrazione degli ordini, la calibrazione in  $\lambda$  e la sottrazione del cielo sono stati realizzati nel contesto ECHELLE di MIDAS. In questo caso la calibrazione in flusso è stata ricavata dal confronto con uno spettro a media risoluzione ottenuto il giorno precedente. Infine, i vari ordini sono stati uniti e le due esposizioni combinate in una media pesata onde ottenere un miglior rapporto S/R nello spettro finale, che è risultato essere pari a 60 nella regione del doppietto Na ID.



**Figura 3.2** : Spettro ad alta risoluzione di 1994D, ottenuto il 18 Marzo 1994, nella regione del doppietto Na ID. Le barre verticali segnano le componenti dovute alla Galassia (A), alle HVC's (B) ed alla galassia parente (C). Il rapporto S/R è circa 60 e la risoluzione è  $0.2 \text{ \AA}$  (FWHM).

### 3.3 Assorbimento interstellare verso 1994D

Poichè 1994D appare proiettata sulla *dust lane* della galassia parente (v. Fig. 3.1), è normale attendersi la presenza di un certo assorbimento interstellare. Infatti, come mostrato in Fig. 3.2, nello spettro ad alta risoluzione del 18 Marzo è possibile distinguere diverse componenti (non risolte) del doppietto Na ID. Le velocità misurate risultano essere  $v_{LSR} = -9.9, 212.3, 227.7, 249.5$  and  $708.9 \text{ km s}^{-1}$ , in buon accordo con quanto trovato da King et al. [20].

**Tabella 3.1** : Parametri fotometrici di 1994D.

	U	B	V	R	I
data(*) del max.	430.5	432.5	434.5	434.5	428.5
max. secondario	-	-	-	449.5	451.5
magnitudine al max.	11.30	11.84	11.90	11.86	12.15
mag. al secondo max.	-	-	-	12.71:	12.52
tasso di declino (†)	15.1	12.5	7.2	-	-
$\Delta m_{15}$		1.26			
colori al max. B		U-B	B-V	V-R	V-I
		-0.51	-0.08	0.00	-0.30

(\*) JD-2449000.0; (†) *mag* (100<sup>d</sup>)<sup>-1</sup>

Un'altra componente, non molto nettamente separata da quella a  $212.3 \text{ km s}^{-1}$ , è visibile a  $v_{LSR} = 203.5 \text{ km s}^{-1}$ . Questa velocità coincide con quella osservata da King et al. per il doppietto Ca II H&K. Mentre la componente a bassa velocità è associata con NGC 4526, quelle a velocità intermedia sono state attribuite a nubi ad alta velocità (HVC's), poste fra noi ed NGC 4526, ad una distanza compresa fra 1 e 10 Kpc (King et al. [20]).

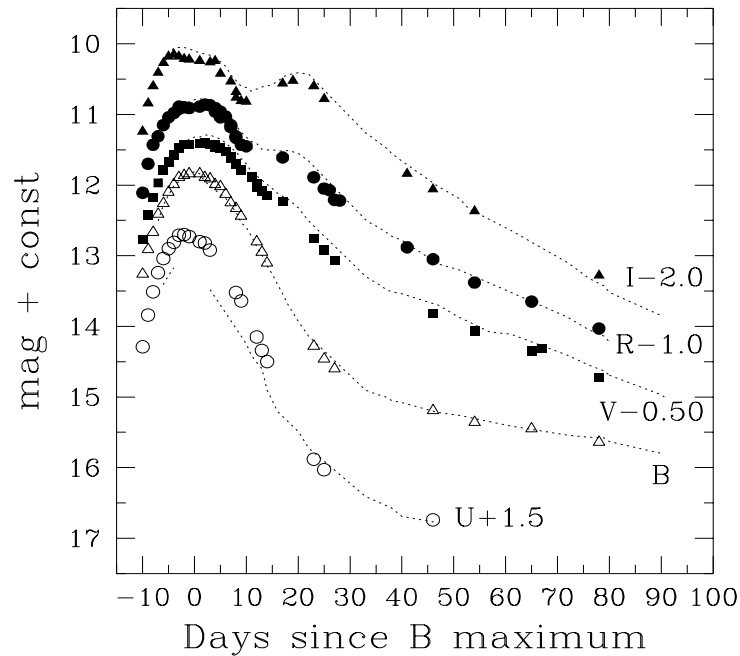
La larghezza equivalente delle righe del Na ID è  $39 \text{ mÅ}$  per la componente galattica,  $89 \text{ mÅ}$  per le HVC's e  $76 \text{ mÅ}$  per il gas interstellare di NGC 4526. La larghezza equivalente totale è  $EW(\text{Na ID})=0.20 \text{ Å}$ . Se si usa la relazione empirica derivata da Richmond et al. [36] si ottiene  $E_{B-V} \sim 0.08$ , mentre la relazione di Barbon et al. [1] fornisce  $E(B - V) \sim 0.05$ , in ottimo accordo con la stima di King et al. ( $E(B - V) \sim 0.05$ ), ottenuta dalla densità di colonna dell'idrogeno neutro. Alla luce di questi fatti si è deciso di adottare  $E(B - V) \sim 0.06 \pm 0.02$ .

Nessun'altra riga di assorbimento è visibile nello spettro del 18 Marzo, eccezion fatta per una struttura molto debole, centrata a  $6446 \text{ Å}$ , che può essere identificata con la DIB  $6445 \text{ Å}$  (Herbig [17]). Va notato che, analogamente a quanto visto nel paragrafo 2.3.1 non si è trovata traccia delle DIB's usualmente più intense, ovvero la  $5780 \text{ Å}$  e la  $5797 \text{ Å}$  (cfr. anche Benetti et al. [3]).

Infine, non ci sono evidenze di alcuna riga di emissione in tutto il *range* coperto dallo spettro, a conferma di quanto trovato da Smith et al. [40].

### 3.4 Curve di luce e di colore di 1994D

Le curve di luce e di colore di 1994D sono presentate in Fig. 3.3, mentre i parametri fotometrici sono riportati in Tab. 3.1. A titolo di confronto, nella stessa figura sono riportati i dati di 1992A (Suntzeff [41]), che viene generalmente assunta essere una SN Ia *standard* (Kirshner et al. [21]). Con l'eccezione della banda U, le curve di luce delle due SNe sono decisamente simili: la larghezza del picco attorno al massimo



**Figura 3.3** : Curve di luce UBVRI di 1994D. La fase è stata calcolata rispetto al massimo in B. Le linee punteggiate sono le curve di luce di 1992A (Suntzeff [41]). Esse sono state spostate rigidamente di una costante, in modo da sovrapporre le curve B e mostrare le differenze nelle altre bande.

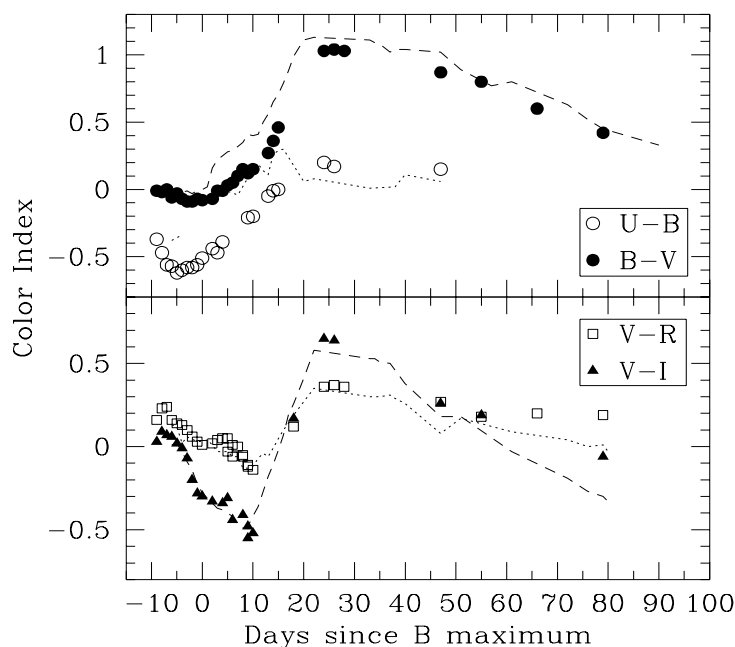
crebbe al passare dalla banda U alla banda I ed un massimo secondario è visibile a  $\lambda$  più rosse, a circa 20 giorni dal primo.

La massima luminosità viene raggiunta il 19 Marzo in U e due giorni più tardi (21 Marzo, J.D. 244432.5) in B. Quest'ultima data viene assunta nel seguito come epoca di riferimento.

In conformità al comportamento usuale delle Ia, il massimo V ha luogo due giorni dopo quello nel B. In realtà, l'ottima risoluzione temporale permette di vedere come la luminosità V sia rimasta praticamente costante per circa quattro giorni. Un simile comportamento si ha anche nella banda R. Lo stesso fenomeno raggiunge livelli estremi in I, dove la massima luminosità viene raggiunta addirittura prima che in U e rimane costante per una settimana. Dopo di che si ha un breve declino dello splendore ed una nuova risalita, che si arresta al massimo secondario,  $0.4\ mag$  più debole di quello principale. Come si può notare ciò è del tutto analogo a quanto accade in 1992A.

In corrispondenza di questa fase si ha un arresto nel declino della luminosità R e, meno marcatamente, in V in un modo che richiama il *plateau* delle tipo II. Le epoche dei vari massimi ed i tassi di declino sono presentati in Tab. 3.1.

Le curve di colore sono mostrate in Fig. 3.4 e sono confrontate con quelle di



**Figura 3.4** : Curve di colore di 1994D. Pannello superiore:  $(B - V)$  e  $(U - B)$ . Pannello inferiore:  $(V - R)$  e  $(V - I)$ . Le righe punteggiate e tratteggiate rappresentano i dati di 1992A (Suntzeff [41]). Nessuna traslazione è stata applicata ai dati.

1992A (linee punteggiate). L'indice di colore  $(B - V)$  di 1994D 10 giorni prima del massimo B è  $\sim 0.0$ ; in seguito diviene progressivamente negativo, raggiunge il valore minimo ( $-0.09$ ) a fase  $-4$  per assumere poi valori più rossi. A questa fase 1994D è  $0.2-0.3 \text{ mag}$  più blu di 1992A ma, a causa di una diversa evoluzione in colore, alla fine le due SNe raggiungono circa lo stesso  $(B - V) \sim 1.1$  a 25 giorni dal massimo. Nelle fasi successive  $(B - V)$  tende lentamente a colori più blu, raggiungendo il valore  $0.4$  a fase  $+80$ .

Un comportamento simile viene mostrato da  $(U - B)$ . A partire da fase  $-10$ , esso passa da  $-0.37$  a  $-0.63$  in quattro giorni. E' interessante notare che tale fase coincide con il momento in cui l'evoluzione della velocità del SiII cambia pendenza (v. Par. 3.7).

Successivamente,  $(U - B)$  diviene più rosso, fino a raggiungere il massimo ( $+0.20$ ) in corrispondenza con il massimo  $(B - V)$ . A fasi più avanzate vi sono solo pochi dati disponibili, che suggeriscono lo stabilizzarsi del colore fino a fase  $+50$ , quando 1994D è  $\sim 0.1 \text{ mag}$  più rossa di 1992A. Le differenze nei colori delle due SNe appena discusse appaiono chiaramente anche in Fig. 3.3, dove le curve di luce di 1992A sono state spostate rigidamente, in modo da sovrapporre i dati B.

Poche altre SNe Ia sono state osservate con una copertura temporale ed un'accuratezza fotometrica comparabili. Fra queste va notato che, per quanto riguarda l'evoluzione

di  $(B - V)$ , SN 1980N appare simile a 1992A, mentre 1990N lo è più a 1994D, anche se quest'ultima è più blu al massimo. Appare perciò chiaro che, anche tra gli oggetti *standard*, ci sono delle piccole differenze fotometriche. Tutt'ora non è stata trovata alcuna spiegazione fisica per tali discrepanze, ma la loro esistenza suggerisce un certa cautela nell'utilizzo di questi oggetti come indicatori di distanza.

La morfologia delle curve  $(V - R)$  e  $(V - I)$  è più complessa, con l'apparire di un primo massimo circa 9 giorni prima del massimo B, un minimo a 8–10 giorni ed un massimo secondario attorno a fase +25, in corrispondenza dei massimi  $(U - B)$  e  $(B - V)$ . Tale epoca coincide anche con i massimi secondari delle curve di luce  $R$  ed  $I$ . Fino a fase +50 non vi sono differenze significative rispetto a 1992A; più tardi, invece, sia  $(V - I)$  che  $(V - R)$  sono più rossi ( $\sim 0.25$  mag a 80 giorni dal massimo).

Come viene riportato in Tab. 3.1, all'epoca del massimo B il colore osservato è  $(B - V) = -0.08$ . Dopo la correzione per l'arrossamento derivato nel paragrafo precedente, si ottiene  $(B - V)_0^{max} = -0.14$ . In passato si riteneva che tutte le SNe Ia avessero lo stesso  $(B - V)$  al massimo e che le differenze osservate nei colori fossero dovute solo alla presenza di *reddening*.  $(B - V)_0^{max} = -0.15$  era il tipico colore adottato come riferimento al massimo B (e.g. Della Valle & Panagia [10], Branch & Tamman [6]). Recentemente, colori più rossi sono divenuti di moda (i.e.  $(B - V) = +0.09 \pm 0.04$ , Sandage & Tamman [39]). Il colore  $(B - V)$  osservato per 1994D pare invece confortare le stime più blu (v. anche il Cap. 4 di questa Tesi). Comunque, anche se l'estinzione all'interno della galassia parente può giocare, in alcuni casi, un ruolo molto importante (e.g. SNe 1986G o 1989B), alla luce dei dati più recenti appare chiaro che il colore  $(B - V)$  al massimo ha una dispersione intrinseca (cfr. Phillips [34], Vaughan et al. [45]). Un buon esempio è rappresentato dalle quattro SNe 1994D ( $-0.14$ ), 1992bc ( $-0.07$ , Maza et al. [27]), 1992A ( $0.0$ , Suntzeff [41]) e 1990N ( $+0.02$ , Leibundgut et al. [24]), nessuna delle quali, a parte 1994D, pare essere affetta da *reddening* all'interno della galassia parente.

### 3.5 Distanza di NGC 4526

La galassia in cui è esplosa 1994D (NGC 4526) appartiene all'ammasso della Vergine (Tully [44]). E' interessante paragonare la luminosità di questa SN con quella di altre SNe Ia esplose in questo stesso ammasso. La Tab. 3.2 mostra i dati fondamentali di 10 SNe Ia (1994D inclusa) selezionate da una versione aggiornata dell' *Asiago Supernova Catalogue* (Barbon et al. [2]) sulla base dell'appartenenza all'Ammasso, di una classificazione affidabile (Ia o tipo I in galassie ellittiche) ed una buona copertura fotometrica nelle bande B e V. I due oggetti peculiari 1991T e 1991bg sono stati esclusi dal campione. Le velocità radiali (Col. 3) ed il gruppo di appartenenza sono tratti da Tully [44], mentre i moduli di distanza (Col. 5) misurati tramite i metodi di Tully–Fisher (T–F), delle fluttuazioni di brillantezza superficiale (SBF) e della funzione di luminosità delle nebulose planetarie (PNLF) sono tratti da Vaughan et al. [45], con l'eccezione di NGC 4564, il cui modulo di distanza è quello riportato da Tully [44]. Le magnitudini ed i colori osservati (Coll. 6 e 7 rispettivamente) sono stati

**Tabella 3.2** : SNe di tipo Ia con fotometria affidabile esplose nell’Ammasso della Vergine. L’appartenenza ai sotto gruppi è stata tratta da Tully [44].

SN	Gal.	$V_r$ $km\ s^{-1}$	Gruppo	$\mu$	$m_B$	$(B - V)_{max}$	$\Delta m$	$\Delta \mu$	
1960F	N4496	1738	11-4+1	30.40	11.69	-	-0.15	-0.28	
1960R	N4382	773	11-1	30.80	11.87	-	+0.03	+0.12	
1961H	N4564	1020	11-1	-	11.80	-	-0.04	-	
1965I	N4753	1221	11+9+1	31.30	12.37	0.10	+0.53	+0.62	
1981B	N4536	1866	11-4+1	30.50	12.00	0.00	+0.16	-0.18	
1983G	N4753	1221	11+9+1	31.30	12.97	0.19	+1.13	+0.62	
1984A	N4419	-273	11-1	30.30	12.47	0.29	+0.63	-0.38	
1989M	N4579	1805	11-1	31.10	12.56	0.26	+0.72	+0.42	
1990N	N4639	983	11-1	31.40	12.65	0.09	+0.81	+0.72	
1994D	N4526	450	11-1	30.68	11.84	-0.08			
$\langle m_B \rangle = 12.22$				$\sigma = 0.44$		$\langle \mu \rangle = 30.86$			$\sigma = 0.42$

tratti da Vaughan et al. [45], con l’eccezione di 1961H, per cui è stato usato il valore riportato da Barbon et al. [2] e 1965I, i cui dati sono quelli discussi in Capaccioli et al. [9]. Nelle Coll. 8 e 9 vengono infine mostrate le differenze in magnitudine e modulo di distanza di ciascun oggetto rispetto a 1994D.

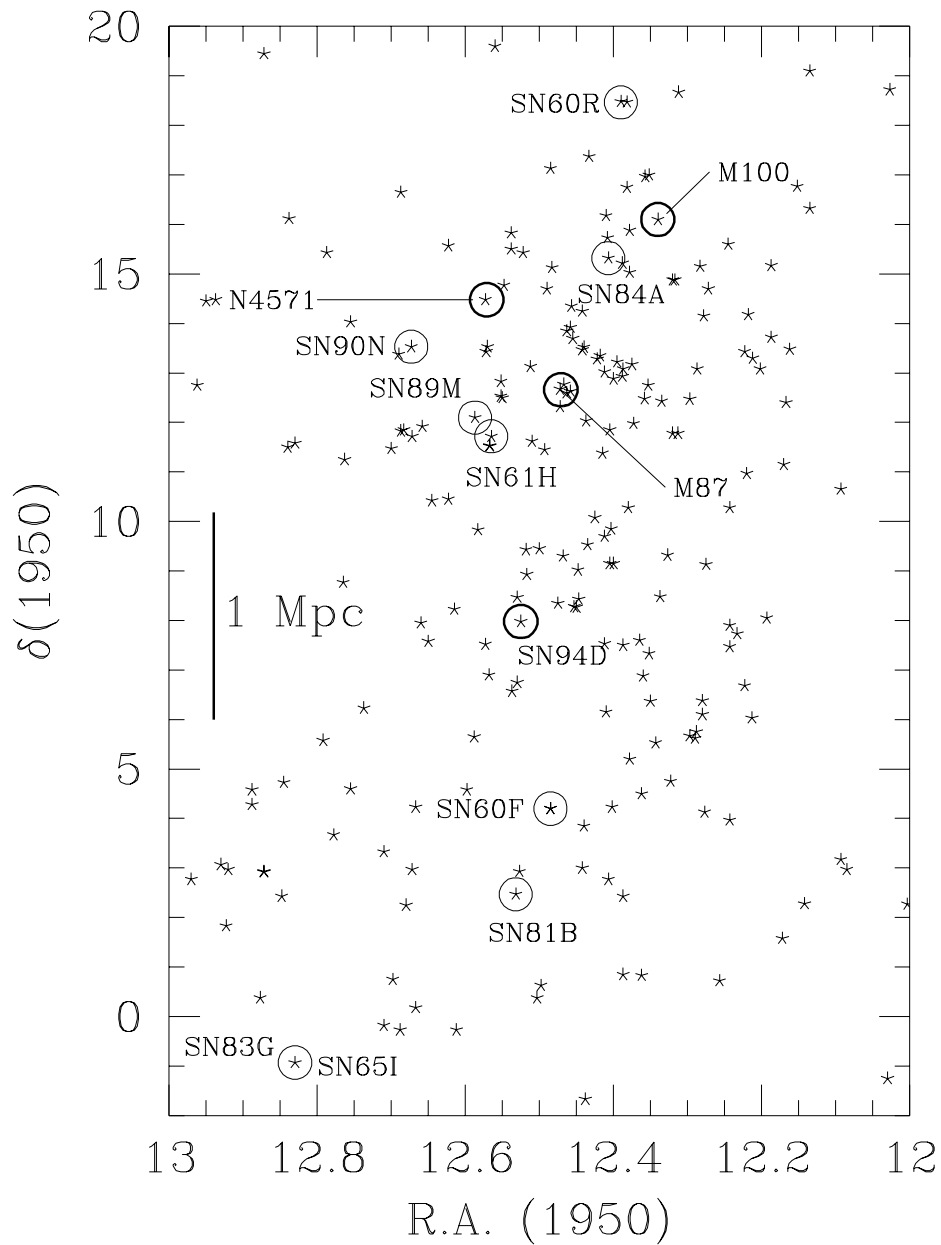
Come si può vedere in Tab. 3.2, le magnitudini al massimo osservate per le SNe esplose nell’Ammasso della Vergine sono contenute in un intervallo di circa 1.3 *mag* ( $\sigma \sim 0.4$  *mag*). Ciò può avere diverse ragioni, fra le quali la presenza di arrossamento all’interno delle galassie parenti (di cui non si è tenuto conto in Tab.3.2), una dispersione intrinseca nella luminosità delle SNe Ia ed una dispersione di distanze all’interno dell’ammasso stesso. Infatti, i moduli di distanza delle galassie parenti presentano una variazione massima di circa 1 *mag* e la dispersione ( $\sigma \sim 0.4$  *mag*) ha un valore che è del tutto simile a quello trovato per la dispersione nelle magnitudini apparenti.

Un modo alternativo per illustrare questo fatto è l’uso della mappa presentata in Fig. 3.5, che riporta la posizione di tutte le galassie della Vergine incluse nel catalogo di Tully [44], dove sono state indicate le posizioni delle galassie parenti delle SNe di Tab. 3.2. Come si può vedere, la distribuzione delle SNe rispecchia quella generale delle galassie, con una dispersione nel piano ortogonale alla linea di vista che è consistente con quella nella direzione radiale (5 Mpc). Perciò la distribuzione delle magnitudini apparenti è del tutto compatibile con quella delle distanze fra l’osservatore e le galassie parenti.

Un approccio più quantitativo al problema può essere tentato facendo alcune ipotesi circa la forma dell’ammasso e la legge con cui le galassie sono distribuite al suo interno.

Supponiamo, in prima approssimazione, che tale distribuzione sia dotata di simmetria sferica e che l’ammasso stesso sia una sfera di raggio  $r_t$ . Supponiamo inoltre che  $n(r)$  sia il numero di galassie per unità di volume a distanza  $r$  dal centro  $C$





**Figura 3.5** : Mappa delle galassie appartenenti all'Ammasso della Vergine (Tully, [44]). Le posizioni delle galassie parenti delle SNe Ia più studiate sono state marcate con dei cerchi. Vengono riportate anche le posizioni di M87, M100, NGC 4571 e NGC 4526. La distanza proiettata è stata calcolata usando un modulo di distanza pari a  $\mu=30.86$ .

dell'ammasso. Ora, è possibile legare questa densità spaziale alla densità proiettata sul piano del cielo,  $D(x)$ , che è data dal numero di galassie per unità di area alla distanza proiettata  $x$  da C. Ciò è importante, in quanto permette di passare da una legge direttamente osservabile alla legge di distribuzione spaziale. Nelle ipotesi fatte, tale relazione è data da (v. ed esempio Kurth [22]):

$$D(x) = 2 \int_x^{r_t} \frac{n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \quad (3.6)$$

che è un'equazione integrale del tipo di Abel nella funzione ignota  $n(r)$ .

Anzichè usare la soluzione formale della 3.6 trovata da Plummer (v. Kurth [22]), che comunque è una soluzione integrale, si è preferito adottare un diverso approccio, cercando soluzioni del tipo:

$$n(r) = \frac{n_0}{1 + (r/r_0)^\alpha} \quad (3.7)$$

dove  $r_0$  viene introdotto per evitare divergenze per  $r=0$  ed ha il significato di raggio del *core*, similmente a quanto accade per il noto profilo di King per gli ammassi globulari. E' interessante notare, che nel caso di  $\alpha=2$ , la 3.6 ammette la seguente semplice soluzione analitica:

$$D(x) = \frac{2n_0 r_0^2}{\sqrt{r_0^2 + x^2}} \operatorname{atan} \left( \frac{\sqrt{r_t^2 - x^2}}{\sqrt{r_0^2 + x^2}} \right) \quad (3.8)$$

Questo risultato può essere confrontato direttamente con le osservazioni. Un test tipo  $\chi^2$  può poi fornire la miglior stima per  $r_0$ , mentre la densità  $n_0$  viene fissata dal numero totale di galassie  $N_{tot}$  nell'ammasso, tramite la relazione:

$$N_{tot} = \int_0^{r_t} n(r) 4\pi r^2 dr \quad (3.9)$$

Onde realizzare questo confronto, si è operata una selezione da una versione digitale del catalogo RC2 (de Vaucouleurs & de Vaucouleurs [12]) in modo tale da raccogliere le posizioni di tutte le galassie della Vergine giacenti ad una distanza proiettata inferiore a  $r_t=5$  Mpc dal centro dell'ammasso ( $N_{tot}=401$ ), che si è assunto coincidere con M87. Tale valore di  $r_t$  è certamente inferiore al reale raggio dell'ammasso, ma si è visto che entro questa regione le sottostrutture non sono così importanti da inficiare le ipotesi che stanno alla base del modello. Le distanze angolari sono state trasformate in distanze assolute utilizzando una distanza di 16.6 Mpc ( $\mu=31.1$ , Tully [44]).

La regione di cielo così delimitata è stata suddivisa in  $N_s=10$  corone circolari, con un incremento radiale costante. La distribuzione superficiale di galassie è stata poi ottenuta contando gli oggetti contenuti in ogni singola corona e normalizzando all'area della corona stessa. Il risultato viene presentato in Fig. 3.6 (cerchi pieni) ed è posto a confronto con un *best fit* della soluzione analitica data dalla 3.8, che ha fornito  $n_0=658$  Gal Mpc<sup>-3</sup> ed  $r_0=0.1$  Mpc. Va notato che nel *fitting*  $r_0$  è l'unico

parametro libero, in quanto  $n_0$  è legato al numero totale di galassie (fissato) tramite la 3.9.

Come si può vedere la soluzione analitica riproduce molto bene i dati osservati e dunque la legge 3.7 dà una soddisfacente descrizione della distribuzione spaziale della galassie, almeno entro 5 Mpc dal centro dell'ammasso.

A questo punto, nota la legge di densità spaziale, è possibile generare un ammasso sintetico che statisticamente abbia le stesse caratteristiche di quello osservato. In pratica, la sfera che si è supposta rappresentare l'ammasso, viene divisa in  $N_s$  shell concentriche, in modo tale che l' $i$ -esima di esse sia compresa fra i due raggi  $R_{i-1} = r_t/N_s (i-1)$  ed  $R_i = R_{i-1} + r_t/N_s$ , con  $i = 1, 2, \dots, N_s$ . Dopo di che in ognuna di esse viene generato un numero di terne casuali di coordinate pari a:

$$N_i = \int_{R_{(i-1)}}^{R_i} n(r) 4\pi r^2 dr \quad (3.10)$$

ciascuna delle quali soddisfa alla condizione  $R_{(i-1)} \leq \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \leq R_i$ . Ovviamente si può calcolare il profilo di distribuzione superficiale dei conteggi anche per l'ammasso sintetico. In Fig. 3.6 viene mostrato il risultato di questa operazione per una simulazione eseguita secondo i criteri appena elencati, usando la legge di densità spaziale 3.7 con  $\alpha=2$  ed il parametro  $r_0$  discusso in precedenza. Come era normale attendersi, il profilo che ne deriva (cerchi vuoti) riproduce, entro gli errori statistici, quello osservato (cerchi pieni).

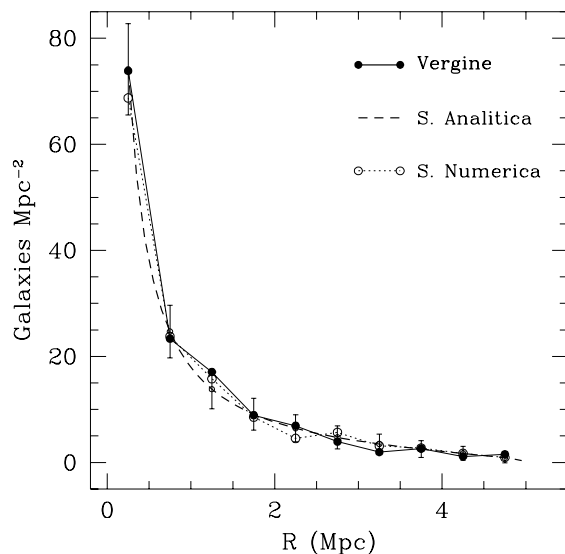
Con questi risultati è possibile affrontare il discorso della dispersione delle distanze all'interno dell'Ammasso. Infatti, se  $d$  è la distanza fra l'osservatore ed il centro  $C$  dell'Ammasso stesso, la distanza  $D$  fra l'osservatore e la singola galassia avente coordinate  $(x, y, z)$  nel sistema di riferimento dell'ammasso, è data da:

$$D = \sqrt{d^2 + r^2 - 2dz} \quad (3.11)$$

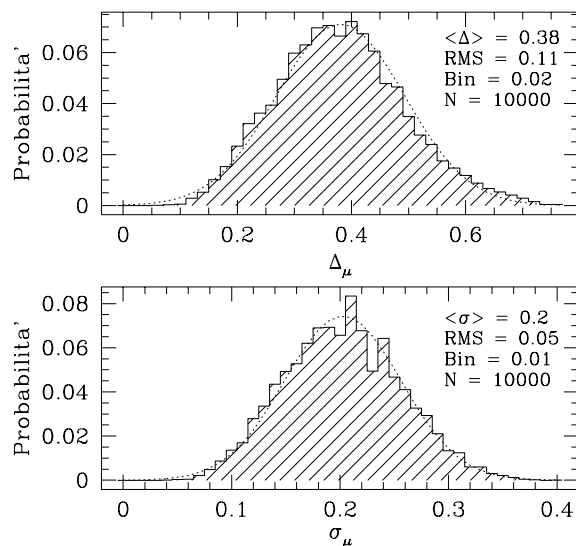
dove, al solito,  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ . Infatti, se si immagina un sistema di riferimento  $O(X, Y, Z)$  centrato sull'osservatore, avente gli assi  $X, Y$  e  $Z$  paralleli agli assi  $x, y$  e  $z$ , il passaggio da un sistema di coordinate all'altro è definito dalle equazioni  $X = x, Y = y$  e  $Z = (z - d)$ . Essendo  $D = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$  si ottiene subito la 3.11. Ora, una volta generate le  $N_{tot}$  terne di coordinate  $(x, y, z)$ , se ne possono scegliere a caso un certo numero  $N_{SN}$ , calcolarne le distanze tramite la 3.11 e trovare la RMS e la deviazione massima. Il processo può essere ripetuto un numero molto grande di volte e ciò fornisce la distribuzione di probabilità di avere una certa dispersione (RMS o massima) di distanze.

E' chiaro che in questo modo si simula la situazione in cui si siano osservate  $N_{SN}$  Supernovae nella Vergine e, nell'ipotesi che tutte quante abbiano la stessa magnitudine assoluta al massimo e che il *reddening* sia trascurabile, si voglia confrontare la dispersione nelle magnitudini apparenti con la dispersione nelle distanze. Il fatto che non si consideri l'assorbimento da parte delle galassie parenti e gli errori di misura, ha il solo effetto di portare ad una sotto-stima della dispersione.

I risultati di una simulazione di questo tipo, in cui si sono scelte per  $10^4$  volte gruppi casuali di  $N_{SN} = 10$  galassie, sono presentati in Fig. 3.7. Come si può vedere



**Figura 3.6** : Confronto fra il profilo di densità superficiale di galassie nella regione centrale dell'Ammasso della Vergine (cerchi pieni) con la soluzione analitica (linea tratteggiata) ed il profilo risultante dall'ammasso sintetico (v. testo). Le barre di errore sulla soluzione analitica hanno una semi-ampiezza pari al rumore poissoniano sui conteggi. La distanza adottata per il centro dell'ammasso è  $d=16.6$  Mpc ( $\mu=31.1$ ). Il numero totale di galassie selezionate è  $N_{tot}=401$ .



**Figura 3.7** : Distribuzione di probabilità della deviazione massima (pannello superiore) e della deviazione quadratica media nei moduli di distanza di 10 galassie selezionate a caso per 10000 volte nell'ammasso sintetico. Per confronto vengono mostrate anche le corrispondenti curve gaussiane (linee punteggiate).

le due distribuzioni sono praticamente gaussiane; la piccola *skewness* presente è dovuta al fatto che mentre la scala delle distanze è lineare, quella dei moduli di distanza è logaritmica. La deviazione massima più probabile risulta essere pari a  $\Delta\mu=0.4 \text{ mag}$  ( $\sigma=0.1$ ), mentre la deviazione RMS più probabile è  $\sigma_\mu=0.2 \text{ mag}$  ( $\sigma=0.05$ ). Quest'ultimo risultato può essere paragonato a quello ottenuto dai dati di Tab. 3.2, i.e.  $\sigma_\mu=0.4 \text{ mag}$ . Il fatto che tale valore sia maggiore, potrebbe indicare che in realtà l'ammasso della Vergine è più profondo di quanto si sia qui assunto. Inoltre, le disomogeneità nella distribuzione delle galassie e le deviazioni dalla simmetria sferica, possono giocare un ruolo importante nell'aumentare la dispersione osservata. In ogni caso, su un campione di 10 SNe, ci si aspetta di avere una dispersione nelle magnitudini osservate almeno dell'ordine di  $0.2 \text{ mag}$  a causa della dispersione intrinseca di distanze all'interno dell'Ammasso. E ciò senza tener conto degli errori di misura e di un possibile arrossamento.

### 3.6 Magnitudine assoluta di 1994D

La magnitudine assoluta di 1994D dipende, ovviamente, dalla distanza che viene adottata per NGC 4526. Se si utilizza  $\mu=30.68$  (Tonry [42]), valore che è stato ottenuto tramite il metodo SBF, ne risulta  $M_{B,0}^{max}=-19.08$  e  $M_{V,0}^{max}=-18.96$ , una volta che le magnitudini osservate siano state corrette per l'arrossamento stimato in precedenza. Adottando, invece, il valor medio dei moduli di distanza riportati in Tab. 3.2 ( $\mu=30.86$ ), si ricava  $M_{B,0}^{max}=-19.26$  e  $M_{V,0}^{max}=-19.14$ . Entrambi i valori di  $\mu$  forniscono luminosità più alte di quelle tipiche per le SNe Ia (v. e.g. Phillips [34], Branch & Miller [7], Vaughan et al. [45]).

Recentemente, le distanze di due galassie appartenenti all'Ammasso della vergine sono state derivate tramite l'osservazione di variabili Cefeidi. Dati ottenuti da terra hanno fornito per NGC 4571 un modulo di distanza pari a  $\mu=30.87 \pm 0.15$  (Pierce et al. [35]), mentre osservazioni effettuate mediante il Telescopio Spaziale hanno permesso di stimare  $\mu=31.16 \pm 0.20$  per M100 (Freedman et al. [14]). Entrambe queste galassie sono *bona fide* membri dell'ammasso, anche se hanno velocità di recessione diverse ( $282 \text{ km s}^{-1}$  e  $1522 \text{ km s}^{-1}$  rispettivamente). Le due distanze sono compatibili con la dispersione trovata per le galassie parenti discusse in precedenza.

