

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA  
Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”  
Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA

**Espansione accelerata dell’Universo: evidenze  
osservative di supernove lontane**

Relatore:  
Professore Alberto Franceschini

Laureando:  
Francesco Cenedese



## Sommario

<b>INTRODUZIONE</b>	<b>1</b>
<b>1. STRUTTURA GENERALE DELL'UNIVERSO</b>	<b>3</b>
<b>1.1 ESPANSIONE DI HUBBLE</b>	<b>3</b>
<b>1.2 PRINCIPIO COSMOLOGICO</b>	<b>4</b>
<b>1.3 ETA' DEGLI AMMASSI COME LIMITE ALL'ETA' DELL'UNIVERSO</b>	<b>5</b>
<b>1.4 METRICA DI ROBERTSON WALKER ED EQUAZIONI DELLA DINAMICA COSMICA</b>	<b>6</b>
<b>2. OSSERVABILI COSMOLOGICI</b>	<b>10</b>
<b>2.1 IL REDSHIFT COSMOLOGICO</b>	<b>10</b>
<b>2.2 LA DISTANZA DI LUMINOSITA'</b>	<b>12</b>
<b>3. SUPERNOVE COME INDICATORI DI DISTANZA</b>	<b>16</b>
<b>3.1 CLASSIFICAZIONE</b>	<b>16</b>
<b>3.2 MECCANISMI ESPLOSIONE</b>	<b>18</b>
3.2.1 SCENARIO A SINGOLA DEGENERAZIONE	19
3.2.2 SCENARIO A DOPPIA DEGENERAZIONE	21
<b>3.3 CURVE DI LUCE</b>	<b>22</b>
<b>4. PRIMA PROBLEMATICA: ESTINZIONE DA POLVERI</b>	<b>27</b>
<b>4.1 EFFETTO DELLE POLVERI NELLA STIMA DELLE DISTANZA</b>	<b>27</b>
4.1.1 ASSORBIMENTO	28
4.1.2 EMISSIONE DELLE POLVERI	33
<b>4.2 CONSEGUENZE SU OSSERVAZIONI DI SUPERNOVE LONTANE</b>	<b>34</b>
<b>5. SECONDA PROBLEMATICA: EVOLUZIONE CHIMICA</b>	<b>37</b>
<b>5.1 EVOLUZIONE CHIMICA</b>	<b>37</b>
<b>5.2 CONSEGUENZE SULLE OSSERVAZIONI</b>	<b>40</b>
<b>6. SELEZIONE DI UN CAMPIONE DI SN Ia "PURE"</b>	<b>41</b>
<b>7. CONCLUSIONI</b>	<b>44</b>
<b>8. APPENDICE 1</b>	<b>46</b>
<b>9. BIBLIOGRAFIA</b>	<b>47</b>



## INTRODUZIONE

Fin dall'antichità l'uomo è sempre stato attratto dalla maestosità del cielo guardando alle stelle per trovare la via di casa. Il campo di vista nel corso degli anni si è allargato sempre più; se per gli antichi greci la Terra rappresentava il centro dell'Universo, con l'evoluzione del pensiero e delle conoscenze scientifiche si è arrivati a considerarla come un punto qualsiasi caratterizzato da condizioni favorevoli alla vita. Pensare che, nonostante oltre 2000 anni di storia, alcuni problemi rimangano per lo più inalterati fa sorridere; misurare le distanze degli oggetti celesti, per esempio, è un problema che accomuna l'epoca attuale con i primi astronomi, seppur con le dovute proporzioni. La domanda principale della cosmologia moderna è riuscire a spiegare l'Universo nella sua interezza, descrivendone la struttura e l'evoluzione nel corso del tempo; il metodo migliore per fare ciò consiste nel determinare le distanze di stelle esplose miliardi di anni fa, la cui luce giunge a noi solo ora. Una volta ottenute migliori conoscenze, si riescono ad ottenere risultati sempre più sorprendenti accompagnati inesorabilmente da domande sempre più sconcertanti ma, in fondo in fondo, non così diverse da quelle di un tempo. L'unica certezza di ora come allora è il progresso del pensiero umano e la garanzia che grazie alla curiosità degli uomini che ci hanno preceduto possiamo anche noi oggi fare parte di questa catena intellettuale che spinge l'uomo verso sempre nuovi orizzonti.