Anche le tre vicine SNe Ia 1937C, 1895B e 1972E sono state calibrate tramite l'osservazione di variabili Cefeidi nelle loro galassie parenti con il Telescopio Spaziale. Le magnitudini assolute medie che ne derivano sono  $M_B=-19.65 \pm 0.13$  e  $M_V=-19.60 \pm 0.11$  (Saha et al. [38]). La luminosità che ne consegue è decisamente più grande di quella stimata per 1994D. Va comunque notato che, se si usassero le distanze stimate tramite i metodi T-F o SBF anzichè quelle stimate dalle Cefeidi, le tre SNe diverrebbero circa una magnitudine meno brillanti e perciò più deboli di 1994D (cfr. Tab. 3.2).

Queste discrepanze potrebbero avere origine sia a causa dell'esistenza di errori sistematici nella misura delle distanze di ogni singola galassia, sia in una dispersione intrinseca della luminosità al massimo delle SNe di tipo Ia. Si deve notare, a questo

proposito, che le osservazioni di questi ultimi anni hanno mostrato come questi oggetti siano meno omogenei di quanto si ritenesse in passato (cfr. Della Valle & Livio [11] e referenze ivi citate). In particolare, la recente scoperta di alcune SNe aventi molte delle proprietà delle Ia ma con peculiarità spettrali ben distinte, come ad esempio 1991T e 1991bg, ha gettato un'ombra di dubbio sull'omogeneità di questo tipo di oggetti.

Vaughan et al. [45] hanno dimostrato che con i dati correntemente disponibili si può isolare un campione omogeneo (ovvero con una piccola dispersione nella magnitudine assoluta) selezionando solo le SNe con un colore intrinseco  $(B - V) \sim 0.0$  al massimo della curva di luce. Questo è anche implicito nei nuovi dati di Hamuy et al. [16]. In ogni caso, vale la pena notare che alcuni problemi rimangono irrisolti. Ad esempio, si confronti 1994D con 1992A, esplosa in NGC 1380, nell'Ammasso della Fornace (Kirshner et al. [21], Suntzeff [41]). Le due SNe hanno delle curve di luce e di colore ed un'evoluzione spettrale ragionevolmente simili; in conseguenza di ciò ci si aspetta che abbiano anche una simile luminosità assoluta. Ebbene, sebbene i moduli di distanza della Vergine e della Fornace siano ritenuti essere praticamente eguali (si veda ad esempio McMillan et al. [31], Richtler et al. [37] o Tully [44]), la magnitudine apparente al massimo di 1994D è circa  $0.7 \text{ mag}$  più brillante di quella di 1992A, anche senza considerare l'assorbimento stimato per 1994D. Una simile differenza si trova anche rispetto alla magnitudine B della SN Ia 1980N (Hamuy et al. [15]) esplosa in NGC 1316, sempre nella Fornace. Solo ulteriori ed accurate misure della distanza dei due ammassi potrà chiarire se la differenza nelle magnitudini assolute di cui si è parlato vada imputata a differenze intrinseche tra le due SNe oppure ad una dispersione di distanze all'interno dei due ammassi.

Va infine notato che 1994D non obbedisce alla relazione luminosità vs. tasso di declino suggerita da Phillips [34] nel caso in cui venga adottato il modulo di distanza derivato tramite il metodo SBF ( $\mu=30.68$ ). Infatti, il parametro di declino per 1994D è  $\Delta m_{15}(B)=1.26 \text{ mag}$  (v. Tab. 3.1). Tale valore è molto simile a quelli misurati per 1980N (1.28), 1989B (1.31) e 1992A (1.33), tutte SNe Ia che al massimo sono state più deboli di 1994D. L'utilizzo degli altri moduli di distanza discussi in precedenza porterebbe 1994D ad essere ancor più brillante e quindi in ancor maggiore disaccordo con la relazione di Phillips. Si può notare che la calibrazione di questa SN mediante tale relazione fornisce  $\mu=29.93$ , valore che renderebbe NGC 4526 una galassia situata fra noi e l'Ammasso della Vergine. Va rimarcato, inoltre, che la luminosità di 1994D ed il tipo morfologico della sua galassia parente (S0) non soddisfano la relazione proposta da Hamuy et al. [16], secondo i quali le SNe intrinsecamente più brillanti esplodono nelle galassie con la popolazione più giovane. In sé stessi, i dati forniti dall'osservazione di 1994D non contraddirebbero l'emergente insieme di correlazioni, in cui si inserisce quella di Hamuy et al., se ci fosse evidenza di un episodio di recente formazione stellare in NGC 4526.

### 3.7 L'evoluzione Spettroscopica

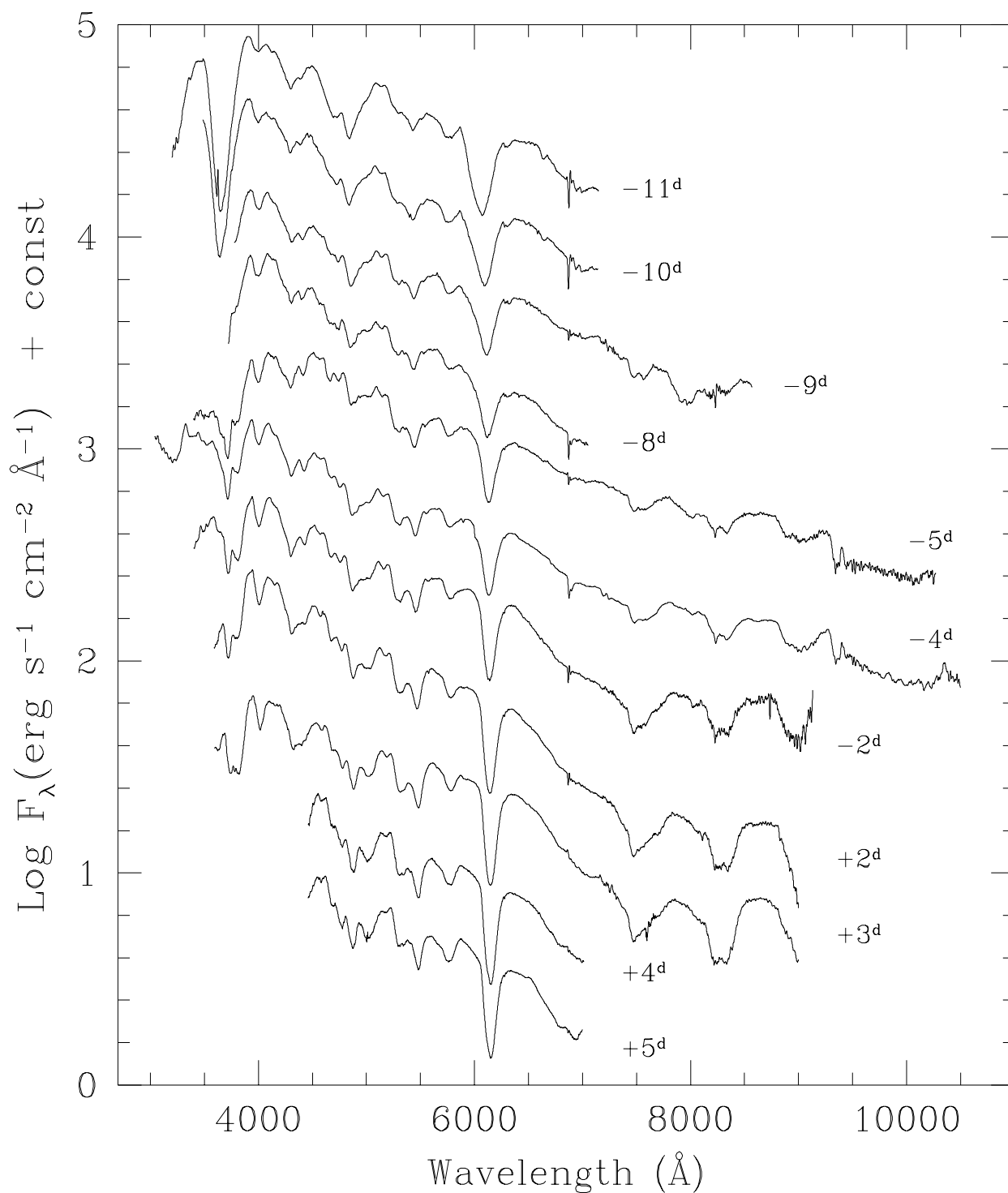
L'evoluzione spettroscopica di 1994D da fase  $-11$  a fase  $+50$  è presentata nelle Figg. 3.8 e 3.9, dove si è raccolta una selezione dell'intero *data base*. Per copertura temporale e qualità del materiale questa SN è probabilmente l'oggetto meglio studiato sin'ora. In virtù dell'alta risoluzione temporale delle osservazioni, l'evoluzione di 1994D può essere seguita con gran dettaglio, sino a permettere di rilevare le variazioni che le singole righe subiscono di giorno in giorno.

Il percorso evolutivo è del tutto simile a quello definito da oggetti *standard* come 1981B (Branch et al. [4]), 1989B (Barbon et al. [1], Wells et al. [46]), 1990N (Leibundgut et al. [24], Mazzali et al. [29]) e 1992A (Kirshner et al. [21]). Questa conformità al comportamento *normale* è chiaramente visibile in Fig. 3.10, dove gli spettri di 1994D e 1992A (dati provenienti dall'*ESO Key Programme* sulle SNe) vengono posti a confronto a tre fasi diverse. Come si è detto precedentemente, 1992A ha avuto un colore al massimo pari a  $(B - V)_0 = 0.0$ , ovvero sia è circa  $0.1$  mag più rossa di 1994D; tuttavia gli spettri delle due SNe sono quasi identici, con differenze che sono sempre molto contenute. Questo fatto porterebbe a concludere che il *reddening* stimato nel Par. 3.3 sia troppo elevato.

Riveste un particolare interesse l'evoluzione della riga attribuita al SiII  $\lambda 6355$ , che è la struttura dominante nelle SNe Ia nelle fasi attorno al massimo. Essa viene presentata in Fig. 3.11. Già a partire dal primo spettro (fase  $-11$ ), la riga appare con un profilo P-Cygni ben definito, avente una larga componente in assorbimento (FWHM  $\sim 11300$  km s $^{-1}$ ) centrata a circa  $6070$  Å, che si estende verso il blu sino ad una  $\lambda$  che corrisponde a  $\sim 21600$  km s $^{-1}$ . Questo valore è consistente con quello misurato per 1990N a fase  $-14$  ( $\sim 25000$  km s $^{-1}$ ; Leibundgut et al. [24]). Ciò indica che il Silicio sintetizzato durante l'esplosione si estende, in realtà, ben oltre il limite fissato dal modello W7 privo di *mixing* ( $15000$  km s $^{-1}$ ; Nomoto et al. [32]), come è già stato suggerito da Mazzali et al. [29] per 1990N e da Kirshner et al. [21] nella discussione del primo spettro di 1992A.

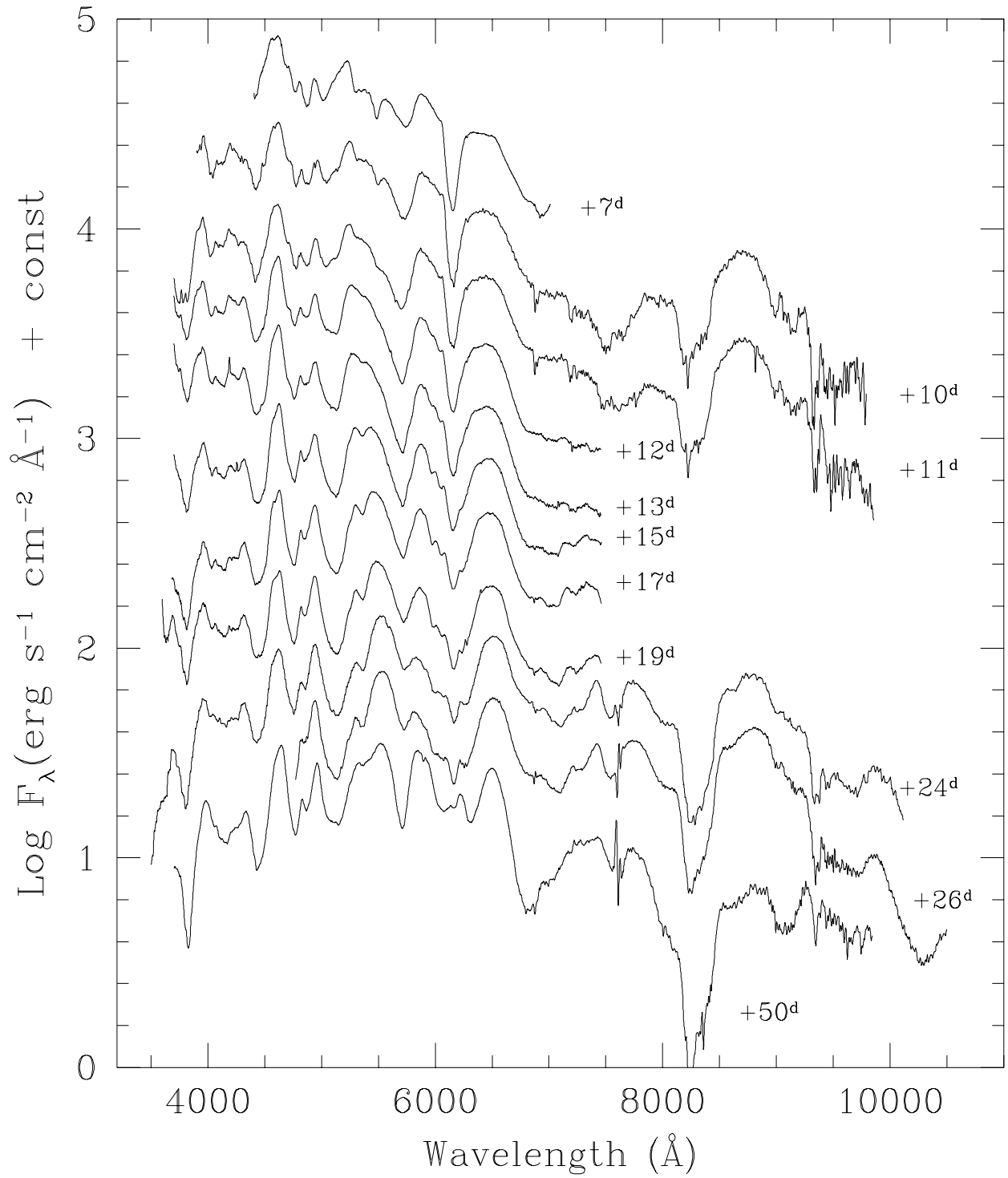
La componente in assorbimento della riga del SiII diviene via via più stretta e si sposta a  $\lambda$  più grandi al recedere della fotosfera, sino a essere scarsamente visibile nello spettro di fase  $+50$ , quando la SN entra nella fase *nebulare*. Anche la componente in emissione evolve nel tempo. A partire dalla fase  $-11$ , la piatta ala rossa del profilo di emissione diviene sempre più ripida, fino a fase  $-2$ ; dopo di che inizia ad appiattirsi di nuovo fino a fase  $+7$ . A quest'epoca un'altra riga, centrata attorno a  $6520$  Å e probabilmente dovuta a qualche riga di emissione del NiIII (cfr. SN 1991bg, Mazzali et al. 1995, in prep.), diviene significativamente importante mentre l'emissione da parte del SiII si indebolisce gradualmente. E' interessante notare come la rapida variazione nel profilo dell'ala blu dell'assorbimento del SiII possa essere usata per fissare la fase di un dato spettro con un'accuratezza di  $\pm 2$  giorni. Va altresì notato che i modelli delle SN Ia (Mazzali et al. [29]) hanno mostrato che le righe di assorbimento del FeII appaiono in *blend* con l'ala blu di questo assorbimento a fasi ben distanti dal massimo di luminosità.

L'evoluzione della velocità dedotta dalle posizioni dei minimi di assorbimento

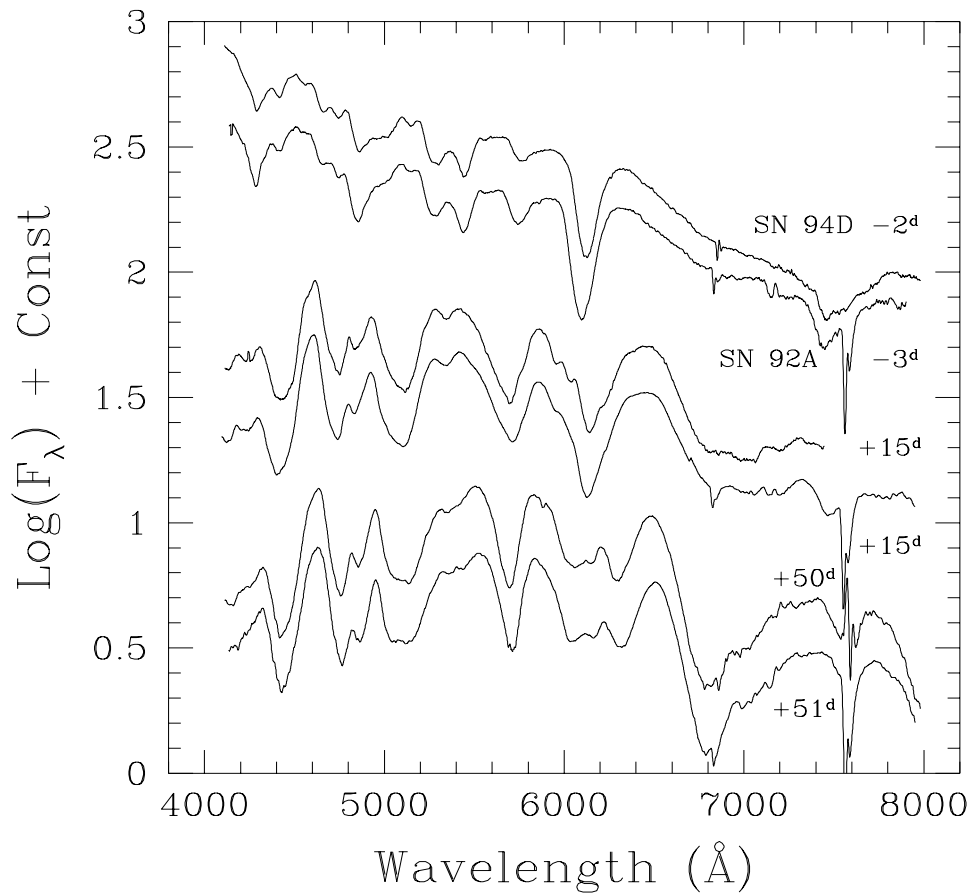


**Figura 3.8** : Evoluzione spettroscopica di 1994D da fase  $-11$  a fase  $+5$ . L'epoca è stata calcolata rispetto al massimo B (21 Marzo). Per motivi di spazio gli spettri sono stati tradati in ordinata di una quantità arbitraria:  $-11^d$  ( $+18.3$  ( $\log F_\lambda$ )),  $-10^d$  ( $+17.9$ ),  $-9^d$  ( $+17.4$ ),  $-8^d$  ( $+17.0$ ),  $-5^d$  ( $+16.4$ ),  $-4^d$  ( $+16.0$ ),  $-2^d$  ( $+15.6$ ),  $+2^d$  ( $+15.1$ ),  $+3^d$  ( $+14.7$ ),  $+4^d$  ( $+14.3$ ),  $+5^d$  ( $+13.9$ ).





**Figura 3.9** : Evoluzione spettroscopica di 1994D da fase +7 a fase +50. Per motivi di spazio gli spettri sono stati tradati in ordinata di una quantità arbitraria: +7<sup>d</sup> (+17.9), +10<sup>d</sup> (+17.6), +11<sup>d</sup> (+17.3), +12<sup>d</sup> (+17.0) +13<sup>d</sup> (+16.7), +15<sup>d</sup> (+16.4), +17<sup>d</sup> (+16.2), +19<sup>d</sup> (+15.9), +24<sup>d</sup> (+15.8), +26<sup>d</sup> (+15.7), +50<sup>d</sup> (+15.6).



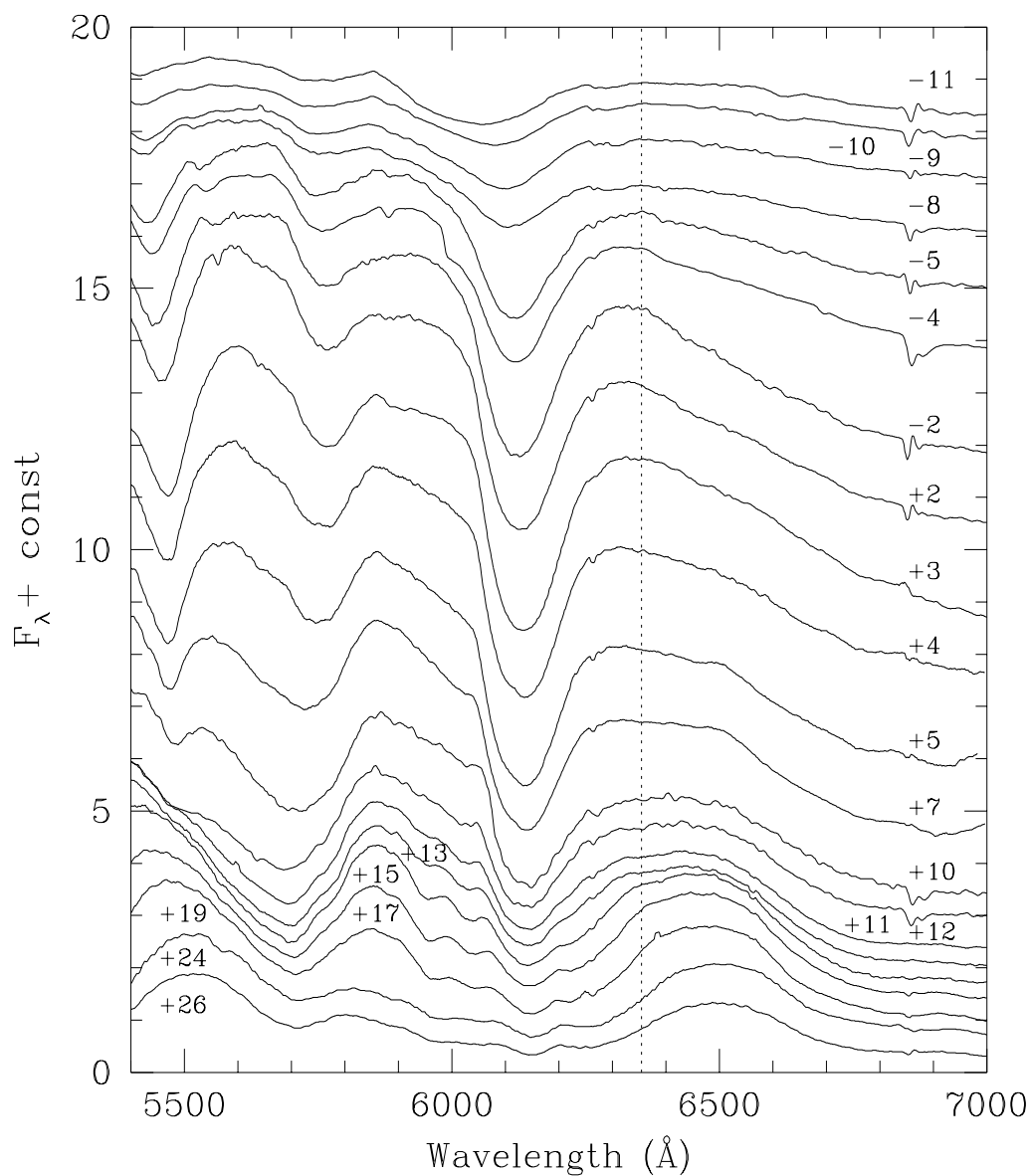
**Figura 3.10** : Confronto fra gli spettri osservati di 1994D (superiori) e 1992A (inferiori), a tre diverse fasi. I dati di 1992A sono stati ottenuti a ESO-La Silla il 16/01/1992 (NTT+EMMI), 4/02/92 (3.6m+EFOSC1) e 11/03/92 (NTT+EMMI). Le unità in ordinata sono arbitrarie e le lunghezze d'onda sono state riportate al sistema di riferimento a riposo.

**Tabella 3.3** : Velocità dedotte dai minimi di assorbimento di alcune righe osservate in 1994D, corrette per la velocità di recessione di NGC 4526 ( $+709 \text{ km s}^{-1}$ ).

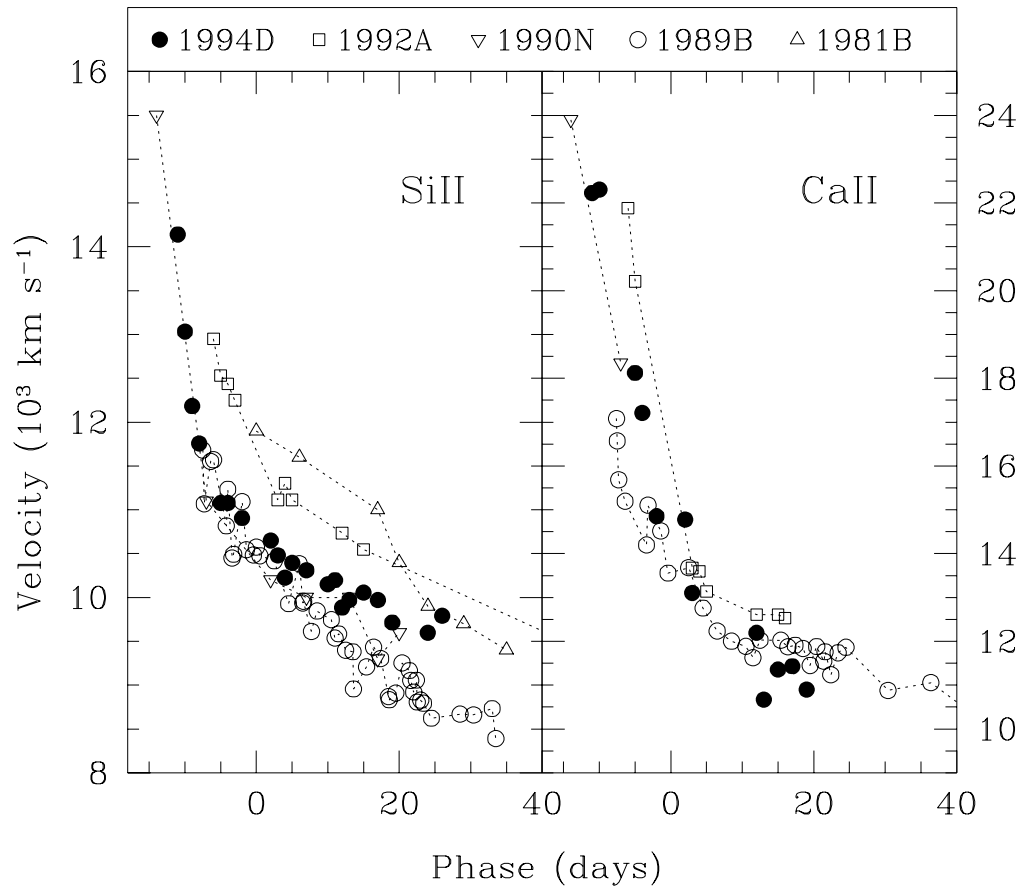
Fase ( <i>gg</i> )	Velocità ( $\text{km s}^{-1}$ )		
	SiII $\lambda 6355$	CaII H&K	SiII $\lambda 5640$
-11	14140	22230	12260
-10	13030	22310	12160
-9	12180	-	11730
-8	11760	-	11840
-5	11080	18120	11410
-4	11080	17210	11100
-2	10910	14850	10780
+2	10650	14780	10030
+3	10480	13100	9496
+4	10220	-	9496
+5	10400	-	9390
+7	10310	-	9496
+10	10150	-	8752
+11	10200	-	-
+12	9885	12190	-
+13	9970	10670	-
+15	10060	11360	-
+17	9970	11430	-
+19	9714	10900	-
+24	9598	-	-
+26	9790	-	-
+52	-	10140	-
+55	-	9987	-

del SiII  $\lambda 6355$  in 1994D viene mostrata in Fig. 3.12 (pannello a sinistra) assieme a quella delle SNe 1992A, 1990N, 1989B e 1981B. I tassi con cui le velocità decrescono sono simili per tutti gli oggetti; l'accordo è particolarmente buono fra 1994D, 1990N e 1989B (le deviazioni massime sono dell'ordine di  $500 \text{ km s}^{-1}$ ), mentre 1992A e 1981B mostrano velocità significativamente più alte. La medesima figura (pannello di destra) mostra che le stesse differenze si hanno anche per le velocità derivate dalle righe H&K del CaII (v. anche Tab. 3.3).

La diminuzione della velocità dedotta dal SiII presenta un netto cambiamento attorno alla fase  $-6$ , analogamente a quanto è stato osservato per 1990N, l'unica altra SN Ia per cui siano disponibili dati così precoci. Pearce et al. [33] e Branch et al. [5] hanno suggerito che questo andamento può essere approssimato da una legge di potenza,  $v \propto t^{-\alpha}$ , con due diversi indici  $\alpha$ . Il *best fit* dei dati di 1994D con una legge di questo tipo fornisce  $\alpha=0.67$  per  $-11^d \leq t \leq -8^d$  ed  $\alpha=0.12$  per  $-5^d \leq t \leq +26^d$ . Atteso il fatto che  $\alpha = 2/(n-1)$  (Branch et al. [5]), dove  $n$  è l'esponente nella legge



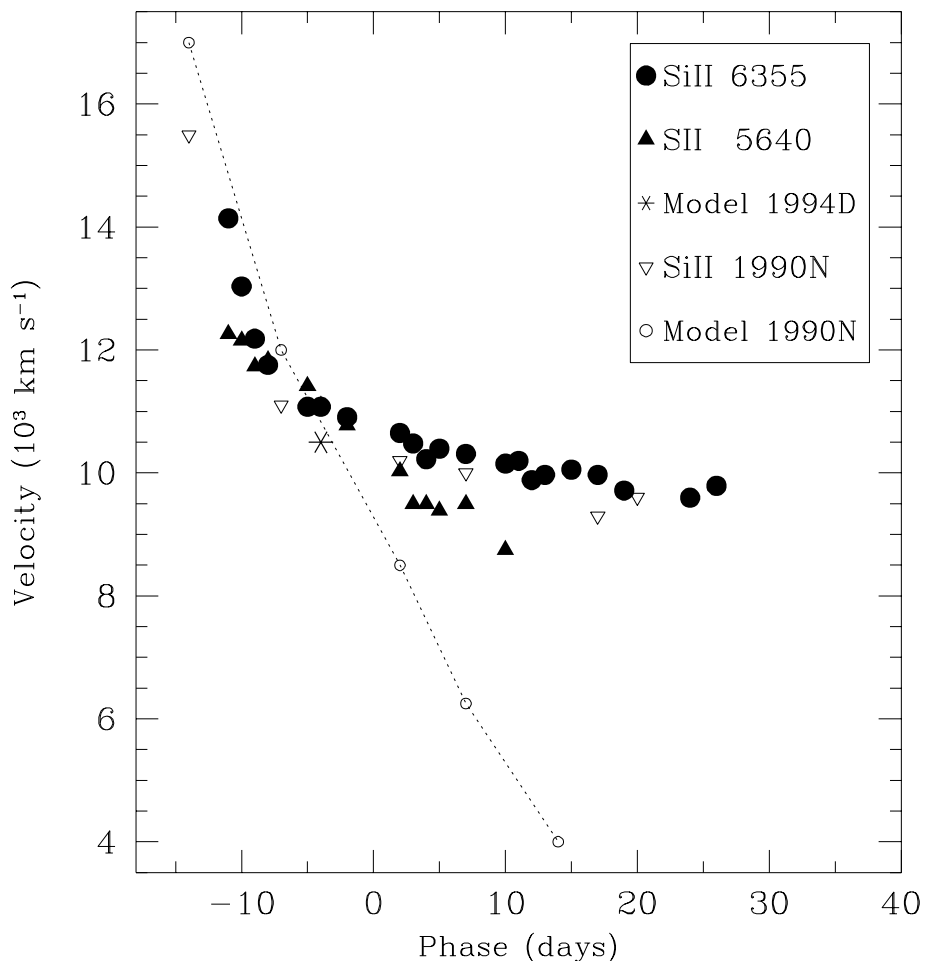
**Figura 3.11** : Evoluzione della regione attorno al  $\text{Si II } \lambda 6355$  da fase  $-11$  (in alto) a fase  $+26$  (in basso). Le lunghezze d'onda sono state corrette per la velocità di recessione di NGC 4526. La linea punteggiata è stata posizionata alla lunghezza d'onda a riposo della riga.



**Figura 3.12** : Evoluzione della velocità di espansione dedotta dai minimi dell'assorbimento del SiII $\lambda$ 6355 (pannello di sinistra) e del doppietto CaII H&K per 1994D, 1992A (dati dell'ESO–Key Programme, non pubblicati; Kirshner et al. [21]), 1990N (Leibundgut et al. [25]), 1989B (Barbon et al. [1]; Wells et al. [46]) e 1981B (Branch et al. [4]). Tutte le velocità sono state corrette per la recessione delle galassie parenti; la correzione adottata per NGC 4526 è di  $+709 \text{ km s}^{-1}$  (King et al. [20]).

che fissa il profilo di densità  $\rho \propto r^{-n}$ , questi due valori implicano  $n \sim 4$  ed  $n \sim 17$  rispettivamente. Ora, mentre il primo risultato è consistente con il valore canonico  $n=7$ , il secondo è nettamente diverso, ma può essere spiegato nel seguente modo.

Alle fasi iniziali, quando la fotosfera è posta a velocità piuttosto alte ( $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$ ), l'ammontare di materia al di sopra di questo strato è piccolo ( $< 0.5 M_{\odot}$ ). Di conseguenza, le righe spettrali si formano in regioni molto prossime alla fotosfera e la velocità corrispondente al minimo dell'assorbimento del SiII è strettamente legata a quella fotosferica. E' chiaro che in queste condizioni, il tasso con cui tale velocità



**Figura 3.13** : Confronto fra le velocità di espansione della fotosfera dedotte dalle osservazioni (SiII  $\lambda 6355$ , SiII  $\lambda 5640$ ) ed i modelli di sintesi spettrale per 1994D (v. testo) e 1990N (Mazzali et al. [29]).

diminuisce rispecchia la variazione nella posizione della fotosfera stessa e fornisce un indice di densità prossimo a  $n=7$  (che implica  $\alpha=2/3$ ). Dopo il massimo, la velocità della fotosfera scende sotto i  $10000 \text{ km s}^{-1}$  e decresce rapidamente: ciò porta questa superficie all'interno della regione dove il gradiente di densità, secondo il modello dell'esplosione, è più piatto ( $n=2$ ). In questa nuova situazione gli strati assorbenti divengono sempre più estesi e le righe forti, come il SiII  $\lambda 6355$ , si formano in un ampio intervallo di velocità; per questo motivo il valore derivato dal minimo dell'assorbimento è significativamente più grande di quella della fotosfera (v. anche Fig. 1.8, nel Cap. introduttivo).

Ciò viene quantitativamente illustrato in Fig. 3.13, dove i dati osservati per 1994D vengono confrontati con le velocità fotosferiche dedotte dai modelli di sintesi

spettrale per 1990N di Mazzali et al. [29] e con la velocità dello spettro sintetico discusso nel prossimo paragrafo. E' chiaro che mentre prima del massimo la velocità del SiII è prossima a quella della fotosfera, dopo il massimo questa continua a decrescere ad un tasso quasi costante e quella del SiII se ne discosta sempre più. Nella stessa figura è stata riportata anche la velocità dedotta dalla riga del SiII  $\lambda 5640$  (si veda la Fig. 3.14 per l'identificazione). Poichè questa riga è debole, essa si forma sempre vicino alla fotosfera e quindi la velocità che se ne deduce è un buon indicatore di quella fotosferica. D'altro canto, il doppietto H&K del CaII, che presenta una profondità ottica molto maggiore del SiII a causa del grande valore del fattore  $gf$  delle sue righe, appare essere addirittura sempre più veloce del SiII, poichè si forma su un ampio intervallo di velocità a tutte le fasi. Così, anche per il doppietto del CaII viene osservata una variazione nella pendenza della curva di velocità dopo il massimo, come conseguenza di una maggior quantità di materia sopra la fotosfera. Essa è però meno estrema che nel caso del SiII perchè anche prima del massimo la sua velocità maggiore di quella della fotosfera. Questa è un'ulteriore dimostrazione che si dovrebbero usare righe deboli per stimare  $v_{ph}$ , specialmente dopo il massimo, come era già stato notato da Mazzali et al. [29]. Questo fatto ha particolare importanza nell'utilizzo del metodo delle fotosfere in espansione (EPM) per determinare la luminosità assoluta (e quindi la distanza) di una SN.

L'epoca in cui il tasso di declino della velocità del SiII subisce la brusca variazione di cui si è appena discusso, coincide con il minimo della curva di colore ( $U - B$ ) (cfr. il paragrafo 3.4). Questa potrebbe anche non essere una coincidenza poichè, se l'opacità delle righe cresce dopo quest'epoca, come accade per la riga del SiII, allora le righe del FeII e del CoII nella banda U divengono degli assorbitori più efficaci e l'indice di colore ( $U - B$ ) tende a valori più rossi. Un'ulteriore contributo a questo effetto è costituito dal fatto che la temperatura effettiva raggiunge un massimo attorno a fase  $-10$  (Mazzali et al. [29]).

Branch & van den Bergh [8] hanno suggerito che la velocità di espansione dedotta dal SiII  $\lambda 6355$  dieci giorni dopo il massimo sia correlata con il tipo morfologico della galassia parente. Secondo questo risultato, le SNe più lente dovrebbero esplodere nelle galassie dei primi tipi. Per 1994D, che è esplosa in una galassia S0, questa velocità è circa  $10000 \text{ km s}^{-1}$  ed è simile a quelle mostrate da 1989B e 1990N (v. Fig. 3.12), che si trovavano in galassie Sb ed SBb rispettivamente. D'altro canto, la SN 1992A, esplosa in una galassia S0/Sa, è decisamente più veloce di 1994D e confrontabile con 1981B, la cui galassia parente era di tipo Sc. Così, se esiste un correlazione fra la velocità di espansione ed il tipo morfologico della galassia parente, essa è certamente affetta da una forte dispersione.

### 3.8 Uno spettro sintetico

Lo spettro di 1994D ottenuto il 17 Marzo tramite NTT è stato modellato con il codice Monte Carlo presentato da Mazzali e Lucy [28], che è già stato usato con successo nello studio delle SNe Ia 1990N (Mazzali et al. [29]) e 1991T (Mazzali et

al. [30]).

Lo spettro in questione corrisponde alla fase  $-4$ , e può essere considerato come il tipico spettro fotosferico di una SN Ia attorno al massimo. A questa fase, 1994D presentava magnitudini  $U=11.41$ ,  $B=11.99$ ,  $V=12.08$ , il che implica  $(B - V) = -0.09$ . Nel modello adottato si è assunto un tempo di salita al massimo  $B$  pari a 20 giorni, in modo che il 17 Marzo viene a situarsi a  $t=17$  giorni dopo l'esplosione. Si è utilizzato, inoltre, il *reddening* stimato nel paragrafo 3.3,  $E(B - V) = 0.06$ , ed un modulo di distanza pari a  $\mu = 30.68 \text{ mag}$  (13.7 Mpc), misurato tramite il metodo SBF (Tonry [42]).

La similitudine fra 1994D e 1990N porta subito alla determinazione degli altri parametri di ingresso per lo spettro sintetico. Questi sono la luminosità  $L = 1.10 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  (e cioè  $\log L/L_{\odot} = 9.46$ ,  $M_{Bol} = -18.9$ ) e la velocità alla fotosfera  $v_{ph} = 10500 \text{ km s}^{-1}$ , che corrisponde ad un raggio  $R_{ph} = 1.45 \times 10^{15} \text{ cm}$  ( $2750 R_{\odot}$ ). Tali valori, del tutto simili a quelli determinati da Mazzali et al. [29] per 1990N, portano al *best fit* fra modello e spettro osservato a partire dalla distanza, dall'arrossamento e dall'epoca che si sono assunti. La struttura di densità usata nel modello è quella del modello deflagrativo W7, mentre la composizione consiste in un W7 in cui tutti gli elementi siano mescolati al di sopra di  $v > 6000 \text{ km s}^{-1}$ . Le abbondanze relative di Fe, Co e Ni sono state variate in accordo con l'epoca imposta.

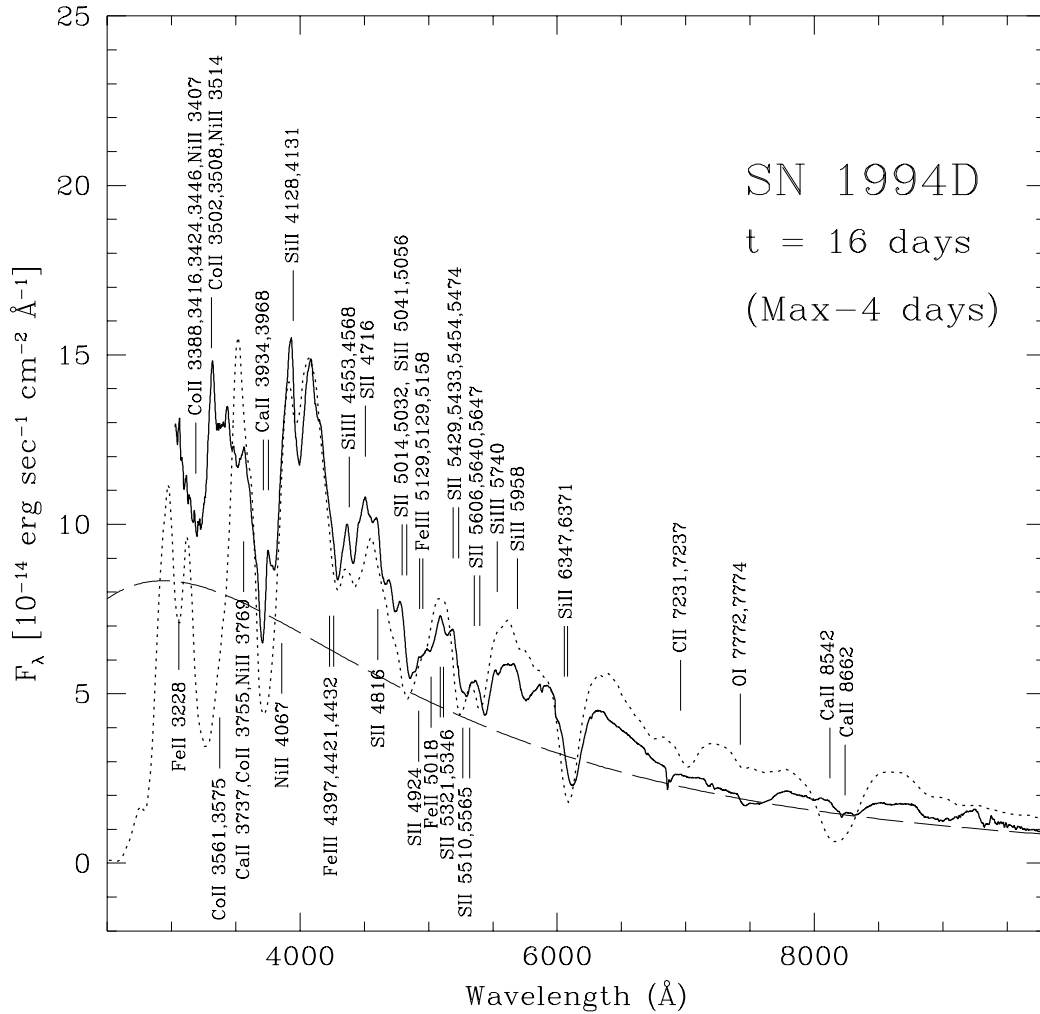
A partire da questo insieme di parametri d'ingresso, il modello che si ottiene ha una densità fotosferica  $\log \rho_{ph} (\text{g cm}^{-3}) = -13.34$ , una massa al di sopra della fotosfera pari a  $0.47 M_{\odot}$  ed una temperatura fotosferica effettiva, derivata da  $L$  ed  $R_{ph}$ , di  $9300 \text{ }^{\circ}\text{K}$ . Il *backscattering* dei fotoni, dovuto al *line blocking* nell'atmosfera porta ad un netto riscaldamento degli strati prossimi alla fotosfera, in modo tale che la temperatura del corpo nero equivalente è  $T_B = 10700 \text{ }^{\circ}\text{K}$ .

Lo spettro sintetico che ne deriva viene mostrato in Fig. 3.14 ed è confrontato con quello osservato; esso ha magnitudini  $U=11.64$ ,  $B=12.04$  e  $V=12.00$ . Lo spettro osservato viene riprodotto in modo ragionevole; in particolare, righe come quelle del SiII, la presenza di SiIII in assorbimento a circa  $4400 \text{ \AA}$  e l'importanza delle righe del FeIII in assorbimento, sia a  $4300 \text{ \AA}$  che nella regione  $4800\text{--}5000 \text{ \AA}$  (che è ben riprodotta), confermano che la temperatura nell'atmosfera doveva essere piuttosto alta a questa fase.

Nel modello, il tripletto infrarosso del CaII è più intenso che nelle osservazioni, cosa che accade anche per il doppietto H&K, anche se in modo molto meno marcato. Poichè nel modello solo una piccola frazione ( $\sim 10^{-6}$ ) degli atomi di Ca si trova sotto forma di CaII (il CaIII, infatti, è lo ione dominante), è plausibile che questa frazione sia stata sovrastimata.

La discrepanza maggiore si ha però nella regione attorno a  $3250 \text{ \AA}$ , prevalentemente dominata dal CoII. Nello spettro osservato di 1994D, l'assorbimento è molto più debole di quello di 1990N a fase  $-7$ , che era ben riprodotto dal modello (cfr. Mazzali et al. [29]). Tale profondo assorbimento è stato osservato anche in 1981B (Branch et al. [4]) attorno al massimo ed in 1987N circa una settimana dopo (Branch & Tammann [6]). Una simile discrepanza, anche se meno pronunciata, si ha se si confronta lo spettro di 1994D con quello di 1992A a fase  $-7/-6$  (Kirshner et al.





**Figura 3.14** : Confronto fra lo spettro sintetico (linea punteggiata) e lo spettro di 1994D osservato il 17 Marzo (fase  $-4$ ), corretto per la velocità di recessione di NGC 4526 ( $+709 \text{ km s}^{-1}$ ). La linea tratteggiata rappresenta lo spettro del corpo nero equivalente alla fotosfera. Le identificazioni delle principali righe sono state posizionate secondo quanto descritto in Mazzali et al. [29].

[21]). Va comunque notato che leggere differenze nelle fasi degli spettri potrebbero giocare un ruolo importante.

La debolezza o addirittura l'assenza di questa riga nello spettro di 1994D, solleva di nuovo la questione da lungo tempo aperta circa la mancanza di una sicura identificazione del Cobalto sintetizzato durante l'esplosione. A tale riguardo va detto che, contrariamente a quanto accadde per 1987A, le curve di luce delle SNe Ia non sono mai state seguite sino a fasi sufficientemente avanzate da mostrare un tasso di declino che fosse con certezza attribuibile al decadimento radioattivo del  $^{56}\text{Co}$ . Dunque, manca ancora una prova inconfutabile della presenza di tale nuclide proveniente da questo metodo indipendente (Suntzeff [41]). Poichè non c'è motivo di dubitare delle calibrazioni in flusso ed in lunghezza d'onda dello spettro in esame (sono stati eseguiti diversi controlli), e poichè una bassa intensità di questa riga è stata osservata negli spettri di almeno una delle quattro SNe Ia che dispongono di dati adeguati (SN 1992A, Kirshner et al. [21]), vanno ricercate altre ragioni.

Una possibilità è che i nuclidi radioattivi in 1994D non siano stati mescolati oltre la fotosfera alla fase  $-4$ , in modo che la maggior parte del Co è concentrata negli strati interni che non sono ancora visibili ad un'epoca così precoce. Poichè il Ferro prodotto dall'esplosione dovrebbe essere strettamente legato al Cobalto, ci si trova a dover risolvere il seguente problema: la quantità di Ferro presente nell'involuppo, che è stato modellato tramite le varie transizioni di FeII e FeIII, può essere ridotta in modo compatibile con la massa di Cobalto (piccola) richiesta per riprodurre la debole riga del CoII? Poichè questo non sembra il caso, le righe del Fe possono essere riprodotte solo se si assume che la frazione di  $^{54}\text{Fe}$  sia esaltata rispetto a quella indicata dal modello W7. Dopo di che rimane ancora da risolvere la questione circa la presenza del *mixing* in alcune SNe e non in altre, problema che va affrontato alla luce di modelli teorici dell'esplosione e dei suoi effetti immediati. Un'altra possibilità è che sin'ora non si sia tenuto conto in maniera acconcia di tutte le opacità delle righe in questi oggetti, ed in modo particolare alle lunghezze d'onda UV. Il fatto che alle fasi iniziali gli spettri di 1990N differiscano in modo piuttosto netto da quelli di 1992A in queste regioni spettrali, suggerisce che ci siano ancora molti fenomeni non ben compresi che fungono da sorgente per l'opacità delle righe. Il cuore del problema potrebbe risiedere nella necessità di una corretta trattazione della ionizzazione e dell'eccitazione nella parte della regione UV che è otticamente sottile nel continuo, ma spesso nelle righe a causa del *line blocking*.

Sebbene siano stati calcolati diversi altri modelli con parametri di ingresso diversi a partire dai valori adottati per  $\mu$ ,  $E(B-V)$  e  $t$ , nessuno di questi riproduce lo spettro osservato in modo significativamente migliore di quello discusso in precedenza. In ogni caso non è stato possibile raggiungere un colore più blu di  $(B-V)=0.0$ . Quello che accade, praticamente, è che a temperature più alte (e cioè a più alte  $L$  o più basse  $v_{ph}$ ), il continuo diviene più blu, ma si rafforzano le righe del FeIII. Poichè esse cadono per la gran parte nella regione della banda B, il colore  $(B-V)$  rimane praticamente costante. Questo è esattamente quello che accade per la SN 1991T, che era molto calda (Mazzali et al. [30]). Forse è il flusso un po' troppo elevato nella regione rossa dello spettro sintetico che rende i colori troppo rossi rispetto a

quelli osservati. Poichè tale flusso è il risultato del *blocking* dei fotoni nella regione UV, ciò potrebbe essere il segnale che si sta sovrastimando tale effetto, sebbene non è facile capire in qual modo un *blocking* meno efficiente potrebbe portare ad un minore flusso V e lasciare U e B immutati. In ogni caso, visto che tutte le righe sono ben riprodotte dal modello, non ci si aspetta che parametri d'ingresso molto diversi da quelli usati possano riprodurre sia i colori che le strutture dello spettro. Infatti, la temperatura differirebbe significativamente da quella che risulta dal *best fit* presentato in precedenza e molto probabilmente lo spettro sintetico risultante sarebbe popolato da righe diverse.

Un ovvio problema riguardante il modello mostrato in Fig. 3.14 è che le righe del SiII e del CaII sono troppo intense. Modelli con la stessa  $L$  ma  $v_{ph}$  leggermente inferiori, hanno temperature più alte e dunque ionizzazioni maggiori. Ciò si traduce sì in righe del SiII e del CaII un po' meno intense, ma nello stesso tempo in righe del FeIII troppo intense. Dunque, se la temperatura è troppo alta, le righe del SiIII  $\lambda 4379-4395\text{\AA}$  e  $5740\text{\AA}$  divengono di gran lunga troppo intense. L'intervallo accettabile per  $v_{ph}$ , per i valori di  $\mu$ ,  $E(B-V)$  ed  $L$  adottati, è  $9000-11000\text{ km s}^{-1}$ . Il fatto che non tutte le righe possano essere riprodotte simultaneamente potrebbe indicare che la distanza, l'arrossamento e l'epoca assunte sono errate. L'epoca  $t$  può essere controllata modellando i primi spettri disponibili. A tali fasi, infatti, anche un piccolo errore in  $t$  avrebbe degli effetti ben visibili, a causa dell'alta velocità evolutiva. La distanza ed il *reddening*, d'altro lato, dovrebbero essere studiati tramite il calcolo di una griglia di modelli in cui si variano entrambi i parametri. Sebbene una così dettagliata analisi vada ben oltre lo scopo di questo lavoro, nel seguito si cercherà di discutere brevemente alcuni risultati preliminari circa la distanza.

In precedenza si sono sempre adottati per  $\mu$  e  $E(B-V)$  i valori discussi nel paragrafo 3.3 e per  $t$  l'epoca del tipico tempo di salita al massimo di una SN Ia. In tal modo, i parametri di ingresso  $L$  e  $v_{ph}$  sono risultati essere prossimi a quelli di una tipica SN Ia, che del resto hanno dato buoni risultati per 1990N (Mazzali et al. [29]). Gli altri possibili valori di  $\mu$  discussi nel paragrafo 3.3 non differiscono grandemente da quello che è stato scelto ( $\mu=30.68$ ), per cui non ci si aspetta che l'uso di qualunque di essi porti a drastiche variazioni nello spettro sintetico risultante; al massimo si avrebbero dei piccoli cambiamenti in  $L$  e  $v_{ph}$  che molto probabilmente il modello stesso non permetterebbe di discriminare.

Sono stati calcolati alcuni spettri a partire da  $\mu=31.13$ , che è quello riportato dal catalogo di Tully [44]. Tale valore è sufficientemente diverso da  $\mu=30.68$  da produrre significative differenze negli spettri risultanti. Si è trovato che una riproduzione soddisfacente dei dati si ottiene per  $\log L/L_{\odot} = 9.65$  ( $L=1.72 \times 10^{43}\text{ erg s}^{-1}$ ,  $M_{Bol}=-19.38$ ) e  $v_{ph}=11500\text{ km s}^{-1}$ . Questo nuovo modello ha una temperatura simile a quella dello spettro in Fig. 3.14, ma la massa al di sopra della fotosfera è più piccola, e quindi le righe sono meno profonde. La velocità delle stesse appare un po' troppo alta, di modo che una stima corretta per la distanza potrebbe essere compresa fra  $\mu=30.68$  e  $\mu=31.13$  e dunque 1994D potrebbe essere leggermente più luminosa delle SNe Ia *normali*.

Per controllare se la scala di distanze *lunga* per l'ammasso della Vergine sia com-

patibile con le osservazioni, sono stati calcolati dei modelli con  $\mu=31.5$  e  $\mu=32.0$ . Tali distanze implicano ovviamente luminosità maggiori, ovvero  $\log L/L_{\odot} = 9.80$  ( $L=2.4 \times 10^{43}$  erg s $^{-1}$ ,  $M_{Bol}=-19.75$ ) e  $10.0$  ( $L=3.8 \times 10^{43}$  erg s $^{-1}$ ,  $M_{Bol}=-20.25$ ), rispettivamente. In entrambi i casi,  $L$  è così grande che per ottenere delle temperature ragionevoli ( $T \sim 10000-12000$  °K) è richiesta una velocità molto alta ( $v_{ph} > 12000$  km s $^{-1}$ ). In queste condizioni, con la struttura di densità del modello W7, o la temperatura è troppo alta e le righe osservate non si formano a causa della ionizzazione, oppure  $v_{ph}$  è troppo alta, non c'è abbastanza materia sopra la fotosfera e nessuna delle righe forti che vengono osservate appaiono nello spettro sintetico. Così, se si usa la struttura del modello W7, una distanza molto grande per l'ammasso della Vergine è incompatibile con le osservazioni di 1994D.

### 3.9 Discussione e conclusioni

In questo Capitolo sono state presentate e discusse le osservazioni di 1994D raccolte durante lo sviluppo di questa Tesi a ESO ed Asiago. Esse hanno fornito una copertura pressochè giornaliera e costituiscono uno dei più completi *data base* per una SN Ia attorno al massimo.

La spettroscopia ad alta risoluzione (0.2 Å FWHM a 5900 Å) ha permesso di evidenziare l'esistenza di tre componenti nel doppietto NaI D dovute a nubi nella nostra Galassia, a nubi di alta velocità (HVC) e al mezzo interstellare in NGC 4526. Sebbene la galassia parente sia di tipo S0, ciò non sorprende, in quanto 1994D appare chiaramente proiettata contro il bordo di un braccio di polveri. La relazione empirica fra la larghezza equivalente del NaI D ed  $E(B-V)$  ha fornito un'estinzione pari a  $E(B-V)=0.06$ , in buon accordo con analoghe misure presentate da King et al. [20], basate sulla densità di colonna dell'Idrogeno neutro.

La copertura fotometrica, frequente ed accurata, ha reso possibile uno studio dettagliato delle curve di luce e di colore. I picchi delle curve di luce vanno aumentando in ampiezza al passare dalle bande più blu a quelle più rosse. Il massimo della luminosità viene raggiunto in B due giorni dopo quello in U, ad un'epoca (21 Marzo) che è stata utilizzata come punto di riferimento per il calcolo della fase. In entrambe queste bande il picco del massimo è seguito da un normale declino della luminosità. Il massimo V, come normalmente accade nelle Ia, viene raggiunto 2 giorni dopo il B, è più piatto ed è seguito da una decrescita dello splendore più lenta. Tale effetto appare più chiaramente a  $\lambda$  più rosse (R ed I), dove i picchi sono piatti e presentano dei massimi secondari a circa 20 giorni da quelli principali. Tale struttura appare, leggermente accennata, anche in V.

La presenza di massimi secondari nelle curve di luce JHK delle SNe Ia era già stata notata da Elias et al. [13], i quali avevano notato un simile comportamento anche nelle osservazioni I di 1972E. I nuovi dati qui presentati, assieme a quelli recentemente pubblicati per 1989B (Wells et al. [46]) e 1992A (Suntzeff [41]), confermano chiaramente i precedenti risultati, basati su materiale di qualità più scarsa.

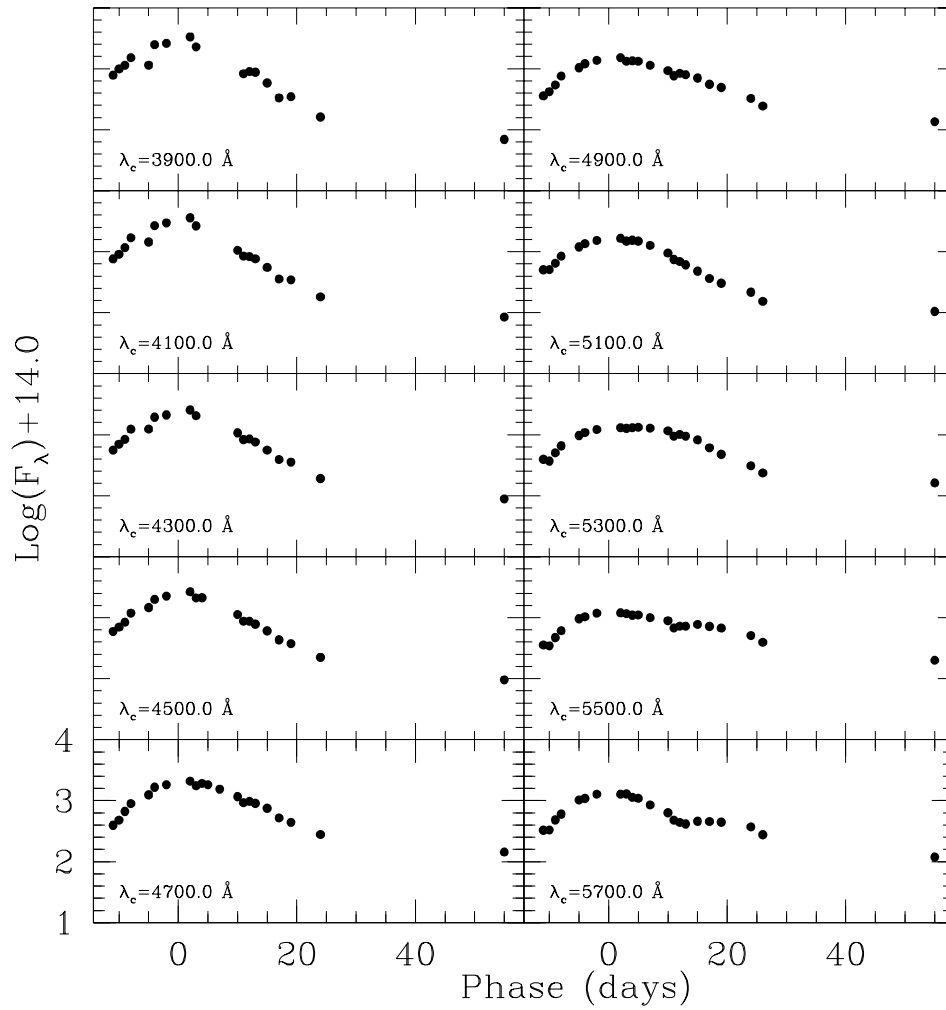
Appare chiaro, sia da quanto evidenziato da Suntzeff [41] che dalle osservazioni

V,R ed I e dalla spettrofotometria di 1994D qui discusse, che il doppio picco nelle curve di luce è solo debolmente legato alla presenza di bande in assorbimento o alla mancanza di bande in emissione. Esse appaiono essere, piuttosto, l'effetto della redistribuzione dell'energia su un considerevole intervallo di lunghezze d'onda, che avrebbe l'effetto di aumentare il flusso nel rosso a spese di quello nel blu. Questo fatto è chiaramente visibile nelle Figg. 3.15–3.16, dove viene presentato l'andamento del flusso, calcolato dagli spettri di 1994D, all'interno di bande aventi un'ampiezza di 200 Å e centrate alle  $\lambda_c$  riportate nelle figure stesse. Poichè la scala è logaritmica le curve così ottenute possono essere direttamente confrontate con quelle di Fig. 3.3. Si vede subito che andando verso il rosso la pendenza delle curve decresce gradualmente. A partire da 5500 Å si ha il netto apparire di un *plateau* che termina a circa 20 giorni, in coincidenza con il massimo secondario in I. Andando verso bande ancor più rosse, le curve si appiattiscono ancora. Purtroppo il numero di spettri che si spingono oltre gli 8000 Å è insufficiente per avere delle curve di luce soddisfacenti a tali  $\lambda$ , e dunque non è possibile assistere alla risalita al secondo massimo. Tuttavia essa è leggermente accennata nelle curve a 7500 Å e 7700 Å. E' chiaro, dunque, che ciò che si osserva non è dovuto a una particolare riga o gruppi di righe; si tratta piuttosto di un globale aumento del flusso, che cresce con l'andare verso la parte rossa dello spettro.

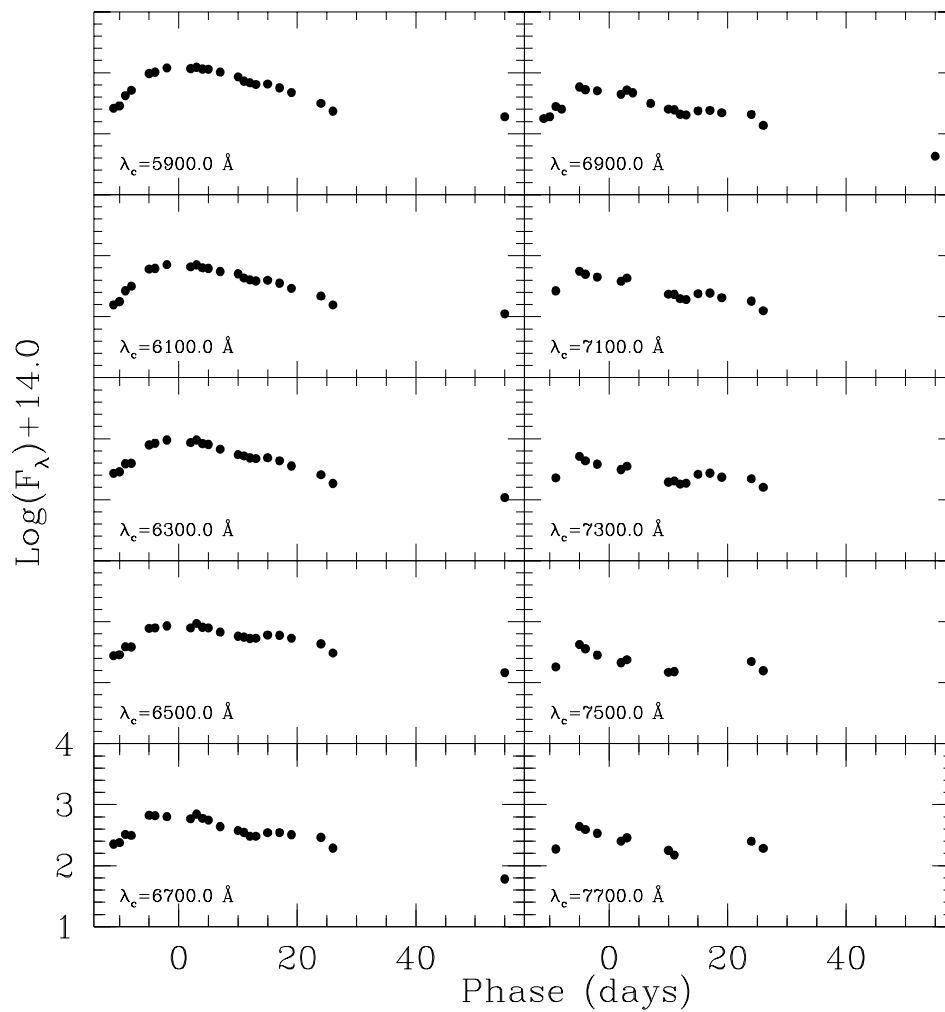
La ragione fisica per cui ciò debba accadere a 20 giorni dal massimo rimane oscura. Höflich [18] è riuscito, tramite alcune classi di modelli, a riprodurre questa morfologia come risultato di una significativa espansione del raggio fotosferico dopo il massimo principale. Chiaramente, per controllare questo risultato sarebbe necessario ottenere una copertura temporale molto fine delle curve di luce delle Ia su tutto il possibile intervallo di  $\lambda$ .

Visto il materiale fotometrico a disposizione, è stato possibile studiare con gran dettaglio anche l'evoluzione del colore. Il confronto con 1992A, un oggetto sotto molti aspetti simile a 1994D, mostra reali differenze al massimo, che certamente non vanno attribuite a incertezze nelle misure. Va rimarcato che il colore intrinseco di questa SN è decisamente blu,  $(B - V)_0^{max} = -0.14$ . Tale valore, comparato con quello di altre SNe Ia ben studiate, conferma la dispersione nel colore di questa classe di oggetti.

La SN 1994D è una delle più brillanti SNe osservate nell'ammasso della Vergine (cfr. Tab 3.2). La risposta al problema se ciò sia dovuto al fatto che la galassia parente giace sul lato dell'ammasso più vicino a noi oppure ad una luminosità intrinsecamente alta non può essere data con certezza se non sulla base di ulteriori modelli teorici. Il metodo SBF dà per NGC 4526  $\mu = 30.68$  (Tonry [42]), valore che giace a pochi decimi di magnitudine dal modulo di distanza medio dell'ammasso della Vergine. Esso, inoltre, non è molto diverso da due recenti misurazioni attuate tramite le Cefeidi ( $\mu = 30.87 \pm 0.15$  per NGC 45781, Pierce et al. [35];  $\mu = 31.16 \pm 0.20$  per M100, Freedman et al. [14]). Usando la distanza SBF, 1994D risulta avere una magnitudine assoluta pari a  $M_{B,0}^{max} = -19.08$ ,  $M_{V,0}^{max} = -18.96$ . Questi valori sono piuttosto alti, sebbene non eccezionali (cfr. Phillips [34], Vaughan et al. [45] e Branch & Miller [7]), e sono confrontabili con i risultati dei modelli di sintesi



**Figura 3.15** : Andamento del flusso calcolato dagli spettri di 1994D fra 3900 Å e 5700 Å. L'ampiezza delle bande utilizzate è di 200 Å; i centri delle singole bande sono riportati in ogni pannello.



**Figura 3.16** : Andamento del flusso calcolato dagli spettri di 1994D fra 5900 Å e 7700 Å. L'ampiezza delle bande utilizzate è di 200 Å; i centri delle singole bande sono riportati in ogni pannello.

spettrale.

1994D è in media circa 0.6 *mag* più debole delle SNe Ia calibrate con le Cefeidi, ma è più brillante delle stesse SNe una volta che queste vengano calibrate con i moduli di distanza SBF o T-F. Con la sua luminosità relativamente alta ed un normale tasso di declino, 1994D non obbedisce alla relazione  $M_B^{max}$  vs.  $\Delta M_{15}$  proposta da Phillips [34].

L'evoluzione spettrale di 1994D alle fasi fotosferiche è conforme a quella delle Ia *standard*, come 1992A. I dati discussi in precedenza coprono un intervallo di fase compreso fra  $-11$  e  $+55$  giorni; ciò ha permesso di studiare in fine dettaglio le variazioni dei profili e delle posizioni delle singole strutture spettrali. In particolare, è stato analizzato il comportamento del SiII  $\lambda 6355$ . L'evoluzione della velocità di espansione dedotta dal minimo del suo assorbimento è simile a quello mostrato da 1990N e 1989B, mentre appare differire leggermente da quello di 1981B e 1992A. 1994D risulta, infatti, più lenta di questi oggetti di circa  $1000 \text{ km s}^{-1}$ . La curva di velocità mostra un improvvisa variazione nella pendenza attorno alla fase  $-6$ , fenomeno che viene osservato anche negli analoghi dati riguardanti il doppietto CaII H&K. Questa è probabilmente una caratteristica comune a tutte le righe forti, che si formano anche con il contributo di strati dell'atmosfera che si trovano ben al di sopra della fotosfera e che, dunque, possiedono un vasto intervallo di velocità. Ciò, invece, non accade alle righe deboli, che si formano sempre in prossimità della fotosfera. Per questo motivo tali righe dovrebbero essere usate per diagnosticare la velocità fotosferica e ciò è di fondamentale importanza nell'utilizzo del metodo EPM per calcolare la distanza di una SN. Il confronto fra le velocità dedotte dai dati e quelle provenienti dai modelli di sintesi spettrale conferma questo comportamento.