Con questa tesi si vuole cercare di discutere le proprietà di una particolare categoria di stelle e le conseguenze dirette che questi oggetti celesti hanno nella cosmologia. Per arrivare a questo punto è però necessario prima riassumere le basi cosmologiche che hanno portato alle concezioni odierne.

Nel primo capitolo è stata spiegata la struttura generale dell'Universo, descrivendone le caratteristiche intrinseche ottenute dalle osservazioni e i fondamenti teorici delle conoscenze cosmologiche moderne. In particolare nel primo paragrafo viene esposta la prima prova osservativa dell'espansione dell'Universo con la legge di Hubble scoperta nel 1929. Accanto ai dati osservativi è stato introdotto il principio cosmologico (1.2) la cui concezione discerne dalla perdita di centralità dell'uomo, iniziata già con Copernico e l'eliocentrismo. A questo punto si è voluto sottolineare l'importante legame che intercorre fra teoria e osservazioni, stabilendo la datazione degli ammassi globulari più antichi in modo da garantire un limite inferiore al tempo cosmico universale (1.3).

Il primo capitolo si conclude con una descrizione fisico-matematica della metrica dell'Universo e delle equazioni che ne garantiscono l'evoluzione temporale, soffermandosi su alcuni importanti parametri che ci permettono di caratterizzare la struttura del Cosmo con semplici

valori numerici (1.4).

Grazie alle considerazioni dell'ultimo paragrafo del capitolo 1 si può procedere con il capitolo 2, in cui vengono espressi i principali osservabili cosmologici con misure di distanza, redshift, flussi, luminosità, ecc.. in modo tale da descrivere la propagazione dei fotoni nello spazio-tempo.

Nel capitolo 3 si introducono per la prima volta le supernove, concentrandosi su una particolare classe chiamata Ia, evidenziandone la straordinaria importanza che esse hanno nella descrizione generale del Cosmo. E' stata dunque analizzata nel paragrafo 3.1 la classificazione spettrale, soffermandosi sulle differenze fra le supernove di tipo Ia rispetto alle altre e del perché le prime sono state prese in esame. Nel secondo paragrafo del capitolo 3 è stata esaminata la differenza fra i possibili meccanismi di esplosione delle supernove Ia: "a singola" o "a doppia degenerazione". A questo punto vengono introdotte nel terzo paragrafo le varie tipologie di curve di luce osservate da diversi studi e di come queste comportino, grazie al diagramma di Hubble, un Universo dominato dalla materia oscura. Per cercare di approfondire e migliorare questi risultati clamorosi è però necessario affrontare alcune problematiche che infettano i dati osservativi causando errori sistematici nelle misurazioni. Un primo problema, introdotto nel capitolo 4, è quello legato alle polveri e di come queste possano comportare errori sulle distanze osservate. In particolare sono descritte le principali caratteristiche della polvere e dei meccanismi per cui la luce proveniente da una stella viene assorbita (4.1.1) ed emessa (4.1.2). Nel paragrafo seguente (4.2) si affrontano le conseguenze che queste particelle provocano nelle osservazioni evidenziando i risultati ottenuti da diversi articoli scientifici negli scorsi anni.

Un secondo problema (5.1) per le determinazioni delle esatte curve di luce delle supernove Ia è quello legato alla creazione di due differenti tipologie in base alla distribuzione della materia nell'Universo, al progredire del tempo cosmico, ed al tempo di vita dei loro progenitori. In particolare queste due tipologie di supernove rinominate "prompt" e "delayed" sono, in effetti, state determinate e non risultano uniformemente distribuite al variare del redshift; perciò si sottolineano nella sezione 5.2 le conseguenze di cui tenere conto a causa di questo problema di disomogeneità spazio-temporale.

Infine nel capitolo 6. viene analizzato un articolo di Pruzhinskaya et al. del 2011, in cui si cercano di evitare i problemi di analisi descritti nei capitoli precedenti ragionando su una particolare classe di supernove Ia detta "pure". Questo particolare sottogruppo è stato confrontato con le tipiche supernove Ia ottenendo risultati più affidabili, dimostrandosi una classe più omogenea. Si sono volute quindi verificare le conseguenze delle supernove "pure" nella determinazione dei parametri cosmologici.

# 1. STRUTTURA GENERALE DELL'UNIVERSO

## 1.1 ESPANSIONE DI HUBBLE

Uno dei primi passi fondamentali della cosmologia moderna fu la relazione lineare, trovata nel 1929 da Edwin Hubble, fra la distanza radiale di una galassia, stimata utilizzando i classici indicatori (cefeidi, RR Lyrae, parallasse, supernove..), e il redshift ( $z$ ) misurato spettroscopicamente, ossia lo spostamento verso il rosso delle righe spettrali. Il risultato fu che le galassie più distanti dalla Terra si allontanano con velocità maggiori rispetto a quelle più vicine secondo la relazione lineare:

$$v = H_0 d \quad [1.1.0]$$

dove  $H_0$  è la costante di Hubble,  $v$  è la velocità relativa tra sorgente e osservatore e  $d$  è la distanza che li separa; tale formula dimostra inequivocabilmente che l'Universo è in espansione.

Gli spostamenti in lunghezza d'onda delle righe spettrali sono una conseguenza dei moti relativi fra l'osservatore e le stelle o galassie osservate, dunque, nel Gruppo Locale gli spostamenti Doppler risultano shiftati per lo più verso il blu, ossia in avvicinamento, poiché l'attrazione gravitazionale risulterà dominante.

Per l'Universo Locale quindi bisognerà tenere conto dei moti propri delle galassie, aggiungendo il rapporto fra le velocità peculiari ( $v_{pec}$ ) e la velocità della luce ( $c$ ), ottenendo la seguente formula:

$$z \cong \frac{H_0}{c} d + \frac{v_{pec}}{c} \quad [1.1.1]$$

nella quale  $v_{pec}$  può essere positivo o negativo a seconda se il moto relativo è in avvicinamento o in allontanamento.

Al crescere delle scale spaziali, tuttavia, i moti propri risulteranno sempre più trascurabili, inoltre finché consideriamo valori minimi di redshift ( $z \ll 1$  o  $v \ll c$ ), questo sarà sempre interpretato come effetto Doppler:

$$z \cong \frac{H_0}{c} d \quad [1.1.2]$$

Osservando a  $z$  maggiori la costante  $H_0$  viene definita più correttamente come parametro di Hubble  $H(t)$ , in quanto non è una vera costante ma varia in funzione del tempo. Essa sarà dunque dipendente dall'evoluzione dell'Universo su grande scala, poiché ogni osservatore (ogni galassia) sta vivendo una legge di Hubble Locale con un tasso di espansione che dipende dall'epoca cosmica, quindi in generale non possiamo considerare costante  $H_0$  per tutto l'Universo.

Secondo le ultime osservazioni di Riess<sup>[1]</sup>, principalmente condotte misurando accuratamente le distanze di varie galassie dell'ammasso della Vergine in particolare con il metodo delle cefeidi (con Hubble Space Telescope), il suo valore attuale è:

$$H_0 = 73.48 \pm 1.66 \frac{Km}{s Mpc} \quad [1.1.3]$$

Osservazioni che sfruttano il fondo cosmico nelle microonde hanno tuttavia evidenziato valori della costante di Hubble con estrema precisione ma non consistenti con le misure ottenute da Riess. I valori ottenuti da *Planck Collaboration*<sup>[2]</sup>, ricavati dallo studio delle anisotropie della CMB, certificano infatti un valore della costante di Hubble pari a:

$$H_0 = 66.93 \pm 0.62 \frac{Km}{s Mpc} \quad [1.1.4]$$

Conferme indipendenti della costante di Hubble sono fondamentali per ottenere misure più convincenti; inoltre studiando le discrepanze ottenute dai due metodi si comprenderà meglio se il problema è legato ad un'origine cosmologica o sistematica.

Queste misurazioni risultano decisive per le osservazioni cosmologiche poiché valori accurati di  $H_0$  consentono di ridurre l'errore sistematico associato alla distanza di luminosità come si vedrà nella formula [2.2.5].