Lo spettro di fase  $-4$  è stato modellato tramite un codice di sintesi spettrale di tipo Monte Carlo (Mazzali & Lucy [28]). Le principali caratteristiche dello spettro vengono riprodotte dal modello assumendo che l'esplosione sia avvenuta 20 giorni prima del massimo, che la velocità della fotosfera sia pari a  $10500 \text{ km s}^{-1}$  e che la temperatura presso tale strato sia di  $9300 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Il modello fallisce nel render conto del mancato assorbimento a  $3300 \text{ \AA}$ , che viene ritenuto essere un buon indicatore dell'abbondanza di Co. Come si è visto, altri oggetti che sono sotto altri aspetti del tutto simili a 1994D, se ne discostano nettamente in questa regione spettrale. Per comprendere se ciò sia dovuto ad una globale sottoabbondanza di Co in 1994D oppure ad una deviazione dalla struttura di densità del modello W7, sarà necessario analizzare ulteriori modelli, estesi a tutto il campione di spettri disponibili.



# Bibliografia

- [1] Barbon, R., Benetti, S., Cappellaro, E., Rosino, L. & Turatto, 1990, *A&A* **237**, 79
- [2] Barbon, R., Cappellaro, E. & Turatto, M., 1989, *A&AS*, **81**, 421
- [3] Benetti, S., Patat, F., Turatto, M., Contarini, G., Gratton, R. & Cappellaro, E., 1994, *A&A* **285**, L1
- [4] Branch, D., Lacy, C. H., McCall, M. L., Sutherland, P. G., Uomoto, A., Wheeler, J. C. & Wills, B. J., 1983, *ApJ* **270**, 123
- [5] Branch, D., Drucker, W. & Jeffery, D. J., 1988, *ApJ* **330**, L117
- [6] Branch, D. & Tammann, G. A., 1992, *ARAA*, **30**, 359
- [7] Branch, D. & Miller, D. L., 1993, *ApJ* **405**, L5
- [8] Branch, D. & Van Den Bergh, S., 1993, *AJ* **105**, 2231
- [9] Capaccioli, M., Cappellaro, E., Della Valle, M., D'Onofrio, M., Rosino, L. & Turatto, M., 1990, *ApJ* **350**, 110
- [10] Della Valle, M. & Panagia, N., 1992, *AJ* **104**, 696
- [11] Della Valle, M. & Livio, M., 1994, *ApJ* **423**, L31
- [12] de Vaucouleurs, G. & de Vaucouleurs, A., 1964, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, Austin
- [13] Elias, J. H., Frogel, J.A., Hackwell, J.A., & Persson, S. E., 1981, *ApJ* **251**, L13
- [14] Freedman, W.L., Madore, B. F., Mould, J. R., et al., 1994, *Nature* **371**, 757
- [15] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., Wisniewsky, M., Uomoto, A., Landolt, A. U. & Whitford, A. E., 1991, *AJ* **102**, 208
- [16] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., Aviles, R., 1995, *AJ* **109**, 1
- [17] Herbig, G. H., 1993, *ApJ* **407**, 142

- [18] Höflich, P., 1995, *ApJ* **443**, 89
- [19] Kilkenney, D. & Malcom, G., 1984, *MNRAS* **209**, 169
- [20] King, D. L., Vladilo, G., Lipman, K., de Boer, K. S., Centurion, M., Moritz, P. & Walton, N. A., 1995, *A&A* **300**, 881
- [21] Kirshner, R. P., Jeffery, D. J., Leibundgut, et al., 1993, *ApJ* **415**, 589
- [22] Kurth, R., 1967, *Introduction to Stellar Statistics*, p. 154, Pergamon Press
- [23] Landolt, A. U., 1992, *AJ* **104**, 340
- [24] Leibundgut, B., Kirshner, R. P., Filippenko, A. V., Shields, J. C., Foltz, C. B., Phillips, M. M. & Sonneborn, G., 1991, *ApJ* **371**, L23
- [25] Leibundgut, B., Kirshner, R. P., Phillips, et al., 1993, *AJ*, **105**, 301
- [26] Martel, A. & Goodrich, R. W., 1994, *IAU Circ.* 5946
- [27] Maza, J., Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. & Aviles, R., 1994, *ApJ* **424**, L107
- [28] Mazzali, P. A., & Lucy, L. B., 1993, *A&A* **279**, 447
- [29] Mazzali, P. A., Lucy, L. B., Danziger, I. J., Gouiffes, C., Cappellaro, E. & Turatto, M., 1993, *A&A* **269**, 423
- [30] Mazzali, P. A., Danziger, I. J., & Turatto, M., 1995, *A&A* **297**, 509
- [31] McMillan, R., Ciardullo, R. & Jacoby, G. H., 1993, *ApJ* **416**, 62
- [32] Nomoto, K., Thielemann, F. K. & Yokoi, K., 1984, *ApJ* **286**, 644
- [33] Pearce, E. C., Colgate, S. A. & Petschek, A. G., 1988, *ApJ* **325**, L33
- [34] Phillips, M., M., 1993, *ApJ* **413**, L105
- [35] Pierce, M. J., Welch, D. L., McClure, R. D., van den Bergh, S., Racine, R. & Stetson, P. B., 1994, *Nature* **371**, 385
- [36] Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. V., Paik, Y., Leibundgut, B., Schulman, E., Cox, C. V., 1994, *AJ* **107**, 1022
- [37] Richtler, T., Grebel, E. K., Domgörgen, H., Hilker & M., Kissler, M., 1992, *A&A* **264**, 25
- [38] Saha, A., Sandage, A., Labhardt, L., Schwengeler, H., Tammann, G., Panagia, N., Macchetto, D., 1995, *ApJ* **438**, 8
- [39] Sandage, A., Tammann, G. A., 1993, *ApJ* **514**, 1

- [40] Smith, L. J., Pettini, M., King, D. L. & Martin, C., 1994, *IAU Circ.* 5951
- [41] Suntzeff, N. B., 1995, to appear in *Supernovae and Supernova Remnants*, IAU Colloquium 145, ed. R. McCray, Cambridge University Press
- [42] Tonry, J. L., 1995, *ApJ*, in press
- [43] Treffers, R. R., Filippenko, A. V. & Van Dyk S. D., 1994, *IAU Circ.* 5946
- [44] Tully, R.B., 1988, *Nearby Galaxies Catalogue*, Cambridge University Press, Cambridge
- [45] Vaughan, T. E., Branch, D., Miller, D. L. & Perlmutter, S., 1995, *ApJ* **439**, 558
- [46] Wells, L.A., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al., 1994, *AJ*, **108**, 2233



# Capitolo 4

## I colori delle SNe Ia

*So either the Asiago events are of a new class never seen by any other observatory or the Asiago colors are in error.*<sup>1</sup>

### 4.1 Introduzione

Nell'utilizzo delle SNe di tipo Ia come indicatori di distanza, un passo cruciale è rappresentato dalla correzione per il *reddening*. Sin'ora sono stati utilizzati due metodi per risolvere questo problema. Il primo fa uso di una relazione empirica fra l'intensità delle righe interstellari in assorbimento e l'eccesso di colore totale  $E_{B-V}$ , mentre il secondo è basato sull'assunzione che esista un colore intrinseco  $(B-V)_0$  per questi oggetti. E' chiaro che il metodo empirico richiede la disponibilità di spettri con elevato segnale rumore ed una certa risoluzione; ciò ne ha reso possibile l'applicazione in pochi casi, uno dei quali è stato illustrato nel capitolo precedente.

Il secondo metodo non soffre di questa restrizione, visto che è sufficiente disporre di una buona curva di colore per poter calcolarne il relativo  $E_{B-V}$  a partire da un fissato  $(B-V)_0$ . Vale la pena di notare che poichè si ha  $A_B = R_B \times E_{B-V}$  ed  $R_B \sim 4$  (Savage & Mathis [34]), il colore che si assume come riferimento ha un'importanza decisiva nel calcolo della magnitudine assoluta  $M_B$ . Infatti, un errore in  $(B-V)_0$  di  $0.3 \text{ mag}$  porta ad un'incertezza in  $M_B$  maggiore di  $1 \text{ mag}$ . Inoltre, il colore intrinseco assunto ha un impatto significativo sulla determinazione della scala delle distanze. Un  $(B-V)_0$  più blu, infatti, si traduce in un  $E_{B-V}$  maggiore e quindi in un  $H_0$  più grande, favorendo la scala *lunga*.

In passato sono stati adottati i più svariati valori per il colore intrinseco  $(B-V)_0$ :  $-0.20$  (Pskovskii [32]),  $-0.15$  (Barbon et al. [3]),  $-0.27$  (Cadonau et al. [14]),  $-0.25$  (van den Bergh & Pazder [46]),  $-0.16$  (Della Valle & Panagia [19]),  $-0.15$  (Branch & Tammann [11]),  $+0.03$  (Branch & Miller [12]) e  $+0.09$  (Sandage & Tammann [33]).

Come si può notare,  $(B-V)_0$  varia in un intervallo di più di  $0.35 \text{ mag}$ , e i valori

---

<sup>1</sup>B. E. Schaefer, 1995, *Astrophysical Journal*, 450, L5

**Tabella 4.1** : Le sequenze selezionate per la ricalibrazione. Per ciascuna di esse vengono riportati la referenza della fotometria originale (Col. 3), le bande fotometriche utilizzate (Col. 4), il numero di stelle osservate attorno alla galassia parente (Col. 5), il numero di *transfer* fotometrici operati nella fotometria originale (Col. 6) e la referenza dei lavori di ri-calibrazione di Tsvetkov (Col. 7).

SN	Galassia	Ref.	Banda	N.S.	N.T.	Ref.
1957B	NGC 4374	A1	$m_{pg}$	8	4	T1
1960F	NGC 4496	A1	$m_{pg}$	5	1	T2
1960R	NGC 4382	A1	$m_{pg}$	8	5	T2
1965I	NGC 4753	A2	B,V	4	3	T3
1968E	NGC 2713	A2	B,V	7	3	T4
1970J	NGC 7619	A3	B,V	9	4	T1
1971G	NGC 4165	A3	B,V	8	6	T1
1972J	NGC 7634	A3	B,V	*	4	T1
1973B	Anon 1512+02	A4	B,V	3	–	–
1975N	NGC 7723	A4	B,V	4	6	T1
1975O	NGC 2487	A4	B,V	6	7	–
1976B	NGC 4402	A4	B,V	7	6	–
1976J	NGC 977	A4	B,V	4	1	–
1977F	M+5-26-14	A4	B	3	1	–
1981B	NGC 4536	A5	B,V	8	–	T5
1983U	NGC 3227	A6	B,V	6	–	–

NOTE: (\*) stessa sequenza di SN 1970J;

più recenti sono mediamente più rossi. Ciò è sostanzialmente dovuto all'esclusione di alcuni oggetti molto blu ( $-0.3 \leq (B - V) \leq -0.2$ ) dai campioni utilizzati. Questo è accaduto poichè, anche se è ormai chiaro che i colori delle Ia al massimo presentano una dispersione intrinseca (Phillips [31]), nessun valore così blu è stato osservato negli oggetti studiati recentemente, che dispongono di una fotometria accurata. Infatti, le due SNe Ia più blu sono 1992bc e 1994D, che hanno rispettivamente  $(B - V) = -0.07$  (Maza et al. [29]) e  $(B - V) = -0.14$  (cfr. Cap. 3).

Sandage & Tammann [33], Branch & Miller [12] e più recentemente Vaughan et al. [48] e Schaefer [35] hanno sottolineato che la gran parte degli oggetti più blu è stata osservata presso l'Osservatorio Astrofisico di Asiago negli anni precedenti al 1980. Tutti gli autori citati suggeriscono che ciò sia dovuto ad un errore sistematico nella fotometria B, che potrebbe aver ingenerato delle sovra-stime della luminosità in questa banda.

L'intensa campagna osservativa, sia fotometrica che spettroscopica, volta allo studio delle SNe è iniziata in Asiago nei primi anni '60. Prima dell'introduzione dei rivelatori lineari (1985), la fotometria veniva realizzata tramite lastre fotografiche ottenute principalmente al telescopio Schmidt da 92/67 cm; alcune osservazioni venivano effettuate con il riflettore newtoniano da 1.2m e, a partire dal 1973, alcuni

**Tabella 4.2** : SNe Ia osservate ad Asiago, non incluse nel campione CCD ma ricalibrate da Tsvetkov.

SN	Galassia	Ref.	Banda	N.S.	N.T.	Ref.
1969C	NGC 3811	A7	B,V	8	1	T4
1971L	NGC 6384	A3	B,V	8	4	T4
1972H	NGC 3147	A8	B,V	6	3	T4
1972R	NGC 2841	A8,A1	B,V	9	8	T6
1973N	NGC 7495	A9	B,V	10	–	T1
1974G	NGC 4414	A9	B,V	10	5	T1
1974J	NGC 7343	A9	B,V	7	–	T1
1975G	M+09-23-25	A4	B,V	4	–	T1
1975P	NGC 3583	A4	B,V	6	–	T1

dati sono stati raccolti anche dal telescopio da 1.8m di Cima Ekar. Le magnitudini venivano calibrate per la maggior parte tramite *transfer* fotometrici dalle Selected Areas a sequenze locali di stelle, misurate in genere tramite il fotometro Beker a iride. Nella gran parte dei casi le osservazioni di Asiago costituiscono l'unica fonte di dati, per cui è impossibile controllare la loro bontà paragonandoli semplicemente ai risultati ottenuti da altri autori.

Poichè le SNe osservate durante gli anni '70 presentano ancora un certo interesse circa la calibrazione della luminosità e del colore delle Ia, si è deciso di intraprendere la ri-calibrazione delle sequenze attorno ad un certo numero di galassie parenti. Il confronto fra le misure moderne (CCD) e quelle pubblicate nei lavori originali (fotografiche) fornisce infatti una stima quantitativa dell'affidabilità della fotometria e permette di ricalcolare facilmente le curve di luce e di colore.

Gli oggetti inclusi nel campione sono stati scelti fra quelli studiati ad Asiago a partire dagli anni '60, aventi una posizione in cielo tale da permetterne l'osservazione da ESO-La Silla ( $\delta > +30^\circ$ ). La selezione è stata operata sullo *Asiago Supernova Catalogue* (Barbon et al. [7]); il campione che ne è risultato è presentato in Tab. 4.1. Le 16 sequenze prescelte sono state studiate con fotometria fotografica su un arco di tempo di 26 anni (1957–1983).

## 4.2 Osservazioni e riduzione dei dati

Le osservazioni sono state realizzate a La Silla durante due diversi *run* (7–12,17 Marzo, 30 Novembre–3 Dicembre 1994). Immagini B e V di tutte le stelle incluse nel campione sono state ottenute tramite i CCD #29 e #33 (TK coated  $512 \times 512$ ) montati al fuoco Cassegrain del telescopio ESO–Dutch da 0.92 m. La scala è di  $0''.44$  per *pixel* e il campo coperto risulta essere pari a  $3'.3 \times 3'.3$ . A causa di questo formato relativamente piccolo è stato necessario prendere diverse immagini (fino a 7, nel caso di 1971G) attorno alla galassia parente per poter coprire tutta la sequenza. I tempi di esposizione variano fra 3 sec e 20 min, a seconda della luminosità degli

oggetti, che va da  $B=9.72$  (SN 1960F, stella *a*) a  $B=18.93$  (SN 1977F, stella *c*).

Durante entrambi i *run* sono stati osservati numerosi campi standard (Landolt [26]). I *flat field* sono stati ottenuti tramite esposizioni sul cielo ai crepuscoli ed i *frames* sono stati corretti per *bias* e *flat field* tramite procedure standard in MIDAS.

In tutti i casi, le stelle di riferimento giacciono in posizioni in cui il contributo della galassia parente è trascurabile; per questa ragione la loro magnitudine è stata determinata a mezzo della fotometria d'apertura. Il flusso del *background* è stato stimato in corone circolari centrate sulle stelle ad aventi un raggio interno pari a diverse volte la FWHM stellare. Il raggio del diaframma sintetico è stato fissato a seconda del *seeing*, che variava fra  $1''$  e  $2''$  (FWHM).

Le magnitudini strumentali sono state portate al sistema di Johnson usando i punti zero ed i termini di colore dedotti dall'analisi dei campi standard (Landolt [26]). Le equazioni di trasformazione sono le seguenti:

$$B = C_B + b + (0.10 \pm 0.01) \times (B - V) \quad (4.1)$$

$$V = C_V + v + (0.03 \pm 0.01) \times (B - V) \quad (4.2)$$

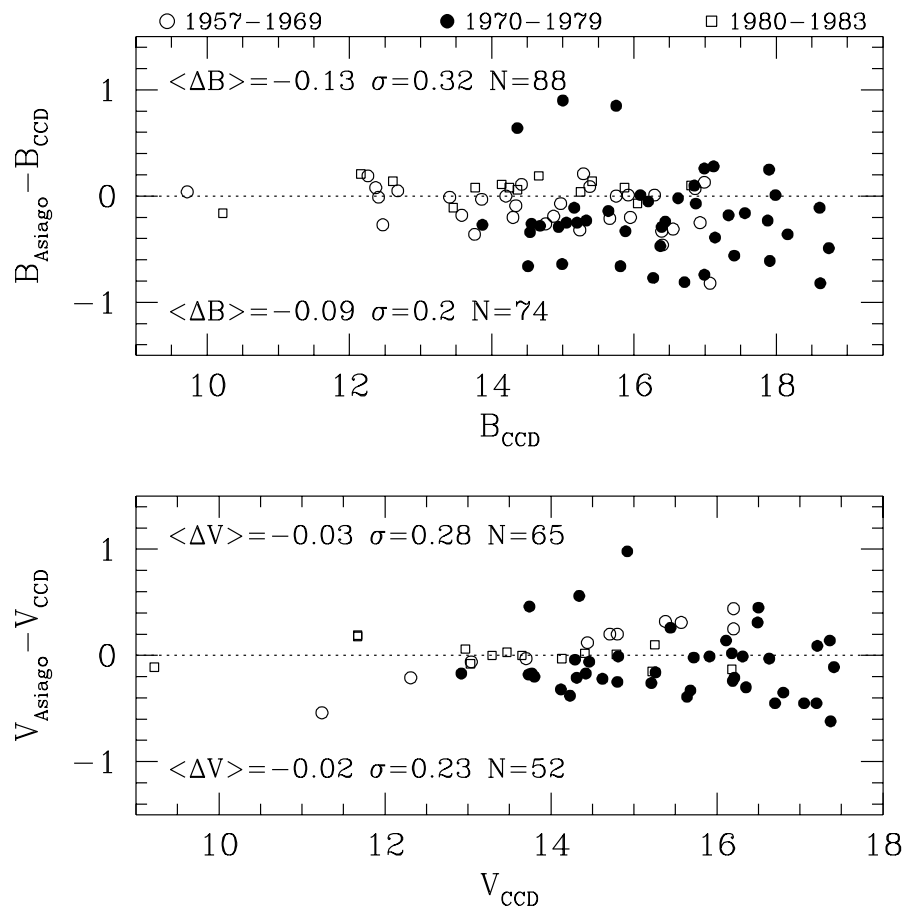
dove  $b$  e  $v$  sono le magnitudini strumentali normalizzate al tempo di posa e corrette per l'estinzione atmosferica ( $K_B=0.27$ ,  $K_V=0.12$  mag airmass<sup>-1</sup>),  $C_B$  e  $C_V$  sono i punti zero (leggermente variabili da notte a notte) ed i termini di colore sono quelli ottenuti mediando su tutte le notti. I valori riportati in parentesi sono gli errori RMS calcolati per questi parametri. Gli errori interni, intrinseci al metodo di misura, sono stati stimati tramite simulazioni mediante stelle artificiali e sono risultati essere pari a  $0.01$  mag a  $B=12.0$  e  $0.05$  a  $B=18.0$ .

### 4.3 Risultati

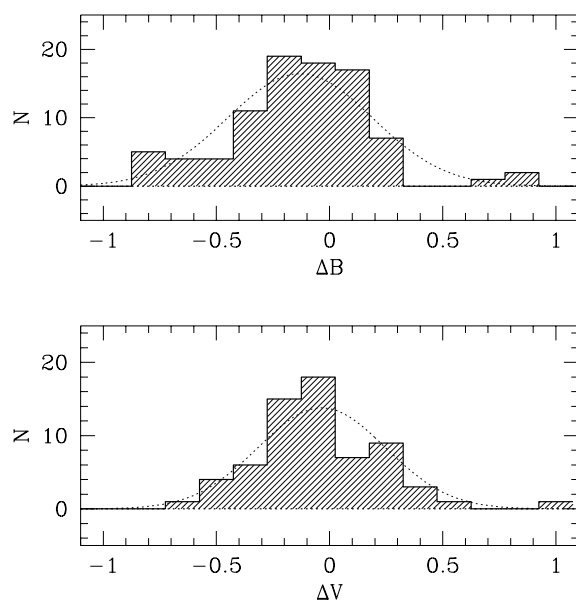
Le nuove magnitudini CCD per tutte le stelle incluse nel campione vengono presentate in Tab. 4.3 per le bande B (N=89) e V (N=66), dove vengono poste a confronto con le stime di Asiago (fotografiche). La fotometria originale delle SNe 1957B, 1960F e 1960R è stata ottenuta nel sistema  $m_{pg}$  (Bertola [8]); in questo lavoro non si è applicata nessuna correzione, del tipo suggerito da Arp [1], per passare da questo sistema a quello di Johnson.

Il confronto fra la fotometria di Asiago ad i nuovi dati CCD viene presentato in Fig. 4.1. La stella SN 1975O/*f* è stata esclusa poichè presenta delle deviazioni molto grandi ( $\Delta B=2.98$  mag,  $\Delta V=2.33$  mag, cfr. Tab. 4.3); molto probabilmente ciò è dovuto ad un'errata identificazione nella mappa pubblicata nel lavoro originale (Ciatti & Rosino [18]). In generale gli errori sono piuttosto grandi ( $\sigma(\Delta B)=0.32$  mag e  $\sigma(\Delta V)=0.28$  mag), sino a raggiungere un valore massimo di circa 1 mag in entrambi i colori. Va notato, però, che l'intero campione non mostra chiare evidenze di deviazioni sistematiche, essendo gli errori medi pari a  $\langle \Delta B \rangle = -0.13$  e  $\langle \Delta V \rangle = -0.03$ . Ciò appare chiaramente anche in Fig. 4.2, in cui viene presentata la distribuzione degli errori nelle due bande, che risulta deviare di poco da





**Figura 4.1** : Deviazioni della fotometria fotografica di Asiago da quella CCD nelle bande B (pannello superiore) e V (pannello inferiore). Tutte le stelle del campione sono state incluse, eccezion fatta per SN 1975O/*f* (v. testo). Simboli diversi si riferiscono ad osservazioni effettuate in tre differenti decenni. Gli errori medi, RMS ed il numero di stelle vengono riportati nell'angolo in alto a sinistra di ciascun pannello. Le stesse quantità, calcolate escludendo le SNe 1970J e 1976J, sono mostrate in basso a sinistra.



**Figura 4.2** : Distribuzione degli errori della fotometria fotografica rispetto a quella CCD nelle bande B (pannello superiore) e V (pannello inferiore). Le curve tratteggiate rappresentano le gaussiane corrispondenti, normalizzate in modo da sottendere la stessa area degli istogrammi.

una distribuzione normale. Come si può notare in Tab. 4.3 (v. anche Fig. 4.1), gli oggetti che si discostano maggiormente sono 1970J e 1976J. Se si escludono queste due SNe si ottengono delle deviazioni RMS inferiori, pari a  $\sigma(\Delta B)=0.20 \text{ mag}$  e  $\sigma(\Delta V)=0.23 \text{ mag}$ . Va notato che tali valori sono perfettamente compatibili con gli errori di misura riportati dagli autori della fotometria originale ( $\sim 0.2 \text{ mag}$  in entrambe le bande). Un'analisi più dettagliata rivela che, in generale, gli oggetti studiati durante gli anni '70 (cfr. Fig. 4.1, cerchi pieni) presentano delle grandi deviazioni ed una chiara tendenza ad essere mediamente troppo brillanti nella banda B. Come si è detto nell'introduzione, svariati autori hanno suggerito che ciò possa essere dovuto all'uso di un'errata combinazione filtro-lastra. Un controllo svolto nell'archivio dell'Osservatorio di Asiago ha dimostrato, in realtà, che le bande B e V sono sempre state riprodotte usando 103a-O+GG 13 e 103a-D+GG14 rispettivamente. Ciò è del tutto consistente con il fatto che non appare esserci nessuna relazione fra gli errori ed il colore ( $B - V$ ) degli oggetti, come invece ci si dovrebbe aspettare nel caso in cui sia stato utilizzato un filtro sbagliato.

Ciò viene mostrato in Fig. 4.3, dove sono riportate le deviazioni dalla fotometria CCD nella banda B in funzione del colore ( $B - V$ ). In tutti i casi, anche quando le discrepanze sono grandi (SNe 1970J, 1976J) esse appaiono distribuite casualmente, senza che vi sia nessuna evidenza di un certo *trend*. Gli stessi risultati si ottengono analizzando i dati nella banda V. Tutto questo significa che le divergenze sono dovute a differenze di punto zero piuttosto che alla presenza di un termine di colore.

Gli errori medi ( $\langle \Delta B \rangle$  e  $\langle \Delta V \rangle$ , Col. 2 e 4) ed RMS ( $\sigma$ , Col. 3 e 5)

**Tabella 4.3** : Magnitudini CCD nelle bande B e V per le sequenze incluse nel campione. Per confronto vengono riportate le precedenti stime operate ad Asiago.

SN	Id.	CCD		Asiago		SN	Id.	CCD		Asiago	
		B	(B-V)	B	(B-V)			B	(B-V)	B	(B-V)
57B(*)	a	12.41	0.49	12.40		73B	a	17.56	0.93	17.40	0.80
	b	13.86	0.90	13.83			b	(**)		18.20	
	c	14.20	0.52	14.20			c	16.84	0.93		
	e	15.66	0.71	15.45			d	18.75	1.39		
	f	15.95	0.85	15.75		75N	c	14.68	0.56	14.40	0.60
	g	16.39	0.57	16.06			e	15.33	0.71	15.10	0.70
	h	16.55	1.08	16.24			g	16.37	0.73	15.90	0.65
	i	16.93	0.81	16.68			h	17.14	0.83	16.75	0.45
	60F(*)	a	9.72	0.53	9.76		75O	b	15.64	0.83	15.50
b		12.26	0.88	12.45		c		16.09	0.65	16.10	0.40
c		12.68	0.69	12.73		d		16.85	0.74	16.95	0.70
d		14.42	0.77	14.53		e		16.99	0.50	17.25	0.45
e		15.29	0.76	15.50		f		14.97	0.65	17.95	1.30
60R(*)	a	12.37	0.62	12.45		g		17.90	0.69	18.15	0.85
	b	13.58	0.72	13.40		76B		a	14.54	0.77	14.20
	c	14.30	0.67	14.10			c	15.05	0.59	14.80	0.40
	d	14.76	0.74	14.50			d	15.20	0.78	14.95	0.70
	e	14.87	0.78	14.68			e	15.88	1.08	15.55	1.00
	f	15.24	0.70	14.92			g	16.44	0.72	16.20	0.50
	g	16.40	0.07	15.94			h	16.87	0.69	16.80	0.60
	h	17.07	0.78	16.25			i	17.12	0.62	17.40	0.45
65I	a	12.47	1.23	12.20	1.50	76J	a	14.36	0.62	15.00	0.80
	b	13.41	1.10	13.40	1.30		b	15.00	0.66	15.90	1.00
	c	13.76	0.72	13.40	1.30		c	15.75	0.83	16.60	0.70
	d	14.34	0.64	14.25	0.58		d	18.16	0.68	17.80	
68E	a	14.97	0.53	14.90	0.34	77F	a	16.39	0.64	16.10	
	b	15.38	0.71	15.47	0.56		b	17.99	0.84	18.00	
	c	15.75	0.95	15.75	0.75		b	18.61	1.51	18.50	
	d	15.92	0.54	15.93	0.23	81B	a	10.22	1.00	10.06	0.95
	e	16.29	0.72	16.30	0.42		b	12.16	0.49	12.37	0.51
	f	16.86	0.66	16.93	0.48		c	12.61	0.94	12.75	0.90
	g	16.99	0.79	17.12	0.48		d	13.77	0.80	13.85	0.82
70J-72J	a	14.51	0.71	13.85	0.25	e	14.25	0.96	14.33	1.04	
	b	14.99	0.68	14.35	0.25	f	14.36	0.23	14.42	0.32	
	c	15.81	0.60	15.15	0.20	g	15.25	0.84	15.29	0.86	
	d	16.27	0.59	15.50	0.15	i	16.05	0.83	15.98	0.91	
	e	16.71	0.52	15.90	-0.05	83U	1	13.46	0.43	13.35	0.40
	f	16.99	0.64	16.25	0.20		2	14.14	0.67	14.25	0.75
	g	17.41	0.71	16.85	0.60		3	14.66	1.01	14.85	1.20
	h	17.91	0.50	17.30	0.00		4	15.41	0.62	15.55	0.75
	i	18.62	1.57	17.80	1.20		5	15.87	0.62	15.95	0.60
	l	18.74	1.54	18.25	1.50		6	16.80	0.62	16.90	0.85
	71G	a	13.87	0.95	13.60	0.85					
b		14.56	0.83	14.30	0.75						
c		14.94	0.65	14.65	0.40						
d		15.16	0.93	15.05	1.20						
e		16.20	0.94	16.15	1.05						
f		16.62	0.41	16.60	0.60						
g		17.33	0.53	17.15	0.70						
h		17.88	0.51	17.65	0.90						

NOTE: (\*) La fotometria originale è stata ottenuta nel sistema  $m_{pg}$ .  
(\*\*) L'immagine CCD mostra che questa è in realtà una galassia.

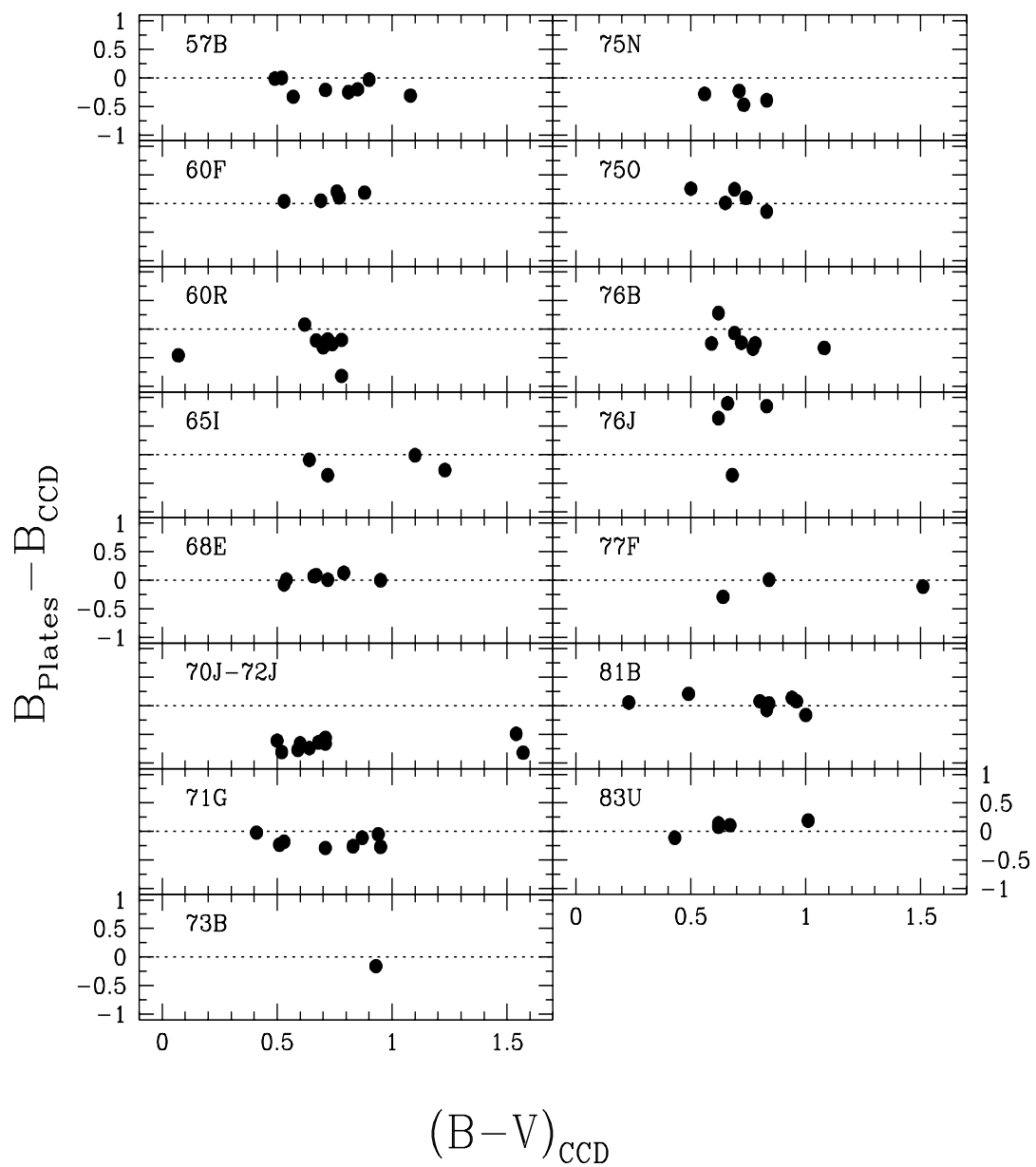
vengono presentati in Tab. 4.4 per ciascun oggetto. Diverse sequenze mostrano grandi errori medi e, di conseguenza, ciò significa che la luminosità di un certo numero di SNe è stata erroneamente stimata. Come si è detto precedentemente, i casi più estremi sono quelli delle SNe 1970J–72J e 1976J, le cui sequenze sono in media  $\sim 0.7$  mag più brillanti e  $\sim 0.5$  mag più deboli nella fotometria fotografica B rispetto a quella CCD. Poichè la sequenza di 1976J è stata calibrata tramite un unico *transfer* fotometrico, gli autori rimarcano che i risultati *vanno considerati come del tutto preliminari* (Ciatti & Rosino [18]). Questo spiega facilmente le forti deviazioni delle stime fotografiche dalle nuove misure CCD. Molto meno chiaro è il caso di 1970J–72J, su cui si tornerà più diffusamente in seguito.

Un cambiamento nei punti zero delle scale B e V non modifica solo la luminosità delle SNe, ma anche il loro colore. Una stima degli errori medi su questo parametro può essere calcolata semplicemente come  $\langle \Delta B \rangle - \langle \Delta V \rangle$  ed è riportata nella parte superiore di Tab. 4.4 (Col. 6). Naturalmente una stima corretta dei nuovi colori delle SNe deve essere operata tramite un'accurata ri-calibrazione dell'intera curva di luce (cfr. il paragrafo successivo), ma questa semplice stima fornisce già un'idea della correzione da applicare. E' interessante notare come il valore di  $\langle \Delta B \rangle - \langle \Delta V \rangle$  mediato su tutti i dati disponibili (N=11, v. Tab. 4.4) è  $-0.09$  ( $\sigma=0.15$ ) e quindi non c'è evidenza di una deviazione sistematica nei colori.