## 1.2 PRINCIPIO COSMOLOGICO

Fin dai primi modelli cosmologici, come quella di Einstein del 1917, un aspetto fondamentale è rivestito dal principio cosmologico: esso afferma che l'Universo, visto da osservatori fondamentali (punti fermi rispetto al substrato cosmico), appare omogeneo e isotropo. Ciò significa che l'Universo può evolvere nel tempo modificando le proprie proprietà, ma deve anche, per un dato istante del tempo cosmico, apparire piuttosto omogeneo a prescindere dalla direzione in cui si guarda. In particolare la densità di materia ( $\rho$ ) sarà dunque uguale per ogni punto dell'Universo, ma evolve nel tempo ( $t$ ) secondo l'equazione:

$$\rho(t) = \rho(t_0) \frac{R(t_0)^3}{R(t)^3} \quad [1.2.0]$$

nella quale  $R(t)$  è il raggio di scala al trascorrere del tempo cosmico mentre i pedici indicano i valori al tempo cosmico attuale.

Tale principio dovrebbe ovviamente valere solo su scale spaziali grandi, superiori al centinaio di megaparsec (Mpc), poiché su scale minori si manifestano anisotropie sempre più evidenti. Entro alcune decine di Mpc, l'Universo appare, infatti, decisamente ben strutturato a partire dal Gruppo Locale, le galassie costituiscono ammassi di galassie, come quello della Vergine, e questi ultimi confluiscono in superammassi, formando una struttura di forma filamentosa. Accanto a queste strutture ben definite vi sono delle zone di grandi vuoti in cui la densità di materia è esigua.

A confermare la validità del principio cosmologico vi sono moltissime prove osservative caratterizzanti epoche diverse del nostro Universo. Le mappe all-sky di IRAS effettuate nel lontano infrarosso, infatti, testimoniano le stelle e galassie presenti fino a circa 500 Mpc mentre le osservazioni in radio di Nuclei Galattici Attivi e quasar, essendo estremamente luminosi, garantiscono l'isotropia fino a molte migliaia di Mpc.

Ulteriori verifiche del principio cosmologico sono ottenute dalle componenti fotoniche diffuse, come il fondo X e il fondo cosmico primordiale delle microonde (CMB, Cosmic Microwave Background). Il fondo cosmico a raggi X è dovuto all'emissione integrata di popolazioni di Nuclei Galattici Attivi (galassie di Seyfert e quasar) ad una distanza spazio-temporale di migliaia di Mpc, mentre la radiazione cosmica di fondo delle microonde, proviene direttamente dal plasma primordiale e certifica una condizione di omogeneità e isotropia pari a qualche parte su 100.000 (0.001%) sino a circa 400.000 anni dopo il Big Bang.

### 1.3 ETA' DEGLI AMMASSI COME LIMITE ALL'ETA' DELL'UNIVERSO

Un'altra prova osservativa importante consiste nella datazione degli ammassi stellari antichi; in questo modo è possibile porre, infatti, dei vincoli minimi ben precisi sull'età del nostro Universo. Questo metodo si basa su una relazione fra la massa delle stelle al momento di turn-off e l'epoca dell'origine dell'ammasso. Dal diagramma H-R di un ammasso si osserva un piegamento delle Sequenza principale in cui le stelle si spostano verso il ramo delle giganti rosse a causa del completo bruciamento dell'idrogeno. Al decrescere della luminosità, e dunque della massa ( $M$ ) delle stelle nel punto di turn-off dell'ammasso, l'età dell'ammasso cresce secondo la formula:

$$\Delta t = 1.5 \cdot 10^{10} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1,9} \text{ yrs} \quad [1.3.0]$$

nella quale  $M_{\odot}$  indica le masse solari.

In particolare per l'ammasso 47 Tucanae, ad oggi uno degli ammassi stellari più antichi, la massa del turn-off è tra 1 e  $1.2 M_{\odot}$  dalla quale si ottiene un'età dell'ammasso di poco meno di 13 Gyrs.

#### 1.4 METRICA DI ROBERTSON WALKER ED EQUAZIONI DELLA DINAMICA COSMICA

Il principio cosmologico sta alla base della metrica che permette di descrivere l'Universo: la metrica di Robertson-Walker.

Questa permette di descrivere l'Universo con diversi tipi di geometria: a curvatura positiva (Universo sferico,  $k=1$ ), a curvatura nulla (Universo piatto,  $k=0$ ), a curvatura negativa (Universo iperbolico, a forma di sella,  $k=-1$ ) a seconda del valore del parametro costante di curvatura ( $k$ ). La metrica di Robertson-Walker (RW) in coordinate comoventi sferiche  $r, \theta, \phi$  risulta essere:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad [1.4.0]$$

in cui  $t$  è il tempo proprio mentre  $a(t)$  è il fattore di scala dell'Universo e dipende solo dal tempo poiché se dipendesse anche dalla posizione si violerebbe il principio cosmologico. Il valore  $a(t)$  è definito dal rapporto fra il raggio di scala al passare del tempo cosmico e il raggio di scala al tempo cosmico attuale ( $a(t) \equiv R(t)/R(t_0)$ ) e dunque descrive come si espande l'Universo e quindi come varia la distanza fisica fra due punti del cosmo.