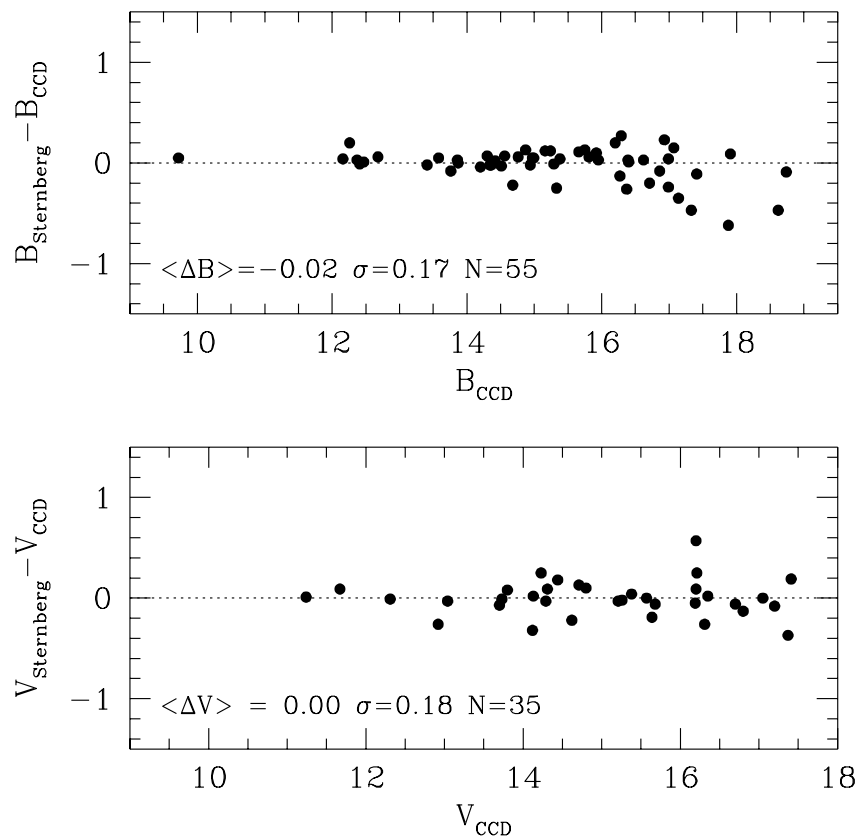
Il campione può essere ampliato prendendo in considerazione tutti gli oggetti osservati sia ad Asiago che allo Sternberg Institute (Tsvetkov [38], [39], [40], [41], [42], [43]), non inclusi nella lista presentata in precedenza, generalmente a causa della loro posizione in cielo ( $\delta > +30^\circ$ ) che non ne ha reso possibile l'osservazione da La Silla. Tali sequenze sono listate in Tab. 4.2. Va detto subito che questo controllo è stringente solo per  $V < 14.5$ , ovvero sia per stelle misurate fotoelettricamente (si veda oltre). A magnitudini più deboli, esso rappresenta solo un utile test, poichè la tecnica fotometrica adottata è la stessa usata nei lavori originali di Asiago. In Fig. 4.4 i nuovi dati CCD vengono posti a confronto con la fotometria effettuata allo Sternberg. Come si può notare non appaiono esserci deviazioni sistematiche tra i due *set* di dati; la deviazione RMS è pari a  $0.17$  mag (N=55) e  $0.18$  mag (N=35) in B e V rispettivamente. Le discordanze sono leggermente minori se si considerano solo le stelle più brillanti di  $B=16.0$  e  $V=16.0$ , ma sono sempre dell'ordine di  $0.1$  mag. Infatti, le deviazioni RMS all'interno di questo campione ridotto, risultano essere  $0.09$  mag (N=35) e  $0.14$  mag (N=23) nelle due bande. Va sottolineato il fatto che le misure sono state effettuate allo Sternberg con un fotomoltiplicatore EMI accoppiato al telescopio da 60 cm (Stazione della Crimea) solo per stelle più brillanti di  $V=14.5$ , con un diaframma di  $15''$  o  $26''$ , a seconda del *seeing*. Stelle più deboli sono sempre state misurate su lastre fotografiche ottenute con il telescopio Maksutov da 50 cm tramite il *cuneo di Racine* (Tsvetkov [43]). Ciò potrebbe spiegare le deviazioni rispetto ai nuovi dati CCD presentati in questo lavoro.

Anche in questo caso non c'è una chiara evidenza di una relazione fra gli errori fotometrici ed il colore degli oggetti, a ulteriore conferma che l'accoppiamento lastra-filtro è stato fatto nel modo corretto.

Nella parte inferiore di Tab. 4.4 vengono presentati gli errori medi  $\langle \Delta B \rangle$  e



**Figura 4.3** : Deviazioni della fotometria fotografica di Asiago da quella CCD in funzione del colore  $(B - V)$  degli oggetti. Le scale in ascissa ed ordinata sono le stesse per tutti i pannelli.



**Figura 4.4** : Errori della fotometria dello Sternberg rispetto ai nuovi dati CCD per le bande B (pannello superiore) e V (pannello inferiore). Gli errori medi, RMS ed il numero di stelle vengono mostrati negli angoli in basso a sinistra di ciascun pannello. Il confronto è stato fatto usando tutti gli oggetti in comune fra il campione CCD e quello dello Sternberg (cfr. Tab. 4.1).

**Tabella 4.4** : Errori medi ed RMS della fotometria originale rispetto a quella CCD (parte superiore) e da quella realizzata allo Sternberg (parte inferiore).

SN	$\langle \Delta B \rangle$	$\sigma(\Delta B)$	$\langle \Delta V \rangle$	$\sigma(\Delta V)$	$\langle \Delta B \rangle - \langle \Delta V \rangle$
1957B(*)	-0.17	0.14	-	-	-
1960F(*)	+0.12	0.08	-	-	-
1960R(*)	-0.29	0.26	-	-	-
1965I	-0.17	0.16	-0.21	0.23	+0.04
1968E	+0.03	0.07	+0.26	0.10	-0.23
1970J-72J	-0.67	0.11	-0.30	0.12	-0.37
1971G	-0.17	0.10	-0.26	0.18	+0.09
1973B	-0.16	-	+0.03	0.09	-0.19
1975N	-0.33	0.11	-0.24	0.17	-0.09
1975O	+0.10	0.17	+0.16	0.13	-0.06
1976B	-0.16	0.22	-0.03	0.23	-0.13
1976J	+0.51	0.59	+0.67	0.27	-0.16
1977F	-0.12	0.15	-	-	-
1981B	+0.05	0.15	+0.02	0.12	+0.03
1983U	+0.09	0.10	-0.01	0.08	+0.10
1969C	+0.12	0.19	+0.05	0.15	+0.07
1971L	+0.28	0.10	+0.10	0.23	+0.18
1972H	0.00	0.14	+0.12	0.10	-0.12
1972R	+0.13	0.12	+0.31	0.15	-0.18
1973N	+0.25	0.13	-0.13	0.13	+0.38
1974G	-0.08	0.09	+0.07	0.13	-0.15
1974J	+0.07	0.12	-0.14	0.10	+0.21
1975G	+0.21	0.13	+0.31	0.27	-0.10
1975P	-0.12	0.12	-0.13	0.20	+0.01

NOTA: (\*) Fotometria originale nel sistema  $m_{pg}$ .

$\langle \Delta V \rangle$  (Col. 2 e 4), assieme alle dispersioni  $\sigma$  (Col. 3 e 5) ed alle stime dell'errore medio sul colore  $\langle \Delta B \rangle - \langle \Delta V \rangle$  (Col. 6). E' interessante notare che alcune sequenze risultano essere sia troppo rosse (e.g. SN 1973N,  $\sim 0.4 mag$ ) che troppo blu (SN 1972R,  $\sim 0.2 mag$ ), ma il valore di  $\langle \Delta B \rangle - \langle \Delta V \rangle$  mediato su tutti gli oggetti (N=9) è pari a  $+0.03 mag$  ( $\sigma=0.19$ ). Ancora una volta viene esclusa la presenza di errori sistematici nei colori.

Naturalmente, per studiare gli effetti di questi errori fotometrici sui colori delle SNe è necessario ricalibrare le loro curve di luce, tenendo in considerazione gli errori locali nelle magnitudini delle stelle di confronto piuttosto che degli errori medi. Questo è l'argomento del prossimo paragrafo.

## 4.4 Ri-calibrazione delle curve di luce

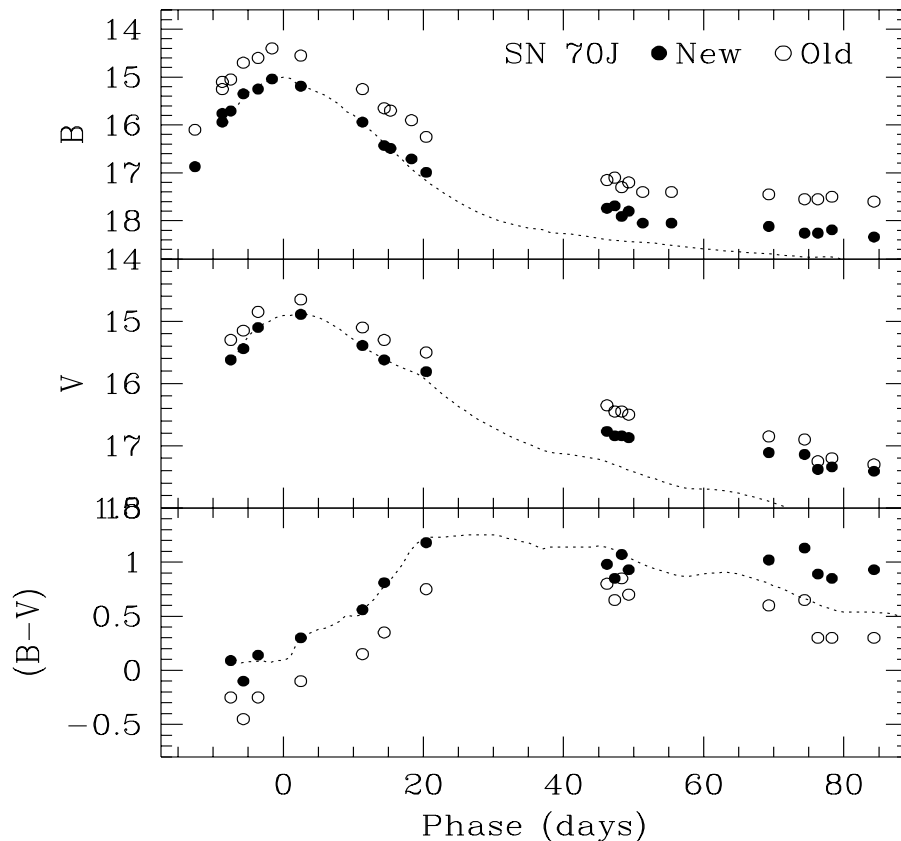
Il metodo migliore per ricalibrare la fotometria fotografica è naturalmente costituito dalla digitalizzazione delle lastre originali e dalla successiva riduzione dei *frames* risultati tramite un opportuno *software*. Il grosso ostacolo che ci si trova di fronte nell'uso di questa tecnica è costituito dal fatto che per ogni lastra si devono digitalizzare tutte le regioni contenenti le stelle della sequenza. Poichè tali oggetti sono solitamente distribuiti su aree piuttosto vaste, l'attuazione di tale lavoro richiederebbe un tempo molto lungo. Inoltre, come si è mostrato nel paragrafo precedente, la principale fonte degli errori è molto probabilmente legata a stime errate dei punti zero piuttosto che alla tecnica usata nella misura delle SNe.

Per questo motivo è di un certo interesse correggere la fotometria semplicemente ri-interpolando le curve di luce lungo le sequenze originali ed interpolando di nuovo il risultato usando le nuove stime. Va notato che poichè l'interpolazione utilizzata nel metodo di *Argelander* è lineare, ne consegue che per ogni stima della magnitudine della SN è sufficiente considerare solo due stelle della sequenza, che sono quelle immediatamente adiacenti in termini di magnitudine. Se  $m_{SN}$  è la misura originale della SN,  $m_A, m_B$  le magnitudini originali delle stelle di confronto ( $m_A \leq m_{SN} \leq m_B$ ) ed  $m'_A, m'_B$  le nuove stime, la magnitudine corretta della SN  $m'_{SN}$  è data da:

$$m'_{SN} = m'_A + (m_{SN} - m_A) \times \frac{\Delta m'}{\Delta m} \quad (4.3)$$

dove  $\Delta m = (m_B - m_A)$  and  $\Delta m' = (m'_B - m'_A)$ . Questa relazione è valida quando i vicini più prossimi sono le stesse stelle sia nella sequenza originale che in quella ricalibrata e può essere usata anche quando la stima originale della magnitudine della SN è stata effettuata tramite un'estrapolazione, e cioè quando tale magnitudine giaceva al di fuori del *range* coperto dalla sequenza ( $m_{SN} < M_A < M_B$  o  $m_A < m_B < M_{SN}$ ). In generale questa è una procedura affidabile, ma in alcune particolari condizioni può dare risultati errati, ad esempio quando  $\Delta m$  è molto diverso da  $\Delta m'$ . In tali casi si è ritenuto preferibile usare come correzione alla magnitudine della SN la variazione subita da un'unica stella, ovvero quella che è più prossima in luminosità alla SN stessa. Ciò significa anche porre  $\Delta m = \Delta m'$  nella Eq. 4.3. Può accadere, infine, che una o più stelle della sequenza non siano state riosservate. Il problema è





**Figura 4.5** : Un esempio di ri-calibrazione delle curve di luce e di colore nel caso di 1970J. I cerchi pieni rappresentano la nuova curva di luce mentre i cerchi vuoti indicano i dati originali. Le linee tratteggiate tracciano le curve di luce e di colore di 1992A (Suntzeff [37]).

stato risolto usando un'unica stella di riferimento, in modo analogo al caso appena discusso. In entrambe le situazioni, tuttavia, i risultati vanno considerati come incerti.

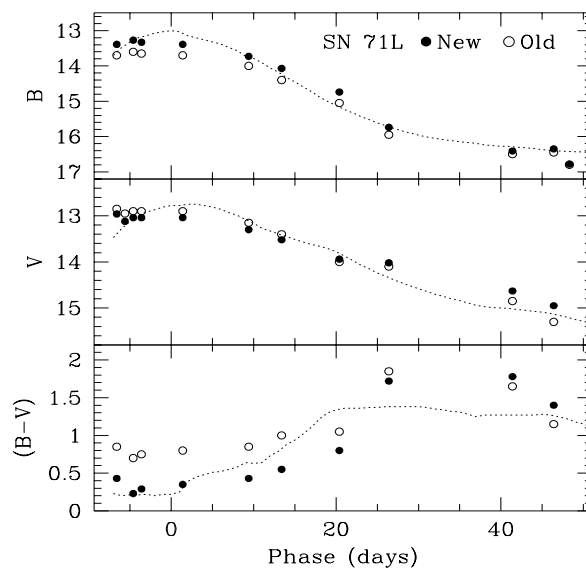
Seguendo questi precetti, i dati fotometrici di tutti gli oggetti presentati in Tab. 4.1 sono stati ri-calibrati. Un'esempio di tale operazione viene mostrato in Fig. 4.5 per la SN 1970J. I parametri fondamentali (magnitudini e colore  $(B - V)$  al massimo) sono stati determinati tramite il *fitting* delle curve della SN 1992A (Suntzeff [37]) che è una Ia *standard* (Kirshner et al. [25]). Nessuna correzione del tipo suggerito da Arp [1] è stata applicata alle osservazioni  $m_{pg}$  delle SNe 1957B, 1960F e 1960R, visto che in ogni caso essa non sarebbe attuabile a causa della dipendenza dal colore, che è ignoto. Si è preferito realizzare il *fit* sui dati originali, in modo che le possibili differenze di punto zero fra il sistema B e quello  $m_{pg}$  vengono implicitamente tenute in considerazione.

Mentre la gran parte delle curve di luce presentano degli errori che sono per-

**Tabella 4.5** : Nuovi parametri fotometrici per le SNe di Tab. 4.1.  $\langle \Delta(B-V) \rangle$  è la variazione media del colore ri-calibrato rispetto a quello originale attorno al massimo e  $\sigma_{B-V}$  è l'errore RMS sul colore dedotto dal *fitting*. I dati originali di 1957B, 1960F e 1960R sono stati ottenuti nel sistema  $m_{pg}$ .

SN	$B_{max}$	$V_{max}$	$(B - V)_{max}$	$\sigma_{B-V}$	$\langle \Delta(B-V) \rangle$
1957B	12.20:	—	—	—	—
1960F	11.34:	—	—	—	—
1960R	11.60:	—	—	—	—
1965I	12.41	12.60	-0.19	0.3	-0.06
1970J	15.00	14.88	+0.12	0.1	-0.40
1971G	13.90	14.00	-0.10	0.3	-0.16
1972J	14.76	14.65	+0.11	0.1	-0.40
1975N	14.00	13.70	+0.30	0.3	0.00
1975O	15.30	15.16	+0.14	0.3	-0.30
1976B	15.10	13.86	+1.24	0.3	-0.14
1976J	14.28	14.28	-0.05:	0.2	+0.10
1977F	15.80:	—	—	—	—
1981B	11.74	11.68	+0.06	0.1	0.00

NOTA: (:) = valori incerti.

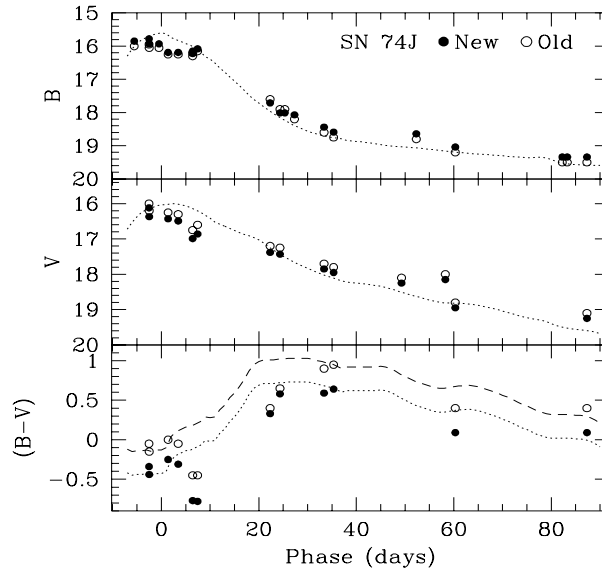


**Figura 4.6** : Confronto fra le curve ri-calibrate (cerchi pieni) e quelle originali (cerchi vuoti) per 1971L.

fettamente compatibili con quelli tipici della fotometria fotografica ( $0.2 \text{ mag}$ ) vi sono tre casi in cui le deviazioni sono decisamente troppo elevate per farli rientrare in una normale distribuzione degli errori. Il primo di questi è rappresentato dalla SN 1970J, una delle SNe Ia più blu (Sandage & Tammann [33], Vaughan et al. [48]). Senza ombra di dubbio le stime originali erano sistematicamente sbagliate a causa di errori nei punti zero delle sequenze di confronto. Attorno al massimo infatti, le magnitudini della SN erano troppo brillanti di  $\sim 0.7 \text{ mag}$  e  $\sim 0.3 \text{ mag}$  in B e V rispettivamente. Ciò si traduceva in un colore ( $B - V$ ) troppo blu di  $\sim 0.4 \text{ mag}$  (cfr. Fig. 4.5). Le uniche osservazioni disponibili, oltre a quelle di Asiago, sono quelle ottenute da Dubjago & Tokhtsev [22], i cui colori erano in accordo con quelli di Asiago. Ciò è certamente dovuto al fatto che la sequenza usata da questi autori era la medesima calibrata ad Barbon et al. [2]. Va notato che alle fasi avanzate, le nuove curve di luce B e V sono, rispettivamente,  $\sim 0.6 \text{ mag}$  e  $1.0 \text{ mag}$  più brillanti di quelle di 1992A. Questo effetto è comune alla gran parte degli oggetti del campione e potrebbe essere dovuto allo scarso contrasto delle SN rispetto al *background* della galassia parente, che produce errori significativi nella stima a occhio. Ciò si traduce generalmente in tassi di declino errati, come è stato sottolineato da Boisseau & Wheeler [10],

Il problema viene arginato nella fotometria moderna tramite l'utilizzo di opportune *routines* in grado di sottrarre il contributo del *background* (si veda ad esempio Turatto et al. [45] ed il Cap. 5 di questa Tesi).

Il secondo caso, che però è una conseguenza del primo, è costituito dalla SN 1972J, le cui osservazioni originali, come si è detto, sono state calibrate tramite la stessa sequenza usata per 1970J. Per questa ragione le curve di luce presentano problemi



**Figura 4.7** : Confronto fra le curve ri-calibrate (cerchi pieni) e quelle originali (cerchi vuoti) per 1974J. La linea tratteggiata rappresenta il *best fit* alla curva di colore originale.

del tutto analoghi a quelli appena discussi. Anche in questo caso i colori ( $B - V$ ) al massimo erano  $\sim 0.4$  mag troppo blu. Un primo sospetto circa questi due oggetti è stato esternato da Hamuy et al. [23]. Essi, infatti, hanno notato che la piccola differenza fra i colori di 1970J e 1972J poteva essere dovuta al fatto che la calibrazione era stata operata tramite la stessa sequenza. Resta, però, il problema circa la natura dell'errore che è stato commesso. Un controllo presso l'archivio di Asiago ha mostrato che i 4 *transfer* dalla SA 68 sono stati realizzati sempre in condizioni di *airmass* comparabile con quella della SN. Inoltre le calibrazioni sono state ottenute in 4 notti diverse, e questo esclude possibili condizioni non fotometriche. Un'altra possibilità che si è esplorata è che ci siano degli errori nella fotometria originale di SA 68 (Stebbins et al. [36]). L'unico controllo recente che si è trovato in letteratura è quello di Doroshenko [21], che effettivamente ha trovato alcuni errori. Purtroppo l'uso di una identificazione delle stelle diversa da quella di Stebbins et al. non ha permesso di capire se gli oggetti usati per la calibrazione delle sequenze siano stati misurati correttamente. Ciò pare tuttavia poco probabile, in quanto altre tre SNe incluse nel campione sono state calibrate mediante SA 68 e non mostrano errori così marcati. Sostanzialmente non si è trovata una spiegazione plausibile per i problemi nella sequenza di 1970J–72J.

1975O costituisce l'ultimo caso. I suoi colori ( $B - V$ ) attorno all'epoca del massimo erano in media  $\sim 0.3$  mag troppo blu. In questo frangente non si è trattato, però, di un errore sistematico nella sequenza ma bensì di errori nelle stime della magnitudine V delle stelle *b* e *c* (cfr. Tab. 4.3)

I nuovi parametri fotometrici, quando disponibili, vengono riportati in Tab. 4.5, accanto ad alcune altre informazioni, come la variazione media del colore dei nuovi

dati rispetto a quelli originali nei dintorni del massimo ( $\langle \Delta(B-V) \rangle$ , Col. 6). La Col. 5 riporta la stima degli errori sul colore  $(B - V)_{max}$ ; essa definisce l'intervallo in cui il *fitting* con le curve di 1992A è ragionevole ed è stata calcolata ipotizzando un'incertezza di  $\pm 3$  giorni nell'epoca del massimo.

Con la stessa procedura si sono ri-calibrate anche le curve di luce degli oggetti elencati in Tab. 4.2, utilizzando le osservazioni di Tsvetkov ([41], [42], [43]). Visto che i risultati ottenuti potrebbero essere affetti da errori (v. il paragrafo 4.3) non si sono ricavati i parametri fotometrici e la discussione verrà limitata ai due soli casi che presentano un certo interesse.

Come è stato sottolineato da Vaughan et al. [48], la SN 1971L è l'oggetto più deviante all'interno del loro campione di SNe Ia, essendo rossa e sovraluminosa. Ciò è infatti sorprendente, in quanto se la SN era intrinsecamente rossa ci si aspetterebbe che fosse stata *più debole* degli oggetti *standard*, come nel caso di 1991bg (Turatto et al. [45]). D'altro canto, se il suo colore fosse dovuto ad un pesante *reddening*, la luminosità corretta sarebbe di gran lunga maggiore di quella degli oggetti normali. In realtà, si dimostra che la stima del colore  $(B - V)$  era sbagliata a causa di errori nella fotometria delle stelle *a*, *b*, *c* e *d* (da +0.26 a +0.46 *mag*). Ciò è risultato in un colore troppo rosso, come viene mostrato in Fig. 4.6.

Il *fitting* della curva media delle Ia operato da Leibundgut [27] ha fornito per 1974J un colore molto blu, pari a  $(B - V) = -0.28$ , uno dei colori più negativi mai osservati per una Ia (Sandage & Tammann [33], Vaughan et al. [48]). Curiosamente, le curve ri-calibrate divengono ancora più blu, con una variazione nel colore  $(B - V)$  pari a 0.3 *mag*. Sia le curve originali che quelle ricostruite mostrano dei picchi molto piatti, specialmente nella banda B, che si discostano decisamente dai dati di 1992A. Il *fit* è molto incerto (v. Fig. 4.7), ma non pare esserci dubbio circa il fatto che il nuovo colore sia nettamente più blu di quello originale. Poiché l'oggetto era relativamente debole ( $B \sim 15.6$ ), ciò potrebbe essere dovuto a dei problemi nella fotometria, come suggeriscono anche le forti deviazioni dalla curva di 1992A. D'altro canto, potrebbe anche essere che i dati di Tsvetkov [42] soffrano di qualche *bias* sistematico, anche se questo sarebbe l'unico caso nel campione qui esaminato. Solo nuove osservazioni CCD ed una completa ri-analisi delle lastre originali potrà chiarire i problemi di questo oggetto.

## 4.5 Distribuzione della Magnitudine Assoluta e del colore $(B - V)$

I dati presentati in Tab. 4.5 possono essere usati per studiare le nuove distribuzioni della magnitudine assoluta e del colore  $(B - V)$  al massimo. A tale scopo sono state calcolate le luminosità assolute per mezzo dei moduli di distanza  $\mu$  riportati da Vaughan et al. [48]. Quando non disponibili in questa fonte si sono adottate le distanze riportate da Tully [44]. L'assorbimento  $A_B$  ad opera della Galassia è stato tratto da Burstein & Heiles [13] e le magnitudini osservate sono state corrette assumendo  $A_V = 0.75 \times A_B$ . Nessuna correzione è stata applicata per il possibile

**Tabella 4.6** : Magnitudini assolute e colori ( $B - V$ ) al massimo per le SNe di Tab. 4.1.

SN	Galaxy	$A_B$	$\mu$	Ri-calibrate			Stime precedenti		
				$M_B$	$M_V$	$(B - V)$	$M_B$	$M_V$	$(B - V)$
1965I	NGC 4753	0.00	31.30	-18.89	-18.70	-0.19	-18.93	-18.60	-0.33
1970J	NGC 7619	0.04	33.20	-18.24	-18.35	+0.11	-19.06	-18.72	-0.34
1971G	NGC 4165	0.00				-0.10			0.00
1972J	NGC 7634	0.05	32.83	-18.12	-18.22	+0.10	-18.74	-18.31	-0.43
1975N	NGC 7723	0.00	31.81	-17.81	-18.11	+0.30	-18.29	-18.47	+0.18
1975O	NGC 2487	0.18	33.80	-18.68	-18.77	+0.09	-18.63	-18.40	-0.23
1976B*	NGC 4402	0.00				+1.24			+1.50
1976J	NGC 977	0.00	33.52	-19.24	-19.24	0.00	-18.53	-18.42	-0.11
1981B	NGC 4536	0.00	30.50	-18.76	-18.82	+0.06	-18.50	-18.50	0.00

(\*) SN di tipo Ib.

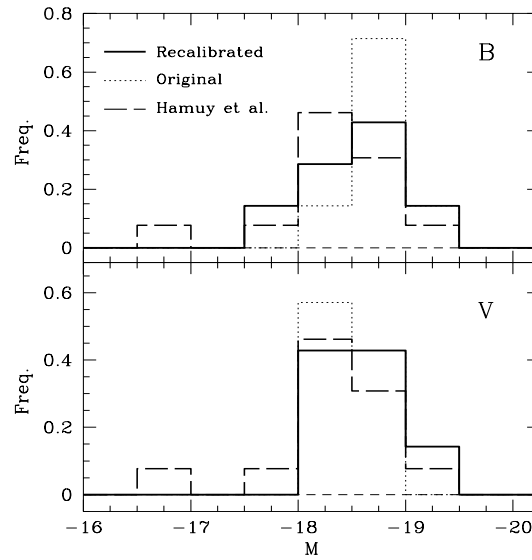
*reddening* interno alle galassie parenti. Infine le SNe 1957B, 1960F e 1960R sono state escluse perchè la loro luminosità al massimo è piuttosto incerta sia a causa della trasformazione  $m_{pg}$ -B sia per la qualità piuttosto povera dei dati.

Le magnitudini  $M_B$  ed  $M_V$  ed il colore ( $B-V$ ) che ne derivano vengono presentati in Tab. 4.6, dove sono confrontati con le stime precedenti, per la gran parte tratte da Vaughan et al. [48] (Coll. 8–10). In alcuni casi, quando gli oggetti non erano inclusi nel loro campione, è stato necessario calcolare i parametri di interesse dai dati riportati da Leibundgut [27].

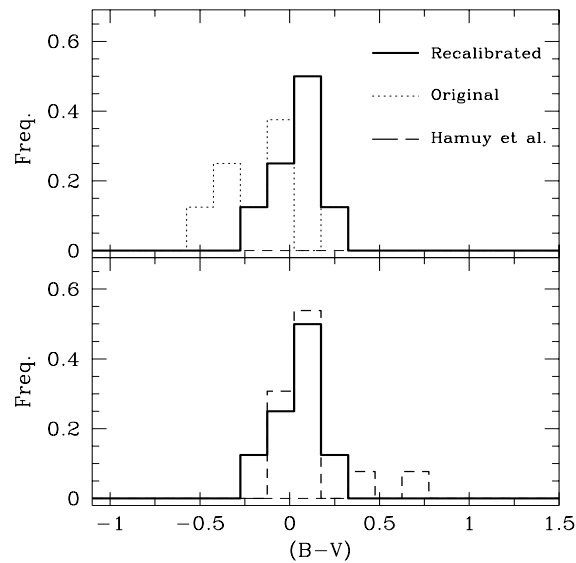
La distribuzione delle magnitudini assolute B e V viene presentata in Fig. 4.8; la SN 1976B è stata esclusa in quanto appartenente alla classe Ib. Come appare già da questi grafici, la dispersione non decresce al passare dai dati originali a quelli ri-calibrati. Infatti, le nuove distribuzioni presentano dispersioni pari a  $\sigma(M_B) = 0.50 \text{ mag}$  (N=7) e  $\sigma(M_V) = 0.40 \text{ mag}$ , mentre le dispersioni calcolate per i dati originali sono pari a  $\sigma(M_V) = 0.26 \text{ mag}$  e  $\sigma(M_B) = 0.14 \text{ mag}$ , il che significa, abbastanza curiosamente, che esse praticamente raddoppiano dopo la correzione. Per quello che riguarda le magnitudini assolute medie, va notato che esse non vengono modificate in modo significativo. Infatti si passa da  $-18.67$  a  $-18.53$  per  $\langle M_B \rangle$  e da  $-18.49$  a  $-18.60$  per  $\langle M_V \rangle$ . Ciò è dovuto al fatto che la ri-calibrazione aumenta la luminosità di certi oggetti ma diminuisce quella di altri, in modo tale che le variazioni si compensano. Entrambe le distribuzioni, ad ogni modo, non differiscono in modo significativo da quella del campione raccolto da Hamuy et al. [24] (N=13), se non per la presenza, in quest'ultimo, di un oggetto decisamente più debole della media, ovvero SN 1992K ( $M_B = -16.83$ ), che ha mostrato alcuni tratti in comune con 1991bg (Turatto et al. [45]).

L'effetto della ri-costruzione delle curve di luce si fa sentire in modo molto più marcato nella distribuzione dei nuovi colori, che viene presentata in Fig. 4.9. Come si può notare (pannello superiore), mentre il picco tende a mantenere la stessa dispersione ( $\sigma(B-V)$  passa da 0.21 a 0.15 *mag*), il valore medio subisce una decisa variazione e passa da  $-0.16$  a  $+0.05$ . La nuova distribuzione non differisce in modo sostanziale da quella del campione di Hamuy et al. [24] (v. Fig. 4.9, pannello inferiore), che ha un colore medio leggermente più rosso, pari a  $+0.13$  ( $\sigma(B-V)=0.22$ ), a causa della presenza di 1990Y ( $(B-V)=0.39$ ) e 1992K ( $(B-V)=0.74$ ). In entrambi i casi non è stata applicata nessuna correzione per il possibile *reddening* all'interno delle galassie parenti e questo naturalmente tende a spostare il colore medio verso valori più rossi. In ogni caso, il risultato fondamentale della ri-calibrazione è che i colori ( $B-V$ ) molto blu assunti in passato come riferimento per le SNe Ia ( $-0.27$ , Cadonau et al. [14];  $-0.25$ , van den Bergh & Pazder, [46]) non hanno più alcun fondamento. Del resto, van den Bergh & Pierce [47] sottolineano come l'utilizzo di  $(B-V)_0 = -0.25$  porti ad una maggiore dispersione nelle magnitudini assolute, cosa che non accade se si assume  $(B-V)_0 \sim 0.0$ .

Va detto, inoltre, che l'assunzione che gli oggetti più blu definiscano il colore di riferimento è in linea di principio errata. Si supponga, infatti, che i colori delle Ia obbediscano ad una certa distribuzione intrinseca. In tale ipotesi la distribuzione osservata sarà il risultato della convoluzione di questa funzione con la funzione di

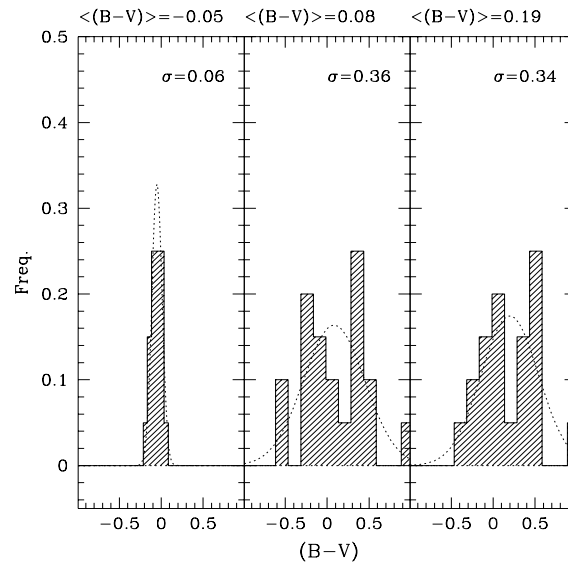


**Figura 4.8** : Distribuzione delle magnitudini assolute B (pannello superiore) e V (pannello inferiore). Per confronto vengono riportate anche le distribuzioni per le stime originali e per il campione di Hamuy et al. [24].



**Figura 4.9** : Confronto fra la distribuzione del colore ( $B - V$ ) prima e dopo la ri-calibrazione (pannello superiore) e fra i dati ri-calibrati e il campione di Hamuy et al. [24] (pannello inferiore).