Questa metrica, essendo basata sul principio cosmologico, è valida solo su grandi scale spaziali poiché su scale minori la gravità è dominata dalle stelle (o galassie) e la metrica più adatta è quella di Schwarzschild. Nonostante ciò, la metrica di Robertson-Walker è molto generale poiché è indipendente dalla relatività generale e dunque, anche in presenza di una nuova teoria sulla gravitazione, i risultati ottenuti non verrebbero intaccati.

La metrica di Robertson-Walker fornisce una rappresentazione generale della metrica dell'Universo, ma non fornisce una descrizione dinamica dell'evoluzione del fattore di scala  $a(t)$  e non stabilisce se l'Universo è chiuso, piatto o aperto ( $k=1,0,-1$ ); per questo sono necessarie le equazioni di Friedmann.

Tali equazioni sono ricavabili da un'interpretazione dell'Universo basata sulla teoria della relatività generale poiché questa, a differenza

della teoria newtoniana, tiene conto delle deformazioni spazio-temporali dovute alla materia gravitante a grandi scale spaziali.

Inoltre un'altra importante differenza sta nell'interpretazione di come avviene l'espansione dell'Universo. Non come per la trattazione newtoniana che prevede una sfera e dunque un'espansione da un punto privilegiato, né intesa come il moto di particelle che si allontanano fra loro, ma bensì come uno "stiramento" dello spazio. Il redshift, dunque, deve essere inteso, piuttosto che come effetto Doppler, come una proprietà dello spazio, almeno per grandi distanze cosmiche.

Dalle equazioni di campo della relatività generale si trovano le due equazioni di Friedmann che, nella loro espressione più generale, si scrivono:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{8\pi G}{3} \rho R^2(t) - kc^2 + \frac{\Lambda}{3} R^2(t) \quad [1.4.1]$$

e

$$\ddot{R}(t) = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right) R(t) + \frac{\Lambda}{3} R(t) \quad [1.4.2]$$

dove  $G$  è la costante di gravitazione universale mentre  $\Lambda$  rappresenta la costante cosmologica (vedi appendice 1).

Ponendo a zero le sorgenti di pressione ( $P$ ) e densità ( $\rho$ ) si nota che la seconda equazione descriverebbe un Universo in moto di espansione accelerata se la costante cosmologica è definita positiva. Questo parametro è interpretato come una costante universale e viene inteso come l'energia del vuoto. Dal momento che l'energia è legata alla materia tramite la famosa formula di Einstein ( $E = mc^2$ ) la costante cosmologica influisce sulla gravità contrapponendosi ad essa.

Interpretando la costante cosmologica in funzione della densità di energia del vuoto ( $\rho_v$ ), si può osservare che essa necessariamente genera una pressione negativa  $p_v = -c^2 \rho_v$  che favorisce l'espansione dell'Universo. Poiché la costante cosmologica è costante, anche la densità di energia del vuoto deve essere una costante universale mentre la densità di materia gravitante ( $\rho_m$ ) e di particelle relativistiche ( $\rho_\gamma$ ) evolvono nel tempo secondo le seguenti equazioni:

$$\rho_m(t) = \rho(t_0) a^{-3} \quad \rho_\gamma(t) = \rho_\gamma(t_0) a^{-4} \quad [1.4.3]$$

in cui  $\rho(t_0)$  e  $\rho_\gamma(t_0)$  sono la densità riferite al tempo cosmico attuale. Un fattore proporzionale a  $a^{-3}$  è dovuto, come prevedibile, alla densità numerica di particelle al variare del volume, mentre la differenza fra l'evoluzione di materia e radiazione è essenzialmente causato dalla

variazione di energia dei fotoni al trascorrere del tempo cosmico. Se infatti le particelle massive non perdono energia nel tempo, i fotoni degradano di un fattore linearmente proporzionale al fattore di scala  $a(t)$  (vedasi capitolo 2.1).