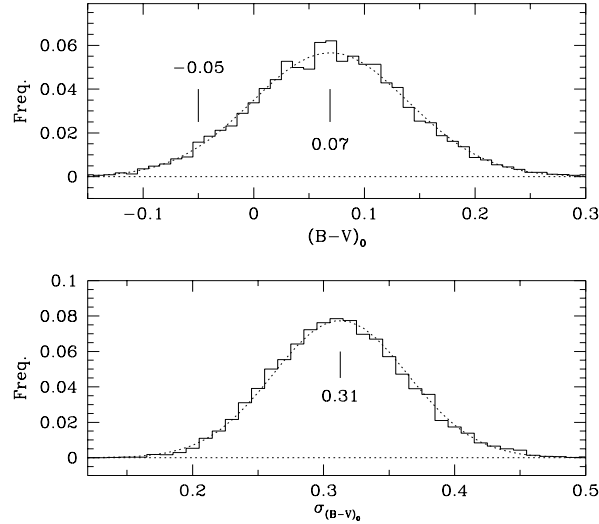


**Figura 4.10** : Effetto delle sorgenti di errore sulla distribuzione intrinseca del colore  $(B - V)$  (pannello a sinistra), modellata con una gaussiana centrata a  $(B - V) = -0.05$ ,  $\sigma_{B-V} = 0.05$ . Essa viene allargata dagli errori di misura (pannello centrale) e spostata verso valori più rossi dal *reddening* (pannello a destra). Nella simulazione si è campionata la distribuzione originale con  $n=20$  oggetti. In ciascuno dei tre pannelli vengono riportati i valori medi e le dispersioni; le linee tratteggiate tracciano le gaussiane aventi tali parametri.

distribuzione degli errori di misura, che, come si è visto in precedenza, può essere approssimata da una gaussiana avente  $\sigma = 0.3 \text{ mag}$ . A ciò va aggiunto l'effetto del *reddening*, che, agendo in modo causale sui singoli oggetti, tende ad allargare ulteriormente la distribuzione osservata ed a spostarla verso valori più rossi. E' chiaro che se l'errore di misura è grande, come accade nel caso della fotometria fotografica, il colore dell'oggetto più blu ne è dominato ed il suo uso come riferimento non ha alcun senso. D'altro canto, anche l'adozione del colore medio come riferimento non è corretta, in quanto tale valore è dominato dall'arrossamento. Per gli stessi motivi, l'applicazione di una correzione per arrossamento a dati fotografici, tramite l'assunzione di un certo colore intrinseco  $(B - V)_0$ , appare del tutto inattuabile.

## 4.6 Critica alle precedenti stime di $(B - V)_0$

Come si è detto nel paragrafo precedente, la distribuzione intrinseca di  $(B - V)$  viene modificata sia dagli errori di misura che dall'arrossamento. Per studiare quantitativamente l'effetto di questi due agenti di disturbo, si è attuata una simulazione, a partire da alcune ipotesi semplificatrici. Innanzitutto si è supposto che la distribuzione intrinseca delle Ia *standard* sia una gaussiana, centrata ad un certo valore  $\langle B - V \rangle$  ed avente una certa dispersione  $\sigma_{B-V}$ . Secondo Vaughan et al. [48] tale dispersione deve essere  $\sigma_{B-V} < 0.3$ . Seguendo i risultati ottenuti nel Par. 4.3, si è



**Figura 4.11** : Pannello superiore: distribuzione di  $(B - V)_0$  ottenuta tramite la simulazione (v. testo). Il valore più probabile (0.07) ed il valore originale ( $-0.05$ ) sono stati marcati tramite linee verticali. Pannello inferiore: distribuzione della dispersione osservata per  $\sigma_{(B - V)_0}$ . Il valore medio (0.31) è stato marcato con un tratto verticale. Le linee tratteggiate rappresentano le curve gaussiane calcolate con i parametri dedotti dalle distribuzioni.

poi ipotizzato che gli errori di misura siano distribuiti normalmente, con una dispersione  $\sigma_{err}=0.3 \text{ mag}$ , analogamente a quanto fatto da Vaughan et al. [48]. Molto più problematica è l'assunzione circa la funzione di distribuzione dell'arrossamento, in quanto  $E_{B-V}$  è noto per pochi oggetti. L'unico fatto che è chiaro è che gli assorbimenti grandi ( $E_{B-V} > 0.3-0.5$ ) sono poco probabili. Nell'assenza di ulteriori informazioni (fatto che, purtroppo, disturba pesantemente i risultati della simulazione) si è assunto che  $E_{B-V}$  segua una legge di distribuzione identificabile con l'ala positiva di una gaussiana, centrata a  $E_{B-V}=0.0$  ed avente una certa  $\sigma_{red}$ . Ponendo quest'ultimo parametro pari a  $0.15 \text{ mag}$ , ne risulta che circa il 68% degli oggetti subisce un *reddening* compreso fra 0.0 e 0.15, mentre solo per il 4.5% di essi è  $E_{B-V} > 0.30$ . Vale la pena notare che questa assunzione risulta essere piuttosto *ottimistica* se confrontata, ad esempio, con il modello di disco sottile adottato da Vaughan et al. [48] (cfr. la loro Fig. 7). Esso infatti prevede una distribuzione avente un valore più probabile per  $E_{B-V} \sim 0.3$  ed un coda significativa ai grandi arrossamenti per tutti gli oggetti che non esplodono in galassie ellittiche. Nei rimanenti casi (13%, nel loro campione) essi assumono che l'arrossamento sia nullo. E' utile rimarcare che le Ia sono significativamente più comuni nelle galassie a spirale che nelle E/S0 (Cappellaro et al. [15]) e quindi la probabilità di avere un arrossamento nullo è piuttosto bassa.

A questo punto va detto che, oltre ai due effetti di cui si è parlato, vi è un

terzo problema, che è legato al campionamento. Infatti, se si suppone di avere una certa distribuzione e di scegliere  $n$  oggetti che le obbediscono, il valore medio e la  $\sigma$  che ne derivano si discosteranno tanto di più dai valori reali, in media, quanto più piccolo è  $n$  stesso. Onde tener conto di questo fatto, si sono attuati un numero  $N$  molto grande di campionamenti, estraendo  $n$  oggetti e calcolando, di volta in volta, il valore medio e la  $\sigma$  della distribuzione osservata. In tal modo, studiando la distribuzione finale di questi due parametri, si ha una legge che indica i valori più probabili per il colore medio e la sua dispersione.

Un esempio di come opera la simulazione viene mostrato in Fig. 4.10. La distribuzione intrinseca viene campionata (pannello di sinistra)  $n=20$  volte. Il risultato che si ha è l'ipotetica distribuzione che si osserverebbe se gli errori di misura fossero trascurabilmente piccoli e non vi fosse arrossamento. Per ciascuno degli oggetti vengono generati casualmente degli errori di misura (distribuiti normalmente), i quali vanno ad allargare la distribuzione, spostandone anche, in modo casuale, il valore medio (pannello centrale). La  $\sigma$  che si misura è praticamente dominata da  $\sigma_{err}$ . L'ultimo passo consiste nel generare casualmente  $E_{B-V}$ , che a sua volta modificherà la distribuzione tendendo a spostarne il valore medio verso valori più rossi (pannello di destra). Nell'esempio illustrato il colore medio osservato è pari a 0.19, ovvero 0.24 *mag* più rosso di quello reale.

L'intero processo è stato ripetuto  $N=10^4$  volte, ed il risultato che se ne ottiene viene mostrato in Fig. 4.11. Come si può vedere, il valore più probabile per  $(B-V)_0$  è pari a +0.07, che è 0.12 *mag* ( $\sim \sigma_{red}$ ) più rosso di quello reale (pannello superiore). Per quello che riguarda la dispersione (pannello inferiore), si può notare che il valore più probabile è 0.31, che praticamente coincide con  $\sigma_{err}$ . Va tenuto presente che questo è ciò che accade *in media*; in realtà, nel singolo caso, i risultati possono essere ancor più lontani dalla verità, visto che nella simulazione di cui si è parlato si ha una probabilità di circa il 70% di trovare  $(B-V)_0$  compreso fra 0 e 0.14. Chiaramente le cose sono ancora peggiori se  $n$  è più piccolo, mentre migliorano con campioni più ampi.

A causa della grande incertezza nella funzione di distribuzione del *reddening*, i risultati della simulazione vanno considerati con cautela. Tuttavia alcuni fatti appaiono chiaramente. Innanzi tutto la fotometria fotografica non è sufficientemente precisa per poter calcolare una stima significativa di  $(B-V)_0$ . In secondo luogo la presenza del *reddening* sposta sistematicamente il colore medio verso valori più rossi di quello reale. Da ciò emerge la necessità di disporre di un campione di oggetti aventi misure affidabili (CCD), di cui si conosca il *reddening* o si sia certi non ne soffrano affatto. Poichè i dati a tutt'oggi disponibili non sono ancora sufficienti a tale scopo, una delle possibili soluzioni è l'estrazione di sotto-campioni, secondo alcuni criteri. E' questa la via seguita da Vaughan et al. [48], i quali hanno selezionato gli oggetti *non peculiari* giacenti nell'intervallo  $-0.25 \leq (B-V) \leq +0.25$ . In tal modo le distribuzioni in magnitudine assoluta appaiono essere dominate dagli errori di misura ( $\sigma=0.2$  *mag*), che rendono impossibile la ricostruzione della funzione intrinseca delle luminosità e quindi dei colori, anche se possono essere stimati i valori medi.

Un campione che certamente dispone di una fotometria accurata è quello di

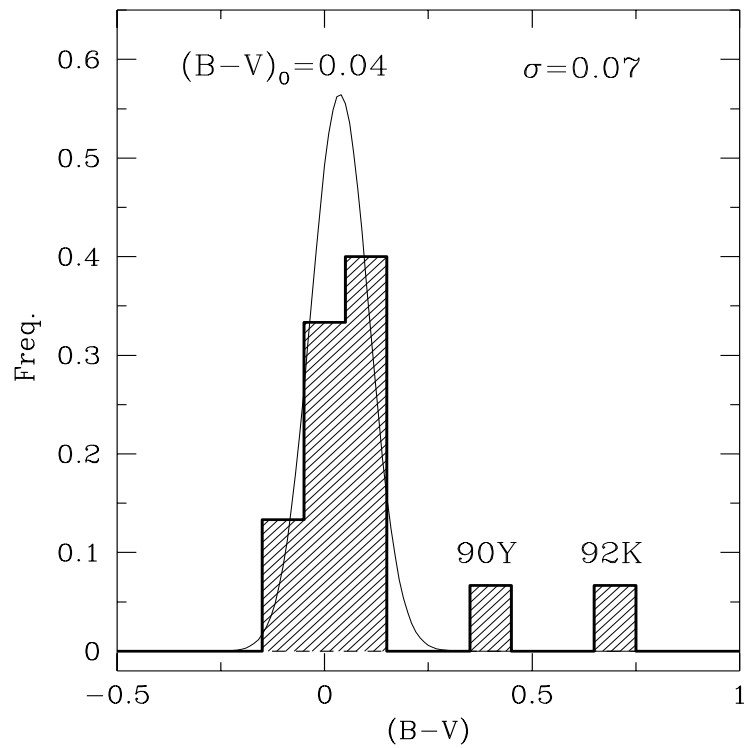
Hamuy et al. [24], che contiene 13 oggetti. In Fig. 4.12 viene presentata la distribuzione del colore  $(B - V)$  di questo *data set*, al quale sono state aggiunte le due SNe 1992A (Suntzeff [37]) e 1994D (v. Cap. 3). Come si può vedere, il picco centrale appare ben definito, mentre si hanno due oggetti (1990Y e 1992K) che se ne discostano nettamente. Mentre, come si è detto, 1992K era molto probabilmente intrinsecamente debole e rossa, poco si sa di 1990Y, per la quale non si dispone di alcuno spettro. Per tale ragione, quindi, il suo colore (+0.39) potrebbe essere dovuto sia all'arrossamento che avere una natura intrinseca. Escludendo questi due oggetti, si ottiene un colore medio pari a  $(B - V)_0 = +0.04$ , con una dispersione  $\sigma = 0.07 \text{ mag}$ , che è nettamente inferiore a quella ottenuta dal campione fotografico ri-calibrato (cfr. Par. precedente) ed è simile a quella utilizzata nelle simulazioni. Ora, tutti gli oggetti sono stati corretti per il solo *reddening* galattico. Poichè in almeno quattro casi è stata accertata (ma non quantificata) la presenza di un debole assorbimento dovuto al doppietto Na ID (Hamuy et al. [24]), e 1994D ha certamente un arrossamento non nullo (v. Cap. 3), il valore medio vero deve essere minore di quello appena calcolato. Ciò non dà alcuna informazione quantitativa, ma ragionevolmente  $(B - V)_0$  potrebbe avere un valore leggermente negativo.

## 4.7 Conclusioni

Tramite la ri-calibrazione di 16 sequenze usate ad Asiago negli anni '60-'80 per la calibrazione delle curve di luce delle SNe Ia, si è dimostrato che non vi sono errori sistematici, contrariamente a quanto suggerito da Sandage & Tammann [33], Branch & Miller [12], Vaughan et al. [48] e Schaefer [35]. Come si è visto nel Par. 4.3, la gran parte degli errori sono distribuiti casualmente e sono pienamente consistenti con quelli intrinseci nel metodo fotografico, per altro riportati dagli autori della fotometria originale. A causa della loro natura, tali errori si sono verificati sia in B che in V e non è apparsa nessuna correlazione con il colore degli oggetti stessi. Viene così esclusa la possibilità che sia stato utilizzato un filtro sistematicamente errato nel riprodurre la banda B.

I colori di alcuni oggetti sono risultati essere troppo blu, mentre quelli di alcuni altri erano troppo rossi. Naturalmente solo i primi sono stati notati, in quanto i rimanenti potevano sempre essere imputati all'arrossamento. Il fatto che gli oggetti maggiormente devianti siano stati osservati ad Asiago negli anni '70 (cfr. Fig. 4.1) è puramente dovuto all'intensa campagna attuata in questo Osservatorio, in tempi in cui l'importanza delle SNe non era stata ancora pienamente compresa. Tra le 23 SNe riportate da Leibundgut [27] fra il 1970 ed il 1979, 21 di esse sono state studiate ad Asiago, che spesso ne costituisce l'unica fonte per la fotometria.

I piccoli errori (0.1-0.2 *mag*) possono essere attribuiti alla tecnica di misura, che si verificano specialmente durante i *transfer*, a errori nella fotometria delle *Selected Areas*, a emulsioni fotografiche diverse, a differenti condizioni di sviluppo e probabilmente alla presenza di notti non fotometriche. Sostanzialmente, solo 1970J-72J hanno mostrato un forte errore sistematico nel punto zero della calibrazione, la cui



**Figura 4.12** : Distribuzione del colore  $(B - V)$  per il campione di Hamuy et al. [24], al quale sono state aggiunte 1992A e 1994D. La gaussiana è stata calcolata escludendo 1990Y e 1992K (v. testo).

natura, però, non è stata compresa.

Utilizzando i nuovi dati è stato possibile ri-calcolare le curve di luce e di colore delle SNe, da cui si sono ricavati i parametri fondamentali che sono stati confrontati con quelli dedotti dai dati originali. L'effetto della correzione si mostra chiaramente nella distribuzione di  $(B - V)$ , che si sposta verso valori più rossi, mentre la distribuzione delle magnitudini assolute non viene modificata in modo significativo.

Sono stati discussi i metodi con cui generalmente viene calcolato il colore intrinseco  $(B - V)_0$  delle SNe Ia. Come si è visto, l'identificazione di tale parametro con il colore più blu (Cadonau et al. [14]; van den Bergh & Pazder [46]) non ha alcun senso, specialmente se si utilizza la fotometria fotografica. Inoltre, anche l'utilizzo del valore medio non è del tutto corretto, in quanto risente della presenza di oggetti arrossati e tende a fornire valori troppo rossi, come quelli ottenuti da Sandage & Tammann [33]. Sostanzialmente, quello che è accaduto nella gran parte dei casi è che sono stati sottostimati gli errori della fotometria (per la maggior parte fotografica) e dell'arrossamento. Ciò che è interessante è che il secondo effetto viene mascherato dal primo. Infatti, molto spesso in letteratura viene detto che, visto che non c'è una correlazione fra il colore e la magnitudine assoluta, il *reddening* è trascurabile (e.g. Branch & Miller [12]). Ciò in realtà non è del tutto vero, in quanto gli errori sul colore ( $\sigma_{err} \sim 0.3 \text{ mag}$ ) permettono di notare tale dipendenza solo se l'arrossamento è pesante.

La soluzione ideale di questo problema risiede nello studio di un campione di SNe misurate accuratamente ed aventi un *reddening* noto. In mancanza di tali dati l'unica possibilità è quella di utilizzare osservazioni accurate e di estrarre dei sub-campioni che soddisfino a certi criteri, come suggerito da Vaughan et al. [48]. Usando le osservazioni presentate da Hamuy et al. [24], al quale sono state aggiunte 1992A e 1994D, si è visto che è possibile ridurre di molto la dispersione ( $\sigma=0.08$ ) attorno al valore medio ( $(B - V)_0=+0.03$ ). Ciò almeno permette di affermare che la distribuzione osservata è dovuta solo all'arrossamento e ad una ormai accertata dispersione interna. Poichè, però, non è noto  $E_{B-V}$ , l'unica conclusione che si può trarre è che probabilmente  $(B - V)_0 \leq 0.0$ .

# Bibliografia

- [1] Arp, A., 1961, *ApJ*, **133**, 869
- [2] Barbon, R., Ciatti, F. & Rosino, L., 1973a, *Mem. Soc. Astr. It.* **44**, 65, **A3**
- [3] Barbon, R., Ciatti, F. & Rosino, L., 1973b, *A&A*, **25**, 241
- [4] Barbon, R., Ciatti, F. & Rosino, L., 1973c, *A&A*, **29**, 57, **A8**
- [5] Barbon, R., Ciatti, F. & Rosino, L., 1982, *A&A*, **116**, 35, **A5**
- [6] Barbon, R., Ciatti, F., Iijima, T. & Rosino, L., 1989, *A&A*, **214**, 131, **A6**
- [7] Barbon, R., Cappellaro, E. & Turatto, M., 1989b, *A&AS*, **81**, 421
- [8] Bertola, F., 1964, *AJ*, **69**, 236, **A1**
- [9] Bertola, F. & Ciatti, F., 1971, *Mem. Soc. Astr. It.*, **42**, 67, **A7**
- [10] Boisseau, J. R. & Wheeler, J. C., 1991, *AJ*, **101**, 1281
- [11] Branch, D. & Tammann, G. A., 1992, *ARA&A*, **30**, 359
- [12] Branch, D. & Miller, D. L., 1993, *ApJ*, **405**, L5
- [13] Burstein, D. & Heiles, C., 1978, *ApJ*, **225**, 40
- [14] Cadonau, R., Sandage, A. & Tammann, G. A., 1985, in *Supernovae as distance indicators*, ed. N. Bartel, Springer, Berlin, p. 151
- [15] Cappellaro, E., Turatto, M., Benetti, S., Tsvetkov, D. Yu., Bartunov, O. S. & Makarova, I. N., 1993, *A&A* **273**, 383
- [16] Ciatti, F. & Barbon, R., 1971, *Mem. Soc. Astr. It.*, **42**, 145, **A2**
- [17] Ciatti, F. & Rosino, L., 1977, *A&A* **57**, 73, **A9**
- [18] Ciatti, F. & Rosino, L., 1978, *A&AS* **34**, 387, **A4**
- [19] Della Valle, M. & Panagia, N., 1992, *AJ*, **104**, 696

- [20] de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A. & Brown, G. S., 1971, *Astrophys. Letters*, **9**, 77
- [21] Doroshenko, V. T., 1994, *Soviet Astronomy Letters*, **20**, 792
- [22] Dubjago, I. & Tokhtsev, S. S., 1975, *IBVS* **1062**
- [23] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., Wischnjewsky, M., Uomoto, A., Landolt, A. U. & Whitford, A. E., 1991, *AJ*, **102**, 208
- [24] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A. & Aviles, R., 1995, *AJ*, **109**, 1
- [25] Kirshner, R. P., et al, 1993, *ApJ*, **415**, 589
- [26] Landolt, A., U., 1992, *AJ*, **104**, 340
- [27] Leibundgut, B., Tammann, G. A., Cadonau, R. & Cerrito, D., 1991, *A&AS* **89**, 537
- [28] Leibundgut, B., Kirshner, R. P. Phillips, M. M. et al., 1993, *AJ*, **105**, 301
- [29] Maza, J., Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B. & Aviles, R., 1994, *ApJ*, **424**, L107
- [30] Patat, F., Benetti, S., Cappellaro, E., Danziger, I. J., Della Valle, M., Mazzali, P. A. & Turatto, M., 1996, *MNRAS*, **278**, 111
- [31] Phillips, M. M., 1993, *ApJ*, **413**, L105
- [32] Pskovskii, Yu. P., 1968, *Soviet Astronomy*, **28**, 658
- [33] Sandage, A., R. & Tammann, G., A., *ApJ*, **415**, 1
- [34] Savage, B. D. & Mathis, J. S., 1979, *ARA&A*, **17**, 73
- [35] Schaefer, B. E., 1995, *ApJ*, **450**, L5
- [36] Stebbins, J., Whitford, A. E. & Johnson, H. L., 1950, *Apj*, **112**, 469
- [37] Suntzeff, N. B., 1996, in *Supernova and Supernova Remnants*, eds. McCray, R. & Wang, Z., Cambridge University Press, Cambridge, in press
- [38] Tsvetkov, D., Yu., 1982, *Soviet Astronomy Lett.*, **8**(2), 115, **T5**
- [39] Tsvetkov, D., Yu., 1983, *Peremmenye Zvezdy*, **22**(1), 39, **T2**
- [40] Tsvetkov, D., Yu., 1985a, *Soviet Astronomy*, **29**(2), 211, **T3**
- [41] Tsvetkov, D., Yu., 1985b, *Peremmenye Zvezdy*, **22**(2), 191, **T4**



- [42] Tsvetkov, D., Yu., 1986, *Peremmenye Zvezdy*, **22**(3), 279, **T1**
- [43] Tsvetkov, D., Yu., 1995, *private communication*, **T6**
- [44] Tully, R. B., 1988, *Nearby Galaxies Catalog*, Cambridge University Press, Cambridge
- [45] Turatto, M., Benetti, S., Cappellaro, E., Danziger, I. J., Della Valle, M., Gouiffes, C., Mazzali, P. A. & Patat, F., 1996, *MNRAS*, submitted
- [46] van den Bergh, S. & Pazder, J., 1992, *ApJ*, **390**, 34
- [47] van den Bergh, S. & Pierce, M. J., 1992, *PASP*, **104**, 408
- [48] Vaughan, T., E., Branch, D. & Miller, D., L., 1995, *ApJ*, 439, 448



# Capitolo 5

## Fotometria CCD di Supernovae: SNOoPY

- *Do you like our owl ?*
- *Is it artificial ?*
- *Of course it is.*
- *Must be expensive...*
- *Very.*<sup>1</sup>

### 5.1 Introduzione

A causa dell'usuale presenza del fondo brillante della galassia parente, la determinazione della luminosità di una SN presenta delle difficoltà, che si fanno maggiormente sentire quando il contrasto fra la SN stessa ed il *background* (BGR) diviene piccolo. Si capisce subito, infatti, che una semplice fotometria d'apertura fornirebbe dei risultati tanto più discosti da quelli corretti tanto più complessa è la regione circostante la SN. Con questa tecnica, infatti, si calcola il flusso dell'oggetto integrando il contributo proveniente dai *pixel* (px) contenuti entro un cerchio avente un raggio pari a diverse volte la FWHM della stella (diaframma sintetico). La correzione per l'apporto del BGR viene realizzata sottraendone una stima locale. Generalmente questa stima viene effettuata utilizzando i *px* contenuti in una corona circolare, centrata sull'oggetto, e calcolando la *moda* o la *mediana* della loro distribuzione in flusso. Ciò implicitamente significa assumere il BGR costante entro il diaframma sintetico. Questa ipotesi è valida nel caso di stelle isolate giacenti su BGR piatti; in tale situazione, la fotometria d'apertura fornisce ottimi risultati. L'uso della *moda* o della *mediana* come miglior stima del fondo, evita di dare peso a eventi spuri (raggi cosmici, *px* caldi) o a oggetti circostanti (e.g. deboli stelle di campo). La procedura può essere migliorata introducendo la così detta *terra di nessuno*, ovvero una corona circolare che giace fra il diaframma sintetico e l'anello utilizzato per stimare il valore del BGR. Questo accorgimento permette di evitare possibili sorgenti giacenti nelle

---

<sup>1</sup>Da *Blade Runner*, Ridley Scott.

prossimità della stella.

E' chiaro che se l'oggetto si trova, ad esempio, in un avvallamento del BGR, la stima di quest'ultimo, effettuata in una regione in cui il contributo dell'oggetto in esame è trascurabile, risulterà sovrastimata ed il flusso dell'oggetto sarà conseguentemente sottostimato.

Nella maggioranza dei casi, soprattutto quando gli oggetti sono deboli rispetto al BGR, la fotometria d'apertura non può essere applicata alle SNe ed è necessario usare altre tecniche.

La prima di esse, consiste nell'ottenere un'immagine della galassia parente quando la SN è divenuta talmente debole da non essere più visibile (*template*). Ciò fornisce chiaramente la forma del BGR sottostante senza rendere necessaria alcuna assunzione. In linea di principio la luminosità della SN si ottiene sottraendo quest'immagine a quella in cui essa è ancora visibile ed applicando la fotometria d'apertura all'immagine risultante. Un esempio di questa tecnica viene discusso da Hamuy et al. [4] per la SN 1992K.

Purtroppo questo metodo presenta un certo numero di svantaggi. In primo luogo, infatti, è necessario aspettare che la SN sia sufficientemente debole ( $\sim 1$  anno) e ciò può a volte rappresentare un limite notevole. Probabilmente, però, i maggiori problemi sono legati alle differenti condizioni in cui l'immagine contenente la SN e la *template* sono state ottenute. Infatti è una circostanza abbastanza comune che vengano usati diversi telescopi (e quindi diverse lunghezze focali), diverse condizioni di *seeing* e che i *frame* non siano orientati nello stesso modo. Questi fatti rendono necessaria una fase preparatoria, durante la quale una delle due immagini deve essere riportata alle stesse condizioni dell'altra. Ciò implica la convoluzione con una certa Point Spread Function (PSF) (per livellare le differenze nel *seeing*), la roto-traslazione (per riprodurre la stessa orientazione in cielo) e l'interpolazione (per uniformare le scale). Queste operazioni introducono inevitabilmente delle mutazioni nei dati, soprattutto se il *seeing* è buono e l'immagine stellare tende al sotto-campionamento. E' infine necessario normalizzare in flusso le due immagini.

In alcuni casi, può essere usata una particolare forma del metodo appena illustrato, come è stato fatto da Richmond et al. [10] per 1994D. Questa SN, come si è visto nel Cap. 3, è esplosa in una galassia S0, che presenta un'alta simmetria attorno ad un asse. Questa circostanza offre l'opportunità di creare un'immagine artificiale, riflettendo specularmente la metà di galassia non interessata dalla presenza della SN, che viene adottata come *template*. E' chiaro che piccole deviazioni dalla simmetria assiale possono introdurre errori nella misura finale. Inoltre, anche in questo caso è necessario operare opportune interpolazioni per sovrapporre esattamente le due immagini.

Una variazione su questo tema, adottata ad esempio da Wells et al. [15] per la SN 1989B, consiste nel misurare la SN tramite la fotometria d'apertura e stimare allo stesso modo la luminosità del BGR su un'immagine ottenuta quando questa è scomparsa. Di nuovo vengono richieste simili condizioni di *seeing* e l'attesa che l'oggetto si sia sufficientemente indebolito.

L'alternativa corrente a questi metodi è costituita dal *fitting* della PSF, tec-

nica largamente usata nella fotometria di campi affollati, come ammassi globulari, aperti e campi galattici. Essa consiste, sostanzialmente, nella costruzione della forma analitica della PSF tramite alcune stelle di campo, e nel *fitting* simultaneo di quest'ultima sovrapposta ad un'ulteriore funzione atta a rappresentare il BGR. L'applicazione di questo procedimento non richiede di attendere che la SN sia scomparsa e non ha problemi di perdita di informazione legati all'interpolazione, in quanto la funzione che viene usata per riprodurre i dati può essere campionata con una precisione virtualmente infinita. Lo svantaggio, rispetto al metodo precedente, è che il BGR sottostante la SN viene ricostruito dai dati disponibili nelle sue immediate vicinanze e, in linea di principio, nulla garantisce che ciò sia corretto. Una possibile soluzione è rappresentata dal ricavare i parametri analitici del BGR da un'immagine priva della SN e dal loro successivo utilizzo sui dati in esame. Ma, di nuovo, questo implica l'attesa che la SN sia divenuta sufficientemente debole.

Si capisce, dunque, che non esiste un metodo ottimale che possa essere usato nella fotometria delle SNe. Mentre però il primo metodo non può essere migliorato, si può intervenire sul secondo per renderlo più preciso ed offrire così una via alternativa ed indipendente alla stima della luminosità di questi oggetti. A tale scopo si è deciso di implementare questo secondo metodo in un *software* specificamente concepito per questo problema, in modo tale da rendere possibili operazioni non disponibili nei correnti programmi di fotometria come DAOPHOT [12], ROMAFOT [2], DOPHOT [11] e CAPELLA [3].

Le idee che stanno alla base di questo nuovo programma sono illustrate nel paragrafo successivo.

## 5.2 SNOoPY

I programmi di fotometria stellare attualmente in uso sono stati in genere progettati e realizzati per attuare la fotometria CCD di campi stellari, in modo da ottenere simultaneamente ed in modo semi-automatico la luminosità di un gran numero di oggetti. Sarebbe infatti impensabile misurare una ad una le stelle di un campo ottenuto, ad esempio, su un ammasso globulare.

In casi come questo, oltre al gran numero di stelle, interviene anche un altro problema, ovvero l'affollamento. Infatti, può accadere che, dato il grande numero di oggetti, alcuni di essi appaiano molto vicini uno all'altro, di modo che la fotometria di apertura fornirebbe dei risultati erranei. Il problema viene risolto utilizzando la tecnica del *fitting* della PSF descritta in precedenza. ROMAFOT [2], ad esempio, è in grado di riprodurre la PSF con funzioni *gaussiane* o *moffattiane* e di utilizzarla nel *fitting* dei dati simultaneamente ad un polinomio bi-dimensionale di primo grado atto a tener conto di possibili variazioni locali del BGR. Un altro esempio dell'applicazione di questa tecnica è dato da DAOPHOT [12], che differisce da ROMAFOT per la possibilità di utilizzare un PSF empirica (non analitica) dedotta da alcune stelle di campo. Ciò ha il pregio di tenere in considerazione anche piccole deviazioni della PSF reale dalla forma analitica usata.

Chiaramente, il caso della fotometria di campi affollati differisce da quello di una SN su un complesso BGR. Tuttavia, in alcuni casi è possibile usare questi *software* con successo (e.g. Barbon et al. [1], Patat et al. [8]).

A causa del gran numero di oggetti che questi programmi sono supposti maneggiare, l'interattività ne risulta assai limitata. Inoltre, essi devono risolvere un numero di problemi che non si hanno nella fotometria delle SNe. Infatti, devono riconoscere gli oggetti e trovarne le posizioni, raccogliarli in sottogruppi e operare il *fitting* simultaneo.

La fotometria delle SNe richiede, invece, un certo numero di possibilità che non vengono offerte dal *software* appena descritto:

1. Alta interattività;
2. Maggior flessibilità nella definizione delle componenti. Non è sempre detto, infatti, che esse siano stellari (e.g. regioni H II) e che vadano riprodotte tramite la PSF;
3. Maggior libertà nella scelta dei parametri che devono essere lasciati liberi o fissi durante il *fitting*;
4. Maggior flessibilità nella scelta del grado del polinomio che approssima il BGR;
5. Presenza di opportuni algoritmi per la valutazione degli errori fotometrici, sviluppati per il caso specifico delle SNe.

Il fatto che il numero delle componenti sia enormemente inferiore a quello che si ha nei campi affollati, permette di utilizzare algoritmi più sofisticati e che richiedono un numero di iterazioni superiore, senza che ciò risulti in un incremento significativo del tempo macchina richiesto.

Si è cercato di implementare queste idee in **SNOoPY**<sup>2</sup>, un insieme di programmi scritti in FORTRAN77 e sviluppati in ambiente UNIX. SNOoPY può essere utilizzato indipendentemente, richiedendo solamente un programma per il *display* pittorico delle immagini create in uscita. Attualmente (Novembre 1995) una serie di procedure sviluppate in MIDAS provvedono ad assolvere questo compito ed è prevista l'implementazione di procedure analoghe anche in IRAF.

Tutti i risultati vengono prodotti sotto forma di *files ASCII*, mentre le immagini in ingresso ed in uscita vengono scritte in formato *FITS* (Flexible Image Transport System, [14]). Ciò è stato realizzato utilizzando la libreria *FITSIO* sviluppata da W. D. Pence al GSFC, che è la stessa di cui fa uso IRAF. Le istruzioni per l'installazione e l'utilizzo del programma vengono ampiamente descritte nel manuale dell'utente (in preparazione).

Nel seguito vengono descritti gli algoritmi utilizzati da SNOoPY per raggiungere lo scopo che ci si è prefissi. SNOoPY è stato utilizzato per la misura della luminosità della SN 1991bg in NGC 4374 (Turatto et al. [13]) su un *frame* ottenuto ad NTT a

---

<sup>2</sup>SNOoPY è l'acronimo di **S**uper**N**Ova **P**hotometr**Y**. Era anche il nome del mio primo cane.

530 giorni dal massimo. A tale fase la magnitudine è risultata essere pari a  $V=24.95$  ( $\sigma=0.40$  mag). Il rapporto segnale rumore era tale che l'algoritmo di *fitting* utilizzato da ROMAFOT non raggiungeva la convergenza.

## 5.3 Costruzione della PSF

Si è pensato di implementare in SNOOPY entrambe le possibilità di definizione della PSF, ovvero quella analitica e quella empirica. La differenza fra le due è chiara: in un caso la PSF viene approssimata da una certa funzione analitica (ed è pertanto definita in modo continuo) mentre nell'altro essa viene ricavata empiricamente da alcune stelle di campo, usando direttamente le loro immagini digitali (e dunque è definita in modo discreto). Entrambi i metodi presentano vantaggi e svantaggi, per cui è parso opportuno utilizzare nello stesso tempo entrambi gli approcci, come del resto viene fatto da DAOPHOT [12].