Un parametro comunemente utilizzato per descrivere il tasso di accelerazione dell'Universo è  $q(t)$  che al tempo attuale viene espresso come  $q_0$ . Questo parametro è legato alla derivata seconda del fattore di scala dall'equazione:

$$q(t) \equiv -\frac{R(t)\ddot{R}(t)}{\dot{R}^2(t)} \quad [1.4.4]$$

Solitamente, i termini che caratterizzano l'espansione dell'Universo, presenti nella prima equazione di Friedmann, vengono riscritti come parametri cosmologici di densità associata alla materia ( $\Omega_m$ ), alla costante cosmologica ( $\Omega_\Lambda$ ) e al parametro di curvatura ( $\Omega_k$ ):

$$\Omega_m(t) \equiv \frac{8\pi G}{3H^2(t)}\rho_m(t), \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H^2}, \quad \Omega_k \equiv -\frac{k}{a^2H^2} \quad [1.4.5]$$

dove  $\Omega_m$  è definita dal rapporto fra la densità media e la densità critica al variare del tempo cosmico  $\Omega_m(t) \equiv \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)}$ ; la densità critica vale:

$$\rho_c(t) \equiv \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \quad [1.4.6]$$

Elaborando la prima equazione di Friedmann con queste nuove quantità, si ottiene una relazione fondamentale fra la geometria dell'Universo e i parametri cosmologici:

$$\begin{aligned} 0 < \Omega_m + \Omega_\Lambda < 1 & \quad \text{Universo aperto} \\ \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 & \quad \text{Universo piatto} \\ \Omega_m + \Omega_\Lambda > 1 & \quad \text{Universo chiuso} \end{aligned} \quad [1.4.7]$$

Nonostante i singoli parametri evolvono nel tempo con andamenti differenti, come si può vedere dalla definizione dei parametri cosmologici, è possibile dimostrare che la loro somma deve rimanere costante; in particolare se  $k=0$  ad un determinato istante del tempo cosmico allora l'Universo risulterà piatto per ogni istante del tempo cosmico.

Come detto la costante cosmologica può assumere in linea teorica qualunque valore, sia positivo che negativo, comportando scenari fortemente variegati. I differenti tipi di Universo al variare dei parametri cosmologici sono mostrati in Figura 1.1.

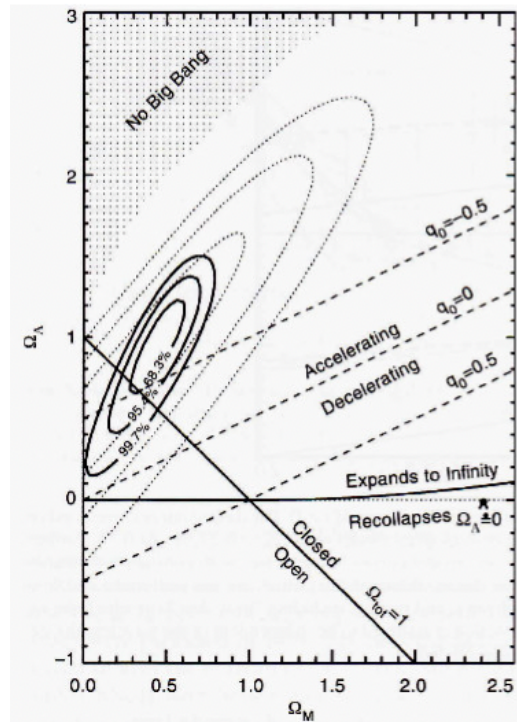


Figura 1.1: rappresentazione di come i modelli descrivono l'Universo in funzione dei parametri cosmologici  $\Omega_m$  e  $\Omega_\Lambda$  al tempo attuale. Figura tratta da Schneider<sup>[68]</sup>

In Figura 1.1 le curve ellissoidali rappresentano i contorni di probabilità che i valori dei parametri cosmologici si trovino all'interno dell'ellisse. Questi risultati, basati sui diagrammi di Hubble delle SN Ia suggeriscono un Universo piatto in espansione accelerata.

## 2. OSSERVABILI COSMOLOGICI

### 2.1 IL REDSHIFT COSMOLOGICO

A prescindere dal modello cosmologico è possibile collegare le proprietà intrinseche degli oggetti distanti a quelli osservati attraverso delle tecniche osservative molto importanti.

Se consideriamo due eventi collegati fra loro da un segnale luminoso, essi sono separati, per definizione, da una distanza spazio-temporale nulla:  $ds^2 = 0$ . Inoltre, per il principio cosmologico, per un certo tempo, ogni punto dello spazio è equivalente, perciò si può considerare che il raggio di luce viaggi lungo una geodetica cosmica, in modo tale da non far variare gli angoli fra sorgente e osservatore ( $d\theta = d\phi = 0$ ). Fatte queste premesse, dalla metrica RW si ricava:

$$\frac{c dt}{a(t)} = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad [2.1.0]$$

da questa, integrando lungo la coordinata radiale comoving e tenendo conto delle differenze fra il tempo di emissione ( $t_e$ ) e quello di ricezione ( $t_0$ ) della luce, si ottiene l'equazione fondamentale con cui gli intervalli temporali scalano con il tempo cosmico:

$$\frac{dt_e}{a(t_e)} = \frac{dt_0}{a(t_0)} \quad [2.1.1]$$

Se adesso, si considera il redshift  $z$  come la variazione delle frequenze fotoniche ( $\Delta\nu$ ) dal sistema di riferimento dell'emettitore a quello dell'osservatore:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu_e - \nu_0}{\nu_0} = z \quad [2.1.2]$$

l'equazione precedente diventa:

$$\frac{dt_0}{dt_e} = \frac{\nu_e}{\nu_0} = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} = 1 + z \quad [2.1.3]$$

Da questa equazione risulta che, nell'osservare la luce proveniente da grandi redshift, i fotoni subiscono uno spostamento verso maggiori lunghezze d'onda, a causa dell'espansione dell'Universo. Il redshift cosmologico è dunque intrinsecamente legato al fattore di scala; in particolare osservare un oggetto a redshift 3 significa studiare l'Universo quando il fattore di scala era un quarto di quello attuale e le distanze fra gli osservatori fondamentali erano un fattore 4 più piccole

di quelle attuali (Universo  $\frac{1}{4}$  attuale). Detto ciò, non è comunque possibile osservare a redshift maggiori di 1000 poiché l'Universo a quell'epoca era completamente opaco a causa della presenza di plasma completamente ionizzato. Il significato profondo del redshift cosmologico è quindi molto diverso da quello "locale" interpretato come effetto Doppler causato dal moto relativo fra sorgente e osservatore.

Questi risultati comportano importanti conseguenze sulle curve di luce delle supernove Ia, come si vede nelle Figure 2.2 e 2.3. La durata di un evento di supernova, il cui periodo è noto da osservazioni delle curve di luce di oggetti a bassi redshift, nel sistema di riferimento di un osservatore aumenta proporzionalmente al redshift dell'oggetto secondo il fattore  $(1+z)$ .

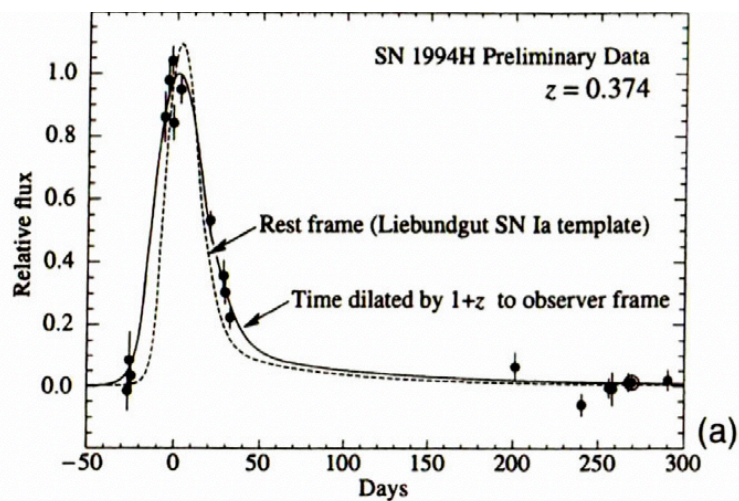


Figura 2.2: rappresentazione di due curve di luce a redshift differenti: la curva a tratti è la curva media ottenuta per SN locali mentre la linea continua è la curva di luce della SN1994H la cui analisi spettroscopica suggerisce un redshift di 0.374. Figura tratta da Goldhaber et al. [69]

Una conseguenza di ciò è la necessità di introdurre un fattore correttivo (il fattore  $K$ ) nelle relazioni fra flusso e luminosità e fra magnitudine assoluta e relativa, come discusso nel capitolo 2.2.