### 5.3.1 La PSF analitica

Per la PSF analitica si sono utilizzate due diverse forme funzionali, che l'utente può scegliere: *gaussiana* e *moffattiana*. Esse sono definite dalle seguenti espressioni:

$$PSF_G(x, y) = I_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{x-x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{y-y_0}{\sigma_y} \right)^2 \right] \right\} \quad (5.1)$$

$$PSF_M(x, y) = \frac{I_0}{\left[ 1 + \left( \frac{x-x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{y-y_0}{\sigma_y} \right)^2 \right]^\beta} \quad (5.2)$$

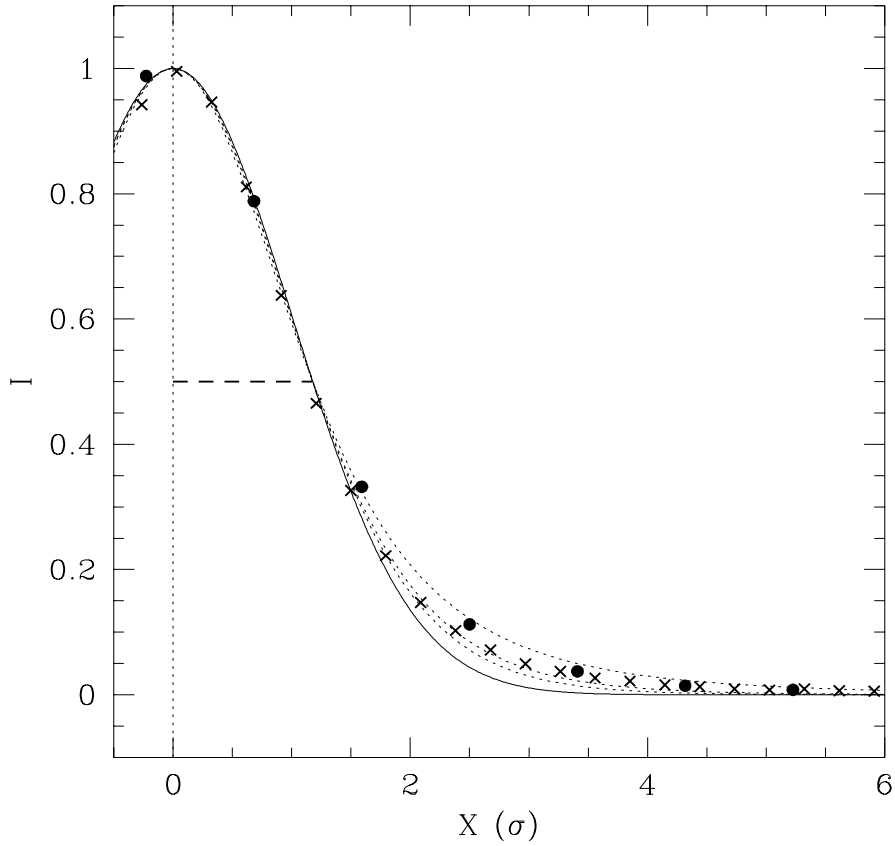
dove  $I_0$  è l'intensità centrale,  $x_0$  e  $y_0$  sono le coordinate del centro della PSF e  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  sono i parametri di larghezza lungo i due assi. Il parametro  $\beta$ , che appare solo nell'espressione di  $PSF_M$ , regola l'altezza delle *ali* nel profilo di intensità. Valori di  $\beta$  piccoli ( $\sim 1.0$ ) producono delle *ali* alte, mentre valori molto grandi ( $\sim 30.0$ ) fanno tendere  $PSF_M$  a  $PSF_G$ . Questo fatto viene mostrato in Fig. 5.1, dove le due diverse funzioni sono rappresentate, per comodità, in una sola dimensione. Come si può vedere la *moffattiana* ha un profilo che verso il centro è del tutto simile a quello della *gaussiana*, mentre se ne discosta progressivamente all'andare verso le regioni esterne.

Va subito detto che, mentre la  $\sigma$  della  $PSF_G$  è direttamente legata alla *FWHM* (spesso utilizzata per definire il *seeing*) tramite la relazione:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_G \sim 2.35 \sigma_G \quad (5.3)$$

nel caso della  $PSF_M$  ciò non è vero. Si può facilmente verificare che è :

$$FWHM = 2 \sigma_M \sqrt{2^{1/\beta} - 1} \quad (5.4)$$



**Figura 5.1** : Confronto fra le funzioni di Gauss (linea continua) e di Moffat (linee tratteggiate;  $\beta=2.0, 4.0$  e  $6.0$ ). I cerchi pieni rappresentano il profilo (lungo un asse) di una stella osservata al telescopio ESO–Dutch da 0.9m, mentre le croci tracciano gli analoghi risultati ottenuti tramite il telescopio da 1.8m di Cima Ekar. La scala in ascissa è in *pixel*, mentre le intensità sono state normalizzate al valore centrale. Il segmento tratteggiato indica la semi–larghezza a metà altezza (HWHM).



Per un tipico valore  $\beta=4.0$ , si ha che  $FWHM \sim 0.87 \sigma_M$ , che è ben diverso da quanto fornito dalla Eq. 5.3. E' chiaramente possibile definire una  $\sigma'_M$  in modo tale che abbia lo stesso significato di  $\sigma_G$ . Eguagliando la 5.3 alla 5.4 si ottiene:

$$\sigma'_M = \sigma_M \frac{1.17741}{\sqrt{2^{1/\beta} - 1}} \quad (5.5)$$

Con questa posizione anche per la  $PSF_M$  risulterà  $FWHM \sim 2.35 \sigma_M$ . Nel seguito si farà sempre riferimento alla forma funzionale di  $PSF_M$  che si ricava sostituendo l'espressione di  $\sigma'$  al posto di  $\sigma$  nella 5.2. In tal modo le  $\sigma$  della *gaussiana* e della *moffattiana* avranno lo stesso significato fisico.

In Fig. 5.1 vengono presentati anche i profili, lungo uno dei due assi, di due stelle, osservate tramite il telescopio ESO–Dutch da 0.9m ed il telescopio da 1.8m di Cima Ekar, in due condizioni di *seeing* molto diverse. E' facile rendersi conto di ciò notando che il profilo fornito dal primo telescopio viene campionato con un intervallo molto più grande del secondo. Nel primo caso, infatti, il *seeing* era di circa 1 *arcsec* (FWHM), mentre nel secondo era attorno a 2.5 *arcsec*. Quello che è interessante, in entrambi i casi, è che i profili osservati mostrano delle *ali* decisamente più alte di quelle della  $PSF_G$ , mentre sono ben approssimati da una  $PSF_M$  con  $\beta=4.0$ . In generale, specialmente in condizioni di buon *seeing*, la *moffattiana* fornisce un miglior *fit* dei dati, e va dunque preferita alla *gaussiana*.

L'esperienza mostra, inoltre, che  $\beta$  e  $\sigma$  sono legati uno all'altro. Questo fatto, unito alle debole dipendenza del profilo da  $\beta$  (per  $\beta > 2.0$ ), rende preferibile non lasciare libero questo parametro durante il *fitting*, ma fissarlo piuttosto in base ai risultati che si ottengono. Generalmente un valore  $\beta=4.0$  fornisce *fit* decisamente soddisfacenti.

La costruzione della PSF, dopo che si sia scelta la funzione da usare, è molto semplice. L'utente sceglie un certo numero di stelle di campo ed il programma ne realizza il *fit* con il metodo che verrà discusso in seguito, fornendo un certo *set* di parametri (N=5) per ciascuna di esse. Tramite l'analisi interattiva dei risultati è poi possibile scegliere quali di queste stelle vanno utilizzate nel calcolo dei parametri medi. Essi definiscono la  $PSF$  media che verrà utilizzata nel *fitting* della SN e delle componenti stellari.

Va detto che il programma permette di tener conto di eventuali variazioni locali del BGR attorno alle stelle di campo, tramite il possibile uso di un polinomio bi-dimensionale di primo grado. Ciò aumenta il numero di parametri liberi (N=8) ma rende possibile l'utilizzo di stelle che si trovino in prossimità della galassia parente, e che quindi giacciono su BGR inclinati.

### 5.3.2 La PSF empirica

Può accadere che, a causa di problemi nella guida del telescopio o cattiva messa a fuoco, le stelle appaiano elongate. Le funzioni analitiche 5.1 e 5.2 permettono di riprodurre queste elongazioni solo se esse hanno luogo lungo i due assi, ovvero nei casi in cui l'angolo di posizione sia nullo o pari 90°. Negli altri casi sarebbe

necessario introdurre una rotazione nel sistema di coordinate, tramite l'utilizzo di un certo angolo  $\alpha$  fra i parametri liberi. Anzichè intraprendere questa via si è preferito ovviare alle più generali deviazioni nel profilo della PSF dalle 5.1 e 5.2 costruendo una PSF empirica.

In sostanza, questo processo viene realizzato tramite i seguenti passi:

1. I centri delle stesse stelle che sono state scelte per determinare la PSF analitica vengono portati a coincidere;
2. A ciascuna di esse viene sottratto il BGR locale;
3. Le singole stelle vengono normalizzate una all'altra tramite un procedimento che minimizza il  $\chi^2$ ;
4. La PSF empirica viene infine calcolata come la media pesata di queste immagini, viene normalizzata in modo da avere un'intensità centrale unitaria e salvata sotto forma di un'immagine vera e propria.

Il centraggio delle varie stelle viene effettuato tramite l'interpolazione con funzioni *spline* bi-cubiche, dopo che sia stata calcolata la differenza fra le coordinate dei centri delle varie stelle selezionate. A tale scopo vengono utilizzati i risultati forniti dal *fitting* discusso nella sezione precedente. Poichè si tratta di distanze relative, non ha importanza se la PSF analitica ha un centro diverso da quello definito, ad esempio, dai momenti primi dell'intensità. Ciò che importa è che la differenza fra questi due centri sia costante per tutte le stelle usate. Ciò è rigorosamente vero solo se la forma della PSF non cambia al variare della posizione sul piano focale del telescopio, ma praticamente si può ritenere un'ottima approssimazione in tutti i casi in esame.

Poichè non è detto che il livello del BGR nei dintorni delle stelle selezionate sia sempre lo stesso, è necessario sottrarre alle singole immagini il valore locale. Come si è detto, casi in cui esso presenti un certo gradiente, possono essere affrontati utilizzando un polinomio bi-dimensionale di primo grado. I parametri di questa superficie vengono determinati durante il *fitting* analitico della PSF.

Prima di procedere al calcolo della media pesata, è necessario normalizzare le varie stelle ad una certa intensità, ad esempio a quella della prima di esse. In tal caso, chiamando  $I_{i,j}^1$  questa stella e  $I_{i,j}^k$  la  $k$ -esima stella ( $k = 2, 3, \dots, N$ ), il fattore di normalizzazione  $s_k$  che minimizza il  $\chi^2$  fra le due immagini è dato da:

$$s_k = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} (I_{i,j}^1)^2}{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} I_{i,j}^1 \times I_{i,j}^k} \quad (5.6)$$

dove  $N_X$  e  $N_Y$  sono le dimensioni (in  $px$ ) dei *sub-frame* contenenti le singole stelle, che vengono specificate dall'utente. La  $k$ -esima stella viene normalizzata semplicemente moltiplicandola per  $s_k$ . A questo punto, la PSF empirica viene calcolata come la media pesata delle singole stelle, dove i pesi sono posti pari al rapporto segnale/rumore (SNR), di modo che le stelle più brillanti hanno un peso maggiore.

Va ricordato che il rumore poissoniano, espresso in elettroni, di un certo  $px$  è dato da:

$$N_{i,j} = \sqrt{(I_{i,j} + BGR_{i,j}) * GAIN + RON^2} \quad (5.7)$$

dove  $I_{i,j}$  è l'intensità al di sopra del  $BGR_{i,j}$  (entrambi espressi in ADU's),  $GAIN$  è il *guadagno* (espresso in elettroni/ADU) e  $RON$  è il rumore di lettura (Read Out Noise, in elettroni).  $GAIN$  e  $RON$  sono parametri che caratterizzano il CCD e l'elettronica preposta alla sua lettura, e devono essere forniti dall'utente. Chiaramente, il segnale (in elettroni) è dato da  $S_{i,j} = (I_{i,j} + BGR_{i,j}) * GAIN$  e dunque, il rapporto segnale/rumore di un singolo  $px$  per la  $k$ -esima stella è dato da:

$$(SNR)_{i,j}^k = \frac{(I_{i,j}^k + BGR_{i,j}^k) * GAIN}{\sqrt{(I_{i,j}^k + BGR_{i,j}^k) * GAIN + RON^2}} \quad (5.8)$$

che differisce dall'usuale  $S/\sqrt{S}$  per la presenza del rumore di lettura. Va notato, comunque, che quest'ultimo diviene importante solo quando  $S$  è basso. Anche nei casi in cui l'oggetto sia debole ( $I$  piccolo), il rumore è dominato dal BGR. Va notato che SNR viene calcolato usando le immagini originali delle stelle ( $I_{i,j}$ ) e non quelle normalizzate ( $I_{i,j}^k = I_{i,j}^k \times s_k$ ).

Usando SNR come peso, la PSF empirica viene calcolata come:

$$PSF_{i,j} = \frac{\sum_{k=1}^N (I_{i,j}^k \times SNR_{i,j}^k)}{\sum_{k=1}^N SNR_{i,j}^k} \quad (5.9)$$

dove  $N$  è il numero totale di stelle selezionate. A questo punto la PSF così ottenuta viene normalizzata al suo valore massimo. Poichè questa immagine dovrà essere ri-interpolata nel processo di *fitting* della SN e delle altre possibili componenti stellari, si presentano i problemi legati al ri-campionamento. Per ridurre le incertezze che ne derivano, si può salvare la PSF empirica con un campionamento più fitto di quello dell'immagine originale, come suggerito da Stetson [12]. In tal modo, la successiva re-interpolazione per portare a coincidere, ad esempio, i centri della PSF e della SN, avviene con maggior precisione. Nella versione corrente di SNOOPY la PSF empirica viene salvata con un passo 5 volte più piccolo di quello presente nel *frame* originale.

### 5.3.3 Analisi dei risultati

Una volta che questi calcoli siano stati eseguiti, il programma procede all'analisi dei risultati ottenuti e li immagazina in un *file* che verrà utilizzato nelle successive fasi. Per ciascuna delle stelle utilizzate nella definizione della PSF vengono salvati i parametri fondamentali ( $I_0$ ,  $x_0$ ,  $\sigma_X$ ,  $y_0$  e  $\sigma_Y$ ) ed i coefficienti del polinomio usato per il BGR. Viene anche calcolato il rumore RMS del BGR, utilizzando i  $px$  contenuti in una regione dove il contributo al flusso da parte della stella è trascurabile. Tale regione comprende la porzione di *sub-frame* esterna ad un cerchio centrato in  $(x_0, y_0)$  ed avente un raggio pari a  $4.0 \times \text{MAX}(\sigma_X, \sigma_Y)$ .

Per ciascuna delle stelle vengono calcolati anche i residui massimo ed RMS ottenuti durante il *fitting* ed il relativo  $\chi_r^2$  ridotto. Quest'ultimo è definito da:

$$\chi_r^2 = \frac{\chi^2}{\text{gradi di liberta'}} = \frac{1}{N_X \times N_Y - n} \sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} \left( \frac{DATA_{i,j} - FIT_{i,j}}{\sigma_{i,j}} \right)^2 \quad (5.10)$$

dove  $DATA_{i,j}$  sono i dati originali (oggetto più BGR),  $FIT_{i,j}$  è il risultato del *fitting*, ed  $n$  è il numero di parametri liberi (6 o 8, nel caso in cui il BGR sia di grado 0 o 1, rispettivamente). Il rumore poissoniano, questo volta espresso in ADU's, è dato da:

$$\sigma_{i,j} = \sqrt{\frac{DATA_{i,j}}{GAIN} + \left( \frac{RON}{GAIN} \right)^2} \quad (5.11)$$

E' chiaro che, vista la 5.10, il *fitting* risulterà tanto migliore quanto più  $\chi_r^2$  si avvicina all'unità.

Per ciascuna delle stelle, infine, vengono calcolate le tre magnitudini strumentali risultanti dalla fotometria d'apertura, dal *fitting* analitico e da quello empirico. La magnitudine strumentale è definita nel modo seguente:

$$m = -2.5 \log(F) \quad (5.12)$$

dove  $F$  è il flusso (in ADU's) dell'oggetto in esame, una volta che sia stato sottratto il contributo del BGR.

Nella magnitudine di apertura,  $F$  viene calcolato come la sommatoria delle intensità dei *px* interni ad un diaframma sintetico, avente un raggio pari a  $4 \times \text{MAX}(\sigma_X, \sigma_Y)$ . Naturalmente  $F$  viene corretto per il corrispondente flusso del BGR, che è stimato nella regione esterna al diaframma sintetico tramite la *mediana* della distribuzione in intensità.

Il problema del BGR non si pone nel caso dei due *fitting*: in questa circostanza  $F$  viene calcolato semplicemente integrando la funzione analitica, nel primo caso, e sommando le intensità dei *px* della PSF empirica opportunamente scalata, nel secondo. Il fattore di scala viene calcolato con un'espressione del tutto analoga alla (5.6).

Ovviamente, lo scopo è quello di paragonare le tre magnitudini per avere un'idea della bontà dei risultati. Infatti, nel caso in cui le stelle utilizzate giacciono su BGR piatti e siano lontane da altri oggetti, la magnitudine d'apertura fornisce la miglior stima per la luminosità. E quindi le deviazioni da questo valore presentate dai risultati forniti dagli altri due metodi danno delle informazioni sugli errori commessi nell'utilizzo di una PSF media e sulle variazioni della PSF al mutare della posizione sul piano focale dello strumento.

Un'analisi finale viene condotta da SNOOPY sulla PSF empirica, che certamente è quella, fra le due, che approssima nel modo migliore quella reale. Innanzi tutto vengono calcolate le frazioni di flusso racchiuse entro cerchi aventi raggio pari alla HWHM e  $3\sigma$ . Questi numeri permettono di valutare le possibili deviazioni da un

```

=====
          **** SNOOPY PSF PARAMETERS FILE ****

FILE      :sn.PSF      | This is the name of this file      0
RON (e-)  :    2.5     | Read Out Noise, in electrons        I
G (e/ADU) :    4.0     | Conversion factor, e- per ADUs      I
SAT.(ADU) : 32768.0   | Saturation limit, in ADUs          I
WIND_X    :    21     | X window for fitting, in pixels     I
WIND_Y    :    21     | Y window for fitting, in pixels     I
FUNCTION  :MOFFFAT    | Function Type (MOFFFAT/GAUSS)      I
BETA      :    4.00    | Beta for MOFFFAT function           I
AVG STARS :    6      | N. of averaged stars in the PSF    0
SIGMA_X   :    1.49    | Sigma_X of the analytical PSF       I-0
STD_X     :    0.09    | Std. Dev. in the X sigmas          0
SIGMA_Y   :    1.54    | Sigma_Y of the analytical PSF       I-0
STD_Y     :    0.07    | Std. Dev. in the Y sigmas          0
BGR DEGR  :    1      | Degree for Background polynomial    I
BGR OPT.  :FREE      | Background fit opt. (FIXED/FREE)    I
MAG_PSF_D : -3.10    | Unitary digital PSF magnitude      0

-----
SN  OPT.: 0 0 1 0 1 | FIT OPTIONS: 0=FREE, 1=FIX          I
CMP. OPT.: 0 0 0 0 0 |                                       I
CMP. OPT.: 0 0 0 0 0 | I_0 X_C SIG_X Y_C SIG_Y           I
CMP. OPT.: 0 0 0 0 0 |                                       I
CMP. OPT.: 0 0 0 0 0 |                                       I

-----
N. STARS  :    50     | N. of artificial stars for errors   I
N. BINS   :    10     | N. of magnitude bins for errors    I
SPREAD    :   10.00    | Diam. of simulating region (PX)    I
MAG. STEP :    0.30    | Mag. step in the simulations        I
MAX. ITER :    10     | Max number of fitting iterations    I
FIT. PREC :    0.100   | Fitting precision                  I
VERBOSE   :NO        | Verbosity (YES/NO)                 I
=====

```

**Figura 5.2** : Un esempio di *file* prodotto da SNOOPY alla fine del processo di costruzione della PSF.

## DATA FOR THE STARS USED TO BUILD UP THE PSF

```

-----
  I_MAX  X_CENT SIG_X  Y_CENT SIG_Y   BKG_0 BKG_X BKG_Y SKY_SIG
-----
 1058.18   87.75 1.628  430.91 1.637  4368.1   0.3   0.9   49.7
   840.82  226.14 1.523  377.87 1.485  4409.9   0.6  -1.1   45.6
 6090.56  148.09 1.450  199.04 1.424  4393.1   1.4   0.5   58.3
 1177.88  347.71 1.394  366.13 1.574  4427.4  -1.0   1.1   52.3
 2472.96  465.49 1.414  143.25 1.545  4399.6   1.7  -1.3   51.0
 7955.55  352.02 1.518  288.42 1.546  4438.9   3.0   0.9   59.1
-----

 RES_MAX RES_RMS MAG_DIA MAG_FIT DELTA_M CHI_RED MAG_DIG DELTA_M
-----
  213.5   49.9 -10.778 -10.835   0.057   2.23  -10.750 -0.028
  157.9   45.6 -10.370 -10.409   0.039   1.86  -10.414  0.044
  376.0   78.2 -12.425 -12.460   0.035   4.61  -12.491  0.066
  280.5   52.8 -10.799 -10.741  -0.058   2.46  -10.754 -0.045
  264.2   57.1 -11.509 -11.542   0.033   2.79  -11.548  0.039
  941.9  134.5 -12.872 -12.888   0.016  11.24  -12.860 -0.012
=====

```

## ENCIRCLED ENERGY DISTRIBUTION OF THE EMPIRICAL PSF

```

FLUX FRACTION WITHIN A RADIUS = 1*HWHM   : 0.41
FLUX FRACTION WITHIN A RADIUS = 3*SIGMA  : 0.90
RADIUS (PX) WHERE FLUX IS 95% OF TOTAL   : 5.68
ELLIPTICITY WITHIN R(95%) (E=1-B/A)      : 0.06
POSITION ANGLE (DEG) WITHIN R(95%)       : 31.8

```

```

=====
THIS FILE WAS CREATED BY SNOOPY VIA THE PSF FITTING OF FIELD STARS
AND SHOULD BE USED TO FIT THE OBJECT. GOOD LUCK...
=====

```

**Figura 5.2** : (continua) Un esempio di *file* prodotto da SNOOPY alla fine del processo di costruzione della PSF.

semplice profilo gaussiano. In tal caso, infatti, i due flussi sono pari, rispettivamente, al 76.0% ed al 99.7% del totale. L'ampiezza totale della PSF viene poi stimata calcolando il raggio ( $r_{95}$ ) del cerchio entro il quale è racchiuso il 95% del flusso. Infine, il programma fornisce delle informazioni sull'ellitticità e l'angolo di posizione della PSF, nel caso in cui essa risulti elongata. Va notato che l'ellitticità può essere calcolata da  $\sigma_X$  e  $\sigma_Y$  solo nel caso in cui l'angolo di posizione sia nullo. Nel caso più generale in cui ciò non accada, lo scopo viene raggiunto utilizzando i *momenti dell'intensità*. I momenti primi sono definiti come segue:

$$M_X = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j} \times X_{i,j}}{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j}} \quad (5.13)$$

$$M_Y = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j} \times Y_{i,j}}{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j}} \quad (5.14)$$

dove  $X_{i,j}$  e  $Y_{i,j}$  sono le coordinate (discrete) del  $px$  ( $i, j$ ) nella PSF empirica ( $1 \leq X_{i,j} \leq N_X$ ,  $1 \leq Y_{i,j} \leq N_Y$ ).  $M_X$  ed  $M_Y$  rappresentano le coordinate del baricentro delle intensità, ovvero il centroide della PSF. I momenti secondi sono invece definiti nel modo seguente:

$$M_{XX} = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j} \times X_{i,j}^2}{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j}} \quad (5.15)$$

$$M_{XY} = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j} \times X_{i,j} Y_{i,j}}{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j}} \quad (5.16)$$

$$M_{YY} = \frac{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j} \times Y_{i,j}^2}{\sum_{i=1}^{N_X} \sum_{j=1}^{N_Y} PSF_{i,j}} \quad (5.17)$$

dove, in questo caso, le coordinate  $X$  e  $Y$  sono riferite al centroide identificato da  $M_X$  ed  $M_Y$ . Come si può vedere, i momenti secondi dell'intensità sono costruiti in modo analogo ai momenti di inerzia per un sistema di masse. Analogamente a quel caso, si definisce un *ellissoide di intensità* che ha la seguente forma:

$$M_{XX} X^2 + 2 M_{XY} XY + M_{YY} Y^2 = 1 \quad (5.18)$$

Come è noto, tale ellisse può essere espresso nella forma canonica

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \quad (5.19)$$

introducendo un'opportuna rotazione nelle coordinate, secondo un certo angolo  $\alpha$ . Si può dimostrare che risulta:

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \left( \frac{2 M_{XY}}{M_{YY} - M_{XX}} \right) \quad (5.20)$$

mentre i semi-assi sono dati da:

$$A = \frac{1}{M_{XX}\cos^2\alpha + 2M_{XY}\cos\alpha \sin\alpha + M_{YY}\sin^2\alpha} \quad (5.21)$$

$$B = \frac{1}{M_{XX}\sin^2\alpha - 2M_{XY}\cos\alpha \sin\alpha + M_{YY}\cos^2\alpha} \quad (5.22)$$

Dunque l'ellitticità della PSF può essere calcolata semplicemente come  $e = 1 - B/A$ , mentre l'angolo di posizione è dato da  $\alpha$ . Per la definizione dei momenti secondi, appare chiaro che la valutazione di questi due parametri risente fortemente della forma della PSF nelle regioni distanti dal suo centro, dove l'intensità della PSF stessa è minore. Per ridurre gli effetti dovuti al rumore, SNOOPY effettua il calcolo dell'angolo di posizione e dell'ellitticità usando solo i  $px$  contenuti entro  $r_{95}$ .

In Fig. 5.2 viene presentato un tipico *file* prodotto da SNOOPY alla fine della costruzione e dell'analisi della PSF.

## 5.4 Il metodo di *fitting*

Come si è detto, per ottenere la PSF analitica si effettua il *fitting* di alcune stelle di campo. Vista la natura della funzione modello, il problema è non-lineare e richiede un opportuno algoritmo. Fra tutti quelli disponibili si è deciso di utilizzare quello di Levenberg-Marquardt (LM) che viene discusso da Press et al. [9]. Poichè esso costituisce il cuore del programma, nel seguito vengono esposti i concetti di base. Per comodità si farà uso di una notazione mono-dimensionale.

### 5.4.1 Minimizzazione di $\chi^2$

In sostanza, se  $y_i$  sono i dati ed  $f(x_i; \bar{a})$  è la funzione nei parametri  $\bar{a} = (a_1, a_2, \dots, a_N)$  che si intende usare, il problema si riduce a trovare l'insieme dei parametri che minimizzano il  $\chi^2(\bar{a})$ :

$$\chi^2(\bar{a}) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - f(x_i; \bar{a})}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.23)$$

Supponiamo che  $\chi^2(\bar{a})$  sia approssimabile, in un intorno del punto  $\bar{p}$  nello spazio dei parametri, ad una forma quadratica :

$$\chi^2(\bar{a}) \simeq \chi^2(\bar{p}) + \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial \chi^2}{\partial a_i} \right)_{\bar{p}} (a_i - p_i) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left( \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_j} \right)_{\bar{p}} (a_i - p_i) (a_j - p_j) \quad (5.24)$$

che può essere riscritta nella seguente forma vettoriale:

$$\chi^2(\bar{a}) \simeq \chi^2(\bar{p}) + \left( \nabla \chi^2 \right)_{\bar{p}} \cdot (\bar{a} - \bar{p}) + \frac{1}{2} (\bar{a} - \bar{p}) \cdot \mathcal{H} \cdot (\bar{a} - \bar{p}) \quad (5.25)$$



dove  $\nabla\chi^2$  e  $\mathcal{H}$  sono il gradiente e l'*Hessiano* della funzione  $\chi^2$ , calcolati nel punto  $\bar{p}$ . In questa ipotesi il gradiente della funzione  $\chi^2(\bar{a})$  è dato da:

$$\nabla\chi^2 = \left(\nabla\chi^2\right)_{\bar{p}} + \mathcal{H} \cdot \left(\bar{a} - \bar{p}\right) \quad (5.26)$$

Questo implica che  $\chi^2(\bar{a})$  ha un estremo quando risulta:

$$\bar{a} = \bar{p} + \mathcal{H}^{-\infty} \cdot \left(-\nabla\chi^2\right)_{\bar{p}} \quad (5.27)$$

La soluzione di questo sistema di equazioni fornisce il vettore  $\bar{a}$  dei parametri che minimizzano la forma quadratica di  $\chi^2$  a partire dal vettore dei parametri di *guess*  $\bar{p}$ . Ovviamente la procedura può essere re-iterata e si possono usare come *guess* i valori di  $\bar{a}$  per ottenere una nuova approssimazione. Il processo può essere poi arrestato quando la diminuzione di  $\chi^2$  non è più significativa.

Può accadere, però, che l'approssimazione 5.25 non sia adatta. In tale frangente, la 5.27 va sostituita con la seguente espressione:

$$\bar{a} = \bar{p} + cost \cdot \left(-\nabla\chi^2\right)_{\bar{p}} \quad (5.28)$$

Mentre per la forma quadratica era l'*Hessiano* a fissare l'ammontare dello spostamento lungo la direzione del gradiente, questo ruolo è sostenuto dalla costante *cost* nella forma più generale. Naturalmente essa va scelta in modo da non oltrepassare il punto di minimo. Durante il processo di *fitting* viene usata la 5.27 e solo quando essa non migliora il risultato si adotta la 5.28. In questa situazione, infatti, l'approssimazione locale 5.25 non è corretta.

Il criterio con cui l'algoritmo di LM fissa la costante *cost* verrà discusso in seguito.

### 5.4.2 Calcolo del gradiente e dell'*Hessiano*

A partire dalla definizione 5.23 e calcolando le derivate parziali prime e seconde rispetto ai parametri  $\bar{a}$  si possono ricavare le espressioni del gradiente e dell'*Hessiano* necessari a risolvere le Eq. 5.27 o 5.28. Dopo semplici calcoli e tramite le seguenti posizioni:

$$\beta_k = -\frac{1}{2} \frac{\partial\chi^2}{\partial a_k}; \quad \alpha_{kl} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2\chi^2}{\partial a_k \partial a_l} \quad (5.29)$$

la 5.27 può essere riscritta come un insieme di equazioni lineari:

$$\sum_{l=1}^M \alpha_{kl} \delta a_l = \beta_k \quad (5.30)$$

se  $M$  è il numero dei parametri liberi. La soluzione di questo sistema fornisce gli incrementi  $\delta a_l$  che sommati all'approssimazione corrente danno l'approssimazione successiva. L'equazione 5.28 diviene invece:

$$\delta a_l = cost \cdot \beta_l \quad (5.31)$$

Va notato che, a rigore, le componenti  $\alpha_{kl}$  dipendono sia dalle derivate prime che da quelle seconde della funzione modello  $f(x_i; \bar{a})$ . Tuttavia esse sono generalmente molto piccole e possono essere trascurate, cosa che viene comunemente fatta nel metodo di LM. Con questa semplificazione si ha:

$$\beta_k = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - f(x_i; \bar{a})]}{\sigma_i^2} \frac{\partial f(x_i; \bar{a})}{\partial a_k} \quad (5.32)$$

$$\alpha_{kl} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ \frac{\partial f(x_i; \bar{a})}{\partial a_k} \frac{\partial f(x_i; \bar{a})}{\partial a_l} \right] \quad (5.33)$$

In questo modo è sufficiente fornire al programma soltanto le derivate prime delle funzioni analitiche utilizzate nella riproduzione dei dati. In ogni caso, la definizione della matrice  $[\alpha]$  ha un impatto solo sul percorso con cui la soluzione viene raggiunta e non sulla soluzione stessa.

### 5.4.3 Il metodo di Levenberg–Marquardt

Mentre la 5.31 viene adottata nei punti lontani dal minimo, la 5.30 entra in gioco quando ci si avvicina a tale posizione. Levenberg e Marquardt hanno sviluppato un metodo che permette di passare gradatamente da un'espressione all'altra, a seconda del punto dello spazio dei parametri in cui ci si trova.

In primo luogo si tratta di fissare la costante *cost*. E' chiaro che il gradiente non fornisce nessuna indicazione, visto che indica solo la direzione in cui ci si deve muovere per far calare  $\chi^2$  ma non l'entità dello spostamento. Nel caso della forma quadratica si è visto che è l'*Hessiano* a fornire questa informazione. Per questo motivo, il metodo LM assume che, anche se non la quantità precisa, tale matrice può indicare almeno l'ordine di grandezza della costante *cost*. Dalla 5.31 si vede che tale costante deve avere le dimensioni di  $a_k^2$ . L'unico termine ad avere questo requisito è rappresentato dal reciproco dell'elemento diagonale della matrice  $[\alpha]$ , ovvero  $1/\alpha_{kk}$ . In sé stessa, però, questa scala potrebbe anche essere troppo grande. Per questo si introduce un fattore  $\lambda$  tale che la 5.31 si può riscrivere come:

$$\delta a_l = \frac{1}{\lambda \alpha_{ll}} \beta_l \quad \text{oppure:} \quad \lambda \alpha_{ll} \delta a_l = \beta_l \quad (5.34)$$

Una seconda idea utilizzata dal metodo LM è quella di operare la seguente posizione:

$$\alpha'_{jk} = \begin{cases} \alpha_{jj} (1 + \lambda) & (j = k) \\ \alpha_{jk} & (j \neq k) \end{cases} \quad (5.35)$$

E' facile rendersi conto che la seguente equazione:

$$\sum_{l=1}^M \alpha'_{kl} \delta a_l = \beta_k \quad (5.36)$$

contiene entrambe le espressioni. Infatti, per  $\lambda$  molto grandi, gli elementi della matrice  $[\alpha']$  non appartenenti alla diagonale divengono nulli e si ottiene la 5.34, mentre per  $\lambda$  tendente a zero  $[\alpha'] = [\alpha]$ , che fornisce l'Eq. 5.30.

Con questi strumenti è possibile effettuare il *fitting* a partire da un certo insieme di parametri di partenza  $\bar{a}$ , procedendo secondo i seguenti passi:

1. calcolare  $\chi^2(f(x_i; \bar{a}))$ ;
2. scegliere un valore piccolo per  $\lambda$  (0.001);
3. risolvere il sistema di equazioni lineari 5.36 in funzione di  $\delta\bar{a}$ ;
4. valutare  $\chi^2(f(x_i; \bar{a} + \delta\bar{a}))$ ;
5. se  $\chi^2(f(x_i; \bar{a} + \delta\bar{a})) \geq \chi^2(f(x_i; \bar{a}))$ , aumentare  $\lambda$  di un fattore 10 e tornare al punto 3);
6. se  $\chi^2(f(x_i; \bar{a} + \delta\bar{a})) < \chi^2(f(x_i; \bar{a}))$ , decrescere  $\lambda$  di un fattore 10, aggiornare i parametri di *guess* e tornare al punto 3).

L'iterazione può essere arrestata imponendo un limite alla decrescita di  $\chi^2$ , quando ad esempio  $\chi^2(\bar{a}) - \chi^2(\bar{a} + \delta a) \leq k$ , dove generalmente è  $k = 0.01$ . Tale valore viene scelto perchè variazioni di  $\chi^2$  molto minori di 1 non sono statisticamente significative.

Quello che accade, praticamente, è che ad ogni iterazione i parametri vengono mutati *simultaneamente* nella direzione che fa diminuire il  $\chi^2$ . E' chiaro che se l'ipersuperficie definita da tale funzione è complicata, può accadere che l'algoritmo brancoli alla ricerca del minimo, soffermandosi negli anfratti di una valle dalla topologia molto complessa. Questo accade soprattutto se i parametri di *guess* sono molto distanti da quelli di *best fit*. In tale situazione può succedere che il gradiente faccia cadere la soluzione in un *bucò* nelle immediate vicinanze del punto di partenza.