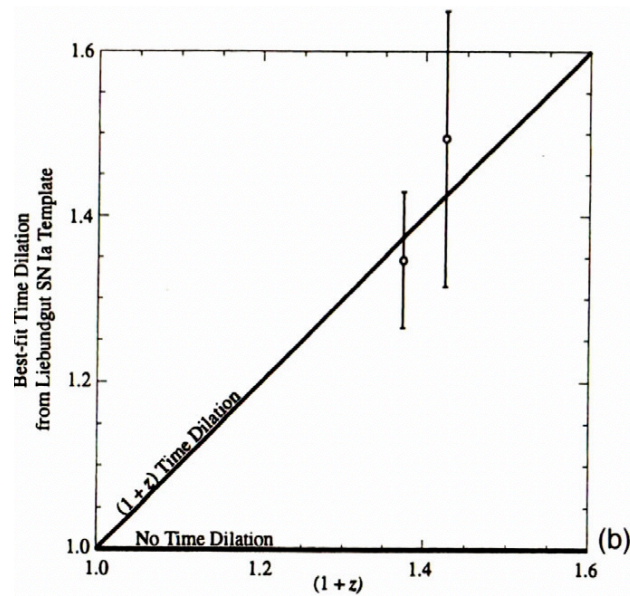


Figura 2.3: confronto di dilatazione temporale e redshift per le SN Ia. Figura tratta da Goldhaber et al.<sup>[69]</sup>

## 2.2 LA DISTANZA DI LUMINOSITA'

Un modo per poter determinare i parametri cosmologici è legato ad un secondo osservabile fondamentale della cosmologia: la distanza di luminosità. La distanza di luminosità è legata alla distanza comovente ( $r_0$ ) cioè alla distanza che l'oggetto avrebbe se l'intensità luminosa diminuisse come l'inverso del quadrato della distanza. Questo parametro comovente però non indica le corrette distanza fisiche degli oggetti poiché la geometria dell'Universo non è perfettamente piatta e l'Universo è in espansione. Risulta dunque necessario introdurre la distanza di luminosità per determinare le enormi distanze che caratterizzano l'Universo. Questo parametro cosmologico è esprimibile sia direttamente dalle osservazioni, sia come funzione dei parametri cosmologici; per questo, confrontando i due differenti risultati di analisi, è possibile calibrare i parametri cosmologici e di conseguenza i modelli che meglio caratterizzano l'Universo.

Le analisi osservative si basano sullo studio del flusso fotonico in una certa banda elettromagnetica di una sorgente di cui si conosce la luminosità intrinseca ( $L$ ). A partire dalla metrica RW, considerando una sorgente che emette fotoni in modo isotropo, il flusso totale di energia fotonica ( $S$ ), per unità di area raccogliitrice, ricevuto dall'osservatore è:

$$S = \frac{L}{4\pi r_0^2} \frac{1}{(1+z)^2} \quad [2.2.0]$$

in cui un fattore correttivo  $(1+z)$  è legato al fatto che ogni fotone perde

energia a causa del redshift proporzionalmente a  $a^{(t_0)}/a_{(t_e)}$ , dove  $t_0$  e  $t_e$  sono rispettivamente il tempo cosmico di osservazione e di emissione, mentre il secondo è dovuto al fatto che anche il ritmo di arrivo dei fotoni è inferiore al ritmo di emissione sempre per lo stesso fattore  $a^{(t_0)}/a_{(t_e)}$ .

Bisogna comunque tenere conto che al flusso osservato sarà necessario fare delle correzioni per l'eventuale perdita di fotoni a causa delle polveri o ad altri assorbitori frapposti lungo il cammino ottico. La distanza di luminosità ( $d_L$ ) è dunque la distanza fisica spazio-temporale alla quale una sorgente di luminosità  $L$  è vista con flusso  $S$ :

$$d_L = \left( \frac{L}{4\pi S} \right)^{\frac{1}{2}} = r_0(1+z) \quad [2.2.1]$$

Le quantità utilizzate nella formula [2.2.0], sono tuttavia da correggere a causa di un problema osservativo. La luminosità ( $L$ ) e