La versione del metodo di LM usata da SNOOPY è quella implementata nella subroutine MRQMIN riportata in *Numerical Recipes* [9]. Essa prevede la possibilità di tenere fissi alcuni parametri ai valori di *guess*. Questa opportunità, come si vedrà in seguito, viene ampiamente sfruttata da SNOOPY.

## 5.5 *Fitting della Supernova*

Dopo aver selezionato le varie componenti, SNOOPY permette di definire l'eventuale posizione di *maschere* circolari atte a coprire zone del *sub-frame* che non si vuole vengano considerate nel *fitting*. Ciò dà la possibilità di escludere regioni particolarmente complesse che nè la funzione *gaussiana/moffattiana* nè il polinomio usato per il BGR sarebbero in grado di riprodurre in modo soddisfacente. SNOOPY trascura, altresì, i *px* saturi, atteso che la soglia di saturazione venga introdotta dall'utente (cfr. Fig. 5.2). A questo punto, come si è anticipato, SNOOPY procede al calcolo dei parametri di *fit* in due modi diversi, ovverosia utilizzando le due forme della PSF.

### 5.5.1 Fitting tramite la PSF analitica

In questo caso, la funzione modello è data dalla sommatoria di un certo numero di PSF analitiche (per le componenti stellari e non) e da un polinomio bi-dimensionale di un certo grado (per il BGR). Naturalmente il programma contiene l'espressione delle derivate prime rispetto ai parametri della funzione risultante che sono necessarie al calcolo del gradiente e dell'*Hessiano* di cui si è discusso nella sezione precedente.

Nel caso della  $PSF_M$ , dopo aver posto:

$$C = \left[ 1 + \left( \frac{x - x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{y - y_0}{\sigma_y} \right)^2 \right] \quad (5.37)$$

$$T_1 = \left( \frac{x - x_0}{\sigma_x} \right) \quad T_2 = \left( \frac{y - y_0}{\sigma_y} \right) \quad (5.38)$$

$$F = 2\beta I_0 C^{-(\beta+1)} \quad (5.39)$$

si ha:

$$\frac{\partial f}{\partial I_0} = C^{-\beta} \quad (5.40)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x_0} = F \frac{T_1}{\sigma_x} \quad (5.41)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_x} = F \frac{T_1^2}{\sigma_x} \quad (5.42)$$

$$\frac{\partial f}{\partial y_0} = F \frac{T_2}{\sigma_y} \quad (5.43)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_y} = F \frac{T_2^2}{\sigma_y} \quad (5.44)$$

Per la  $PSF_G$ , invece, dopo aver posto  $E = \exp[-0.5(T_1^2 + T_2^2)]$  (in modo che  $f = I_0 E$ ), si ottiene:

$$\frac{\partial f}{\partial I_0} = E \quad (5.45)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x_0} = f \frac{T_1}{\sigma_x} \quad (5.46)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_x} = f \frac{T_1^2}{\sigma_x} \quad (5.47)$$

$$\frac{\partial f}{\partial y_0} = f \frac{T_2}{\sigma_y} \quad (5.48)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_y} = f \frac{T_2^2}{\sigma_y} \quad (5.49)$$

Per il BGR si usa un'espressione di questo tipo, dove l'origine delle coordinate viene fissata nel centro della prima componente (che SNOoPY assume sempre essere la SN):

$$\begin{aligned} BGR(x, y) = & a_0 + a_1(x - x_0) + a_2(y - y_0) + a_3(x - x_0)^2 + \\ & a_4(x - x_0)(y - y_0) + a_5(y - y_0)^2 + \dots \end{aligned} \quad (5.50)$$

che, in forma più compatta si può scrivere come:

$$BGR(x, y) = a_0 + \sum_{i=1}^d \sum_{j=1}^{i+1} a_{i(i+1)/2+j-1} (x - x_0)^{i-j+1} (y - y_0)^{j-1} \quad (5.51)$$

se  $d$  è il grado del polinomio. Per quello che riguarda le derivate parziali rispetto al coefficiente  $j$ -esimo dell'ordine  $i$ -esimo, si avrà semplicemente:

$$\frac{\partial BGR}{\partial a_{i(i+1)/2+j-1}} = (x - x_0)^{i-j+1} (y - y_0)^{j-1} \quad (5.52)$$

Va notato, a questo punto, che siccome  $x_0$  ed  $y_0$  compaiono anche nell'espressione del BGR, è necessario sommare alle derivate della funzione PSF rispetto a questi due parametri anche le analoghe derivate del BGR:

$$\frac{\partial BGR}{\partial x_0} = -a_1 + \sum_{i=2}^d \sum_{j=1}^i -(i - j + 1) a_{i(i+1)/2+j-1} (x - x_0)^{i-j} (y - y_0)^{j-1} \quad (5.53)$$

$$\frac{\partial BGR}{\partial y_0} = -a_2 + \sum_{i=2}^d \sum_{j=1}^i -j a_{i(i+1)/2+j} (x - x_0)^{i-j} (y - y_0)^{j-1} \quad (5.54)$$

Come si è detto, il *fitting* viene realizzato chiamando la *subroutine* MRQMIN. I parametri di *guess* vengono fissati nel seguente modo. Le posizioni delle componenti sono passate dall'utente. Un'opportuna opzione permette di mantenere questi parametri liberi o fissi. L'intensità centrale  $I_0$  iniziale delle singole componenti viene poi calcolata a partire dall'intensità dell'immagine nelle relative posizioni e da una stima locale del BGR effettuata dal programma stesso.  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  vengono inizializzati ai valori medi calcolati durante la costruzione della PSF analitica. Ovviamente essi verranno tenuti fissi durante il *fitting* per la SN, mentre possono essere lasciati liberi (a discrezione dell'utente) per le altre componenti. I valori iniziali per il BGR vengono calcolati solo per i termini di ordine 0 e 1, mentre tutti gli altri vengono posti a zero. SNOoPY prevede la possibilità di tenere fissi i parametri del BGR ai valori di *guess*. E' possibile, inoltre, dopo aver eseguito un *fit* preliminare, mutare le opzioni delle componenti e tenere fissi i parametri del BGR a quelli calcolati nella fase precedente. Ciò permette di affrontare situazioni critiche, in cui lasciando liberi tutti i parametri non si raggiunge la convergenza.

Le magnitudini delle componenti vengono calcolate semplicemente integrando le funzioni analitiche; per confronto vengono calcolate anche le magnitudini di apertura. Tutti i parametri del *fit*, compresi i coefficienti del polinomio, vengono salvati nel *file* che SNOOPY produce alla fine del processo.

### 5.5.2 *Fitting* tramite la PSF empirica

Nel caso della PSF empirica, i parametri liberi per ciascuna componente si riducono, ovviamente, alla posizione  $(x_0, y_0)$  e all'intensità centrale  $I_0$ . Mentre si assume che le posizioni coincidano con quelle risultanti dal *fitting* della PSF analitica, l'intensità viene determinata tramite un nuovo *fitting*.

In questa ipotesi, il problema diviene lineare, in quanto la funzione modello è del tipo:

$$f = \sum_{i=1}^N (I_{0,i} PSF_i) + a_0 + a_1(x - x_0) + a_2(y - y_0) + \dots \quad (5.55)$$

dove  $PSF_i$  è la PSF empirica ri-campionata in modo da avere il centro coincidente con le coordinate  $x_0, y_0$  dell' $i$ -esima componente e  $a_0, a_1, \dots$  sono i coefficienti (da determinare) del polinomio che descrive il BGR. Chiaramente,  $f$  dipende linearmente dai parametri liberi e quindi non è richiesto l'uso di una procedura non-lineare. Tuttavia, poichè la funzione che si utilizza per riprodurre le componenti è sempre la stessa (traslata alle posizioni richieste) ciò procura dei problemi numerici nella soluzione delle equazioni normali. Per evitare questo problema SNOOPY fa uso del metodo *Singular Value Decomposition* (SVD), implementato nella *sub-routine* *SVDFIT* delle *Numerical Recipes* [9]. Va notato che, data la natura della PSF, tramite questo metodo tutte le componenti (stellari e non) vengono tentativamente riprodotte senza che i parametri di larghezza della PSF stessa vengano modificati. Questo implica che nel caso in cui siano presenti degli oggetti estesi accanto alla SN (e.g. regioni H II), non necessariamente i risultati saranno corretti.

Anche in questo caso, alla fine del procedimento, vengono calcolate le magnitudini delle singole componenti, a partire dalla loro intensità centrale e dalla magnitudine della PSF empirica unitaria:

$$m_i = m_{PSF} - 2.5 \log(I_{0,i}) \quad (5.56)$$

Nel *file* prodotto da SNOOPY vengono fornite, infine, delle informazioni sulla bontà del *fitting*, come l'entità dei residui ed il  $\chi^2$  relativo a entrambi i procedimenti. Il programma produce, in *output*, anche delle immagini contenenti il *sub-frame* originale, quello riprodotto dal *fitting* e l'immagine risultante dalla loro sottrazione. In aggiunta vengono calcolate due ulteriori immagini, in cui al *frame* originale viene sottratto il BGR e la singola SN rispettivamente. Ciò permette di controllare i risultati delle singole operazioni compiute dal programma.

## 5.6 Stima degli errori e della magnitudine limite

La stima degli errori fotometrici ha un'importanza fondamentale, specialmente quando gli oggetti sono molto deboli e si vogliono confrontare le osservazioni con le predizioni dei modelli.

Come è noto, gli errori del *fitting* possono essere calcolati tramite l'uso della matrice di covarianza, definita come  $C = [\alpha]^{-1}$ , dove  $[\alpha]$  è la matrice data dalla 5.33. Gli errori standard sui parametri  $a_j$  sono infatti dati da  $\sigma^2(a_j) = C_{j,j}$ . Una volta che questi siano noti si possono *propagare* nelle relazioni che forniscono la magnitudine e ciò permette di ottenere una stima degli errori sulla magnitudine stessa. Questo metodo, però, fornisce le incertezze legate al procedimento con cui si effettua il *fitting*. In altre parole esso dà informazioni sull'intervallo di variazione dei singoli parametri che rendono la riproduzione dei dati *ragionevolmente* buona. Generalmente i valori ottenuti in questo modo tendono a sottostimare gli errori.

Una via più diretta, utilizzata generalmente dai *software* per la fotometria di campi affollati, consiste nell'uso di stelle artificiali di magnitudine nota, che vengono introdotte in posizioni casuali dell'immagine originale e rimisurate dal programma stesso. Le deviazioni delle magnitudini osservate rispetto a quelle reali forniscono direttamente la stima cercata. Naturalmente è possibile realizzare questa procedura per un intero intervallo di magnitudini e ciò porta alla costruzione di una curva degli errori, che fornisce le incertezze sulle stime in funzione della magnitudine o, se si vuole, del rapporto segnale/rumore.

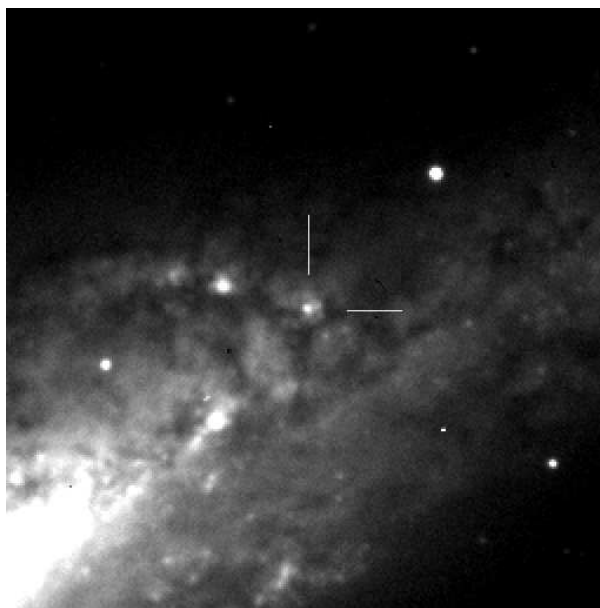
Nel caso della fotometria di campi affollati, le stelle artificiali vengono introdotte uniformemente su tutto il *frame* originale. L'unico criterio è che il loro numero non sia talmente grande da alterarne in modo significativo l'affollamento (Stetson, [12]). Nel caso di una SN sovrapposta ad un complesso BGR, è chiaro che ciò non è corretto, in quanto il risultato che si ottiene dal *fitting* è profondamente legato alla natura dell'ambiente circostante la SN stessa.

D'altro canto generare stelle artificiali nella posizione della SN darebbe risultati ovviamente erronei.

Vi sono due possibili soluzioni. La prima consiste nel sottrarre la SN riprodotta dal processo di *fitting* e nel generare le stelle artificiali nell'immagine risultante, in posizioni distribuite casualmente, entro un certo raggio dalla posizione della SN. La seconda opportunità, invece, è data dalla generazione delle stelle artificiali in una regione *simile* a quella in cui si trova la SN.

In casi in cui il BGR non sia complicato (e.g. galassie ellittiche) i due metodi forniscono risultati analoghi. Purtroppo, nelle situazioni più generali ciò non è più vero; per questo motivo si è implementata in SNOOPY la prima tecnica.

Il numero delle stelle artificiali, il raggio entro il quale esse vengono generate, il numero di intervalli di magnitudine e la loro separazione vengono definiti dall'utente. Il programma fornisce una tabella in cui viene riportato l'errore RMS in funzione del SNR valutato al picco delle singole stelle. Per ciascuno degli intervalli di magnitudine viene calcolata anche la frazione di stelle per cui c'è stata convergenza durante il *fitting*. Naturalmente i risultati sono attendibili quando questa frazione è pari



**Figura 5.3** : Il campo di NGC 4527 utilizzato per illustrare le capacità di SNOOPY. La posizione della SN artificiale è indicata dai due tratti nel centro dell'immagine.

all'unità.

L'intervallo di magnitudini per il quale si inizia ad avere valori inferiori fissa il limite del SNR sotto il quale il programma inizia a presentare dei problemi. Ciò significa che, statisticamente, a quella magnitudine la probabilità che la *routine* non sia più in grado di dare alcun risultato diviene non nulla. Questa magnitudine può essere assunta come *magnitudine limite* del programma.

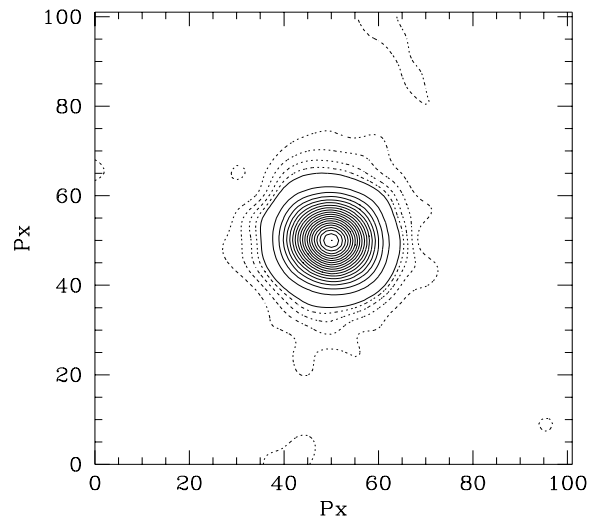
La stima della magnitudine limite raggiunta nel *frame* viene effettuata, invece, tramite una via più diretta. SNOOPY genera una sequenza di stelle aventi come PSF quella calcolata in precedenza, in una certa posizione. Per ciascuna stella, di magnitudine nota, viene calcolato il SNR. La magnitudine limite può essere fissata dall'utente usando una soglia statistica (SNR=3-5). L'analisi dell'immagine risultante fornisce un'immediato riscontro visivo di questo risultato.

## 5.7 Un esempio

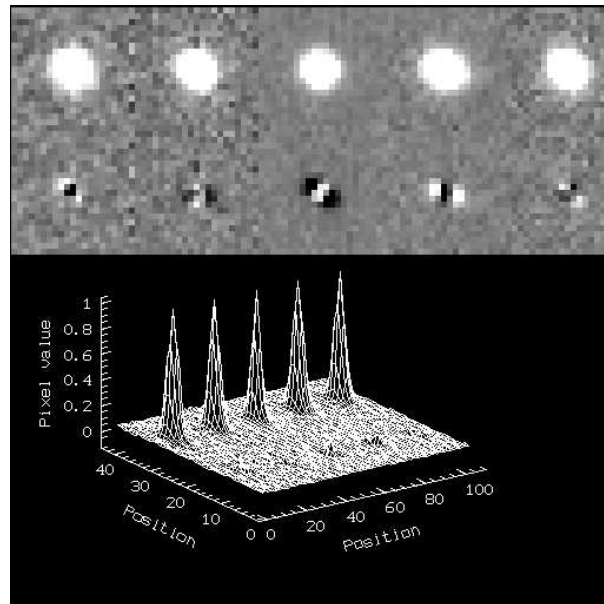
Per illustrare le possibilità di SNOOPY, in questo paragrafo viene discussa una simulazione che è stata operata tramite l'aggiunta di una SN artificiale in una certa posizione di un campo di NGC 4527. Tramite alcune stelle di campo si è costruita la PSF, che viene mostrata in Fig. 5.4. A questo punto l'utente può controllare se la scelta è buona, analizzando la sottrazione della PSF empirica dalle singole stelle. Tale test permette di capire, inoltre, se la PSF varia al mutare della posizione sul piano focale (v. Fig. 5.5).

Alla fine di questo processo SNOOPY produce due *output*. I parametri della PSF analitica ed i dati relativi alle singole stelle utilizzate, vengono salvati in un

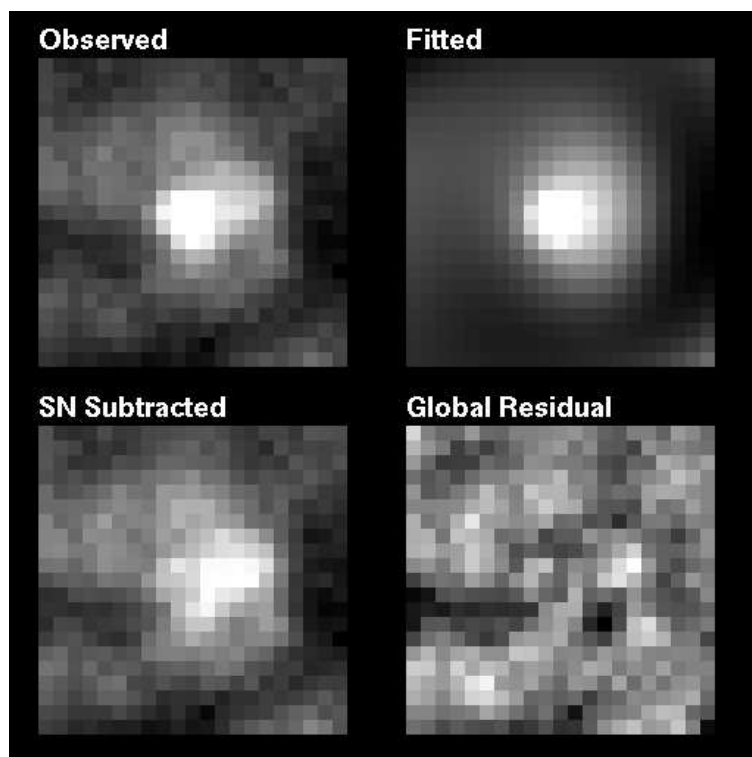




**Figura 5.4 :** *Contour plot* della PSF empirica ottenuta tramite 5 stelle di campo, selezionate nella regione mostrata nella Figura precedente. Le linee punteggiate indicano intensità inferiori al 5%, mentre le linee continue tracciano intensità a partire da tale valore, con un intervallo del 5%.



**Figura 5.5 :** Sottrazione della PSF empirica dalle stelle di campo utilizzate per la sua costruzione.



**Figura 5.6** : I risultati del *fitting* analitico operato da SNOOPY.

*file* (v. Fig. 5.2) mentre la PSF empirica viene salvata come un'immagine vera e propria (Fig. 5.4). A questo punto l'utente definisce la posizione della SN e di altre possibili componenti (stelle di campo, regioni HII, ...) e lancia la *routine* di *fitting*, utilizzando diverse opzioni. Ciò permette di riprodurre simultaneamente la SN ed una componente non-stellare, sovrapposte ad un complesso BGR. Un esempio di questa possibilità viene mostrato in Fig. 5.6, in cui sono state fornite al programma le posizioni della SN e della componente larga nella quale si trova immersa. Il *frame* originale (pannello in alto a sinistra) mostra la SN e la seconda componente, entrambe giacenti su un brillante braccio di spirale di NGC 4527 (v. anche Fig. 5.3). Il *fit* analitico, realizzato tramite due funzioni di Moffat ed un polinomio di 3<sup>o</sup> grado, fornisce i risultati presentati nel pannello in alto a destra. I residui che si ottengono dopo la sottrazione della SN e dell'intera immagine riprodotta vengono mostrati nei pannelli in basso, a sinistra e a destra rispettivamente.

## 5.8 Un approccio alternativo

Oltre all'usuale metodo di *fitting* appena descritto, si è pensato di implementare in SNOOPY un'approccio alternativo, costituito dall'applicazione della deconvoluzione a doppio canale, recentemente ideata da L. Lucy [7] e descritta da Hook & Lucy [5]. Si immagini che  $O(x, y)$  sia la funzione che descrive l'oggetto,  $P(x, y)$  sia la funzione di trasferimento (PSF) e che  $N(x, y)$  sia il rumore. L'immagine che si forma al piano

focale del telescopio sarà data dalla convoluzione fra la funzione  $O(x, y)$  e la PSF, alla quale andrà aggiunto il rumore:

$$I(x, y) = O(x, y) \otimes P(x, y) + N(x, y) \quad (5.57)$$

Per il teorema della convoluzione, nello spazio di Fourier si avrà :

$$\hat{I}(u, v) = \hat{O}(u, v) \hat{P}(u, v) + \hat{N}(u, v) \quad (5.58)$$

dove il simbolo  $\hat{\phantom{x}}$  indica la trasformata di Fourier della corrispondente funzione. Il passaggio alle trasformate ha l'effetto di semplificare notevolmente le cose, in quanto la convoluzione diviene una semplice moltiplicazione fra funzioni. Il problema della deconvoluzione si riduce, dunque, a ricostruire  $O(x, y)$  a partire dall'immagine osservata  $I(x, y)$ . E' chiaro che ciò diviene banale nel caso in cui il rumore sia nullo; in tal caso si avrà :

$$\hat{O}(u, v) = \frac{\hat{I}(u, v)}{\hat{P}(u, v)} \quad (5.59)$$

da cui, anti-trasformando, si ha  $O(x, y)$ . Nel caso reale la presenza di un forte, o comunque non trascurabile, rumore (ignoto) rende le cose molto più complesse. La soluzione non è unica e ciò richiede un processo detto di *regolarizzazione*. In altre parole, non è sufficiente analizzare il comportamento di  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \|I(x, y) - P(x, y) \otimes O(x, y)\|^2 \quad (5.60)$$

per determinare la soluzione del problema e si deve fare uso di algoritmi, che sono generalmente iterativi. Uno di questi, che ha avuto notevoli applicazioni nel restauro delle immagini di HST prima dell'istallazione di *COSTAR*, è quello di Richardson-Lucy [6], il cui algoritmo può essere scritto nel seguente modo:

$$O^{(n+1)}(x, y) = O^{(n)} \left( \frac{I(x, y)}{I^{(n)}(x, y)} \otimes P^*(x, y) \right) \quad (5.61)$$

dove  $I^{(n)}(x, y) = P(x, y) \otimes O^{(n)}(x, y)$  e  $P^*(x, y)$  è il complesso coniugato di  $P(x, y)$ . Durante il processo iterativo, viene calcolato l'errore all'iterazione n-esima, definito da:

$$R^{(n)}(x, y) = I(x, y) - P(x, y) \otimes O^{(n)}(x, y) \quad (5.62)$$

che può essere espresso anche come:

$$R^{(n)}(x, y) = C_{np}(x, y) + \sum_{j=1}^{np} w_j(x, y) \quad (5.63)$$

dove  $C_{np}(x, y)$  è la componente più *smooth* e  $w_j$  sono i termini a frequenza più alta. Accade che non tutte queste componenti siano statisticamente significative e

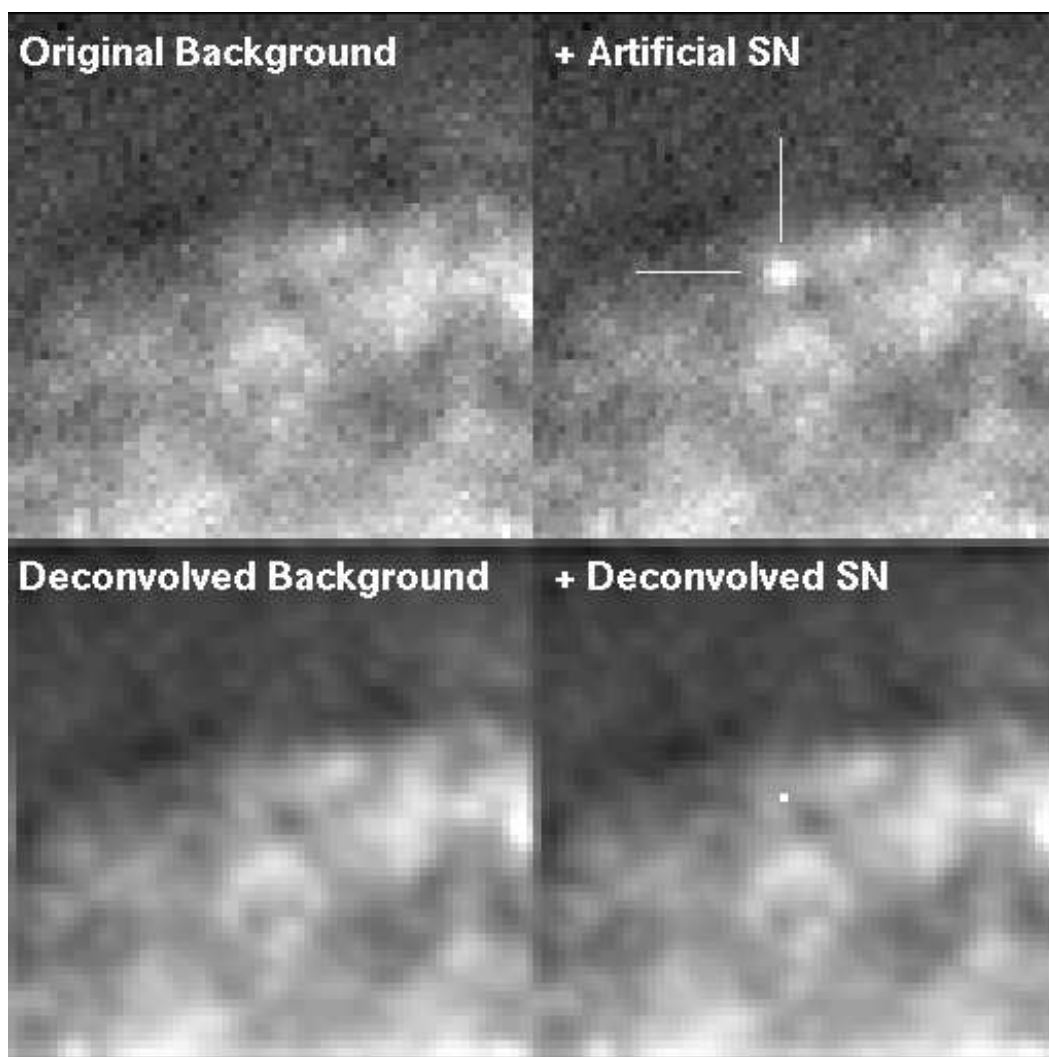
possano essere sopresse. Ciò si traduce in una nuova stima dell'errore all'iterazione  $n$ -esima,  $\bar{R}^{(n)}(x, y)$ , di modo che l'algoritmo di Richardson–Lucy diviene:

$$O^{(n+1)}(x, y) = O^{(n)} \left( \frac{I^{(n)} + \bar{R}^{(n)}}{I^{(n)}} \otimes P(-x, -y) \right) \quad (5.64)$$

Questo metodo fornisce dei buoni risultati per gli oggetti estesi, mentre crea degli artefatti (*ringing*) attorno agli oggetti stellari. Il problema è stato risolto facendo uso dell'informazione, fornita dall'utente, circa la posizione delle sorgenti stellari. I dettagli matematici dell'intero processo sono piuttosto complicati (Lucy [7]) ed esulano dagli scopi di questa Tesi. A grandi linee, l'immagine in ingresso viene trattata in due canali separati: uno di essi contiene le sorgenti puntiformi ( $\delta$ -functions) mentre l'altro contiene un modello della distribuzione del *background*. Quest'ultima viene *regolarizzata* tramite l'uso di un termine di *entropia*, fissato a discrezione dell'utente. Nel caso in cui questo termine sia nullo il metodo coincide esattamente con quello di Richardson–Lucy.

Questo algoritmo è stato introdotto in SNOOPY implementandovi il programma di pubblico dominio PLUCY, sviluppato da R. Hook. Un'esempio dell'applicazione di questo metodo viene illustrato in Fig. 5.7, dove una SN artificiale è stata aggiunta ad un campo di NGC 4527 e 30 iterazioni di MPLUCY sono state applicate all'immagine risultante. Dopo la deconvoluzione tutto il flusso della SN è contenuto in un singolo *pixel* (v. pannello in basso a destra). In questo caso, sia il metodo di *fitting* che l'algoritmo di Richardson–Lucy forniscono magnitudini che differiscono di pochi 0.01 *mag* da quella reale (il SNR al picco della SN è circa 10), mentre la fotometria di apertura è 0.5 *mag* troppo brillante.

Attualmente questo nuovo metodo è sotto esame, in quanto paiono esserci delle limitazioni legate al campionamento dell'immagine. Infatti, per costruzione, il metodo prevede che la posizione degli oggetti stellari possa essere introdotta solo come intero. Se il *seeing* è buono ciò comporta degli errori significativi nella posizione degli oggetti, che al momento possono essere ridotti solo introducendo nella PSF e nell'immagine originale la *pixellazione*.



**Figura 5.7** : Un esempio dell'applicazione della deconvoluzione a doppio canale tramite l'algoritmo di Richardson–Lucy. Una stella artificiale è stata aggiunta ad un campo di NGC 4527. La PSF empirica, costruita da SNOoPY mediante alcune stelle di campo, la posizione della SN ed una stima iniziale della magnitudine dell'oggetto vengono forniti dall'utente assieme ad alcune opzioni per la deconvoluzione.



# Bibliografia

- [1] Barbon, R., Benetti, S., Cappellaro, E., Patat, F., Turatto, M. & Iijima, T., 1995, *A&AS* **110**, 513
- [2] Buonanno, R., Buscema, G., Corsi, C. E., Ferraro, I. & Iannicola, G., 1983, *A&A* **126**, 278
- [3] Debray, B., Llebaria, A., Dubout–Crillon, R. & Petit, M., 1994, *A&A* **281**, 613
- [4] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., et al., 1994, *AJ*, **108**, 2226
- [5] Hook, R. N. & Lucy, L. B., 1994, in *The restoration of HST images and spectra*, ed. Hanisch, R. J. & White, R. L., Space Telescope Science Institute, Baltimore
- [6] Lucy, L. B., 1974, *AJ* **79**, 745
- [7] Lucy, L., 1994, in *The restoration of HST images and spectra*, ed. Hanisch, R. J. & White, R. L., Space Telescope Science Institute, Baltimore
- [8] Patat, F., Benetti, S., Cappellaro, E., Della Valle, M., Danziger, J., Mazzali, P. A. & Turatto, M., 1996, *MNRAS*, **278**, 111
- [9] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P., 1992, *Numerical Recipes*, 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge
- [10] Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. V., Van Dyk, S., Paik, Y., Penh, C., Marchall, L. A., Laaksonen B. D., Macintosh, B & McLean, I. S., 1995, *AJ* **109**, 2121
- [11] Schechter, P. L., Mateo, M. & Saha, A., 1993, *PASP*, **105**, 1342
- [12] Stetson, P. B., 1987, *PASP* **99**, 191
- [13] Turatto, M., Benetti, S., Cappellaro, E., Danziger, I. J., Della Valle, M., Gouiffes, C., Mazzali, P. A. & Patat, F., 1996, *MNRAS*, submitted
- [14] Wells, D. C., Greisen, E. W. & Harten, R. H., 1981, *A&AS* **44**, 363
- [15] Wells, L.A., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al., 1994, *AJ*, **108**, 2233





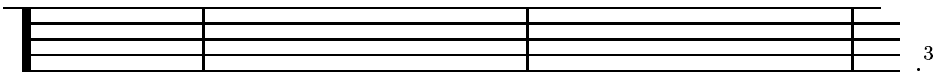
## Ringraziamenti

Un sentito ringraziamento va al prof. Roberto Barbon, per i consigli e la pazienza con cui mi ha seguito in questi anni. Al prof. John Danzinger, per l'aiuto ed il sostegno che mi ha dato durante la permanenza a ESO. A Enrico Cappellaro e Massimo Turatto (e viceversa) per avermi più volte *massacrato*, convinto a cambiare idea e stimolato a rendere questo lavoro migliore. A Stefano Benetti, cui devo gran parte della mia esperienza al telescopio e nella riduzione dei dati. Al *copâri* Giovanni Carraro, con cui ho condiviso molte battaglie, molte FRANZISKANER e svariate forme di Montasio<sup>TM</sup>. A Paolo Mazzali, che mi ha incoraggiato nello studio dell'emissione di H $\alpha$  in 1993J e mi ha fornito i suoi risultati per la parte dedicata agli spettri sintetici di 1994D. A Markus Kissler-Patig e a tutti gli *student e fellow*, per l'indimenticabile periodo passato a Garching. Fra questi voglio ricordare Frederic Courbin, che mi ha introdotto nel mondo *osrevni* della deconvoluzione. Un ringraziamento particolare va a Leon Lucy, per avermi suggerito l'uso dell'algoritmo da lui ideato.

Fra tutti coloro che mi hanno aiutato vi è un gruppo di persone di Mosca, cui sono particolarmente grato: Nikolaj Chugaj, per tutto quello che mi ha insegnato circa l'emissione alle fasi avanzate; *batiuska* Sergej Blinnikov, per una notevole discussione intorno alle espansioni omologhe ed altrettanto notevoli conversazioni sulla Santa Madre Russia; Victor Utrobin, per le informazioni concernenti i suoi modelli di 1993J e Dimitri Tsvetkov, per avermi mandato i suoi dati.

Non vanno poi dimenticati Dave Branch, mio *referee* di fiducia, per i preziosi commenti e suggerimenti, Craig Wheeler, per aver reso disponibile lo spettro di 1983N ottenuto al McDonald e William Neely, per le immagini CCD di 1994D.

La mia riconoscenza va anche ai Tecnici di Cima Ekar, specialmente per l'assistenza prestatami durante le osservazioni di 1993J, e a Tim Abbott, Roland Gredel, Bo Reipurth, Hector Vega e Manuel Pizarro per il prezioso e cortese aiuto ricevuto a



Desidero ringraziare, infine, i Direttori dell'Osservatorio e del Dipartimento di Astronomia dell'Università di Padova, per l'ospitalità concessami presso le foresterie di Asiago e Jaqueline Bergeron, per la mia permanenza allo *European Southern Observatory*.

*Garching bei München, 14 Febbraio 1996*

---

<sup>3</sup>Dall'*Overture* della *Suite* per orchestra BWV 1067 in Si minore, di J. S. Bach. Libera trascrizione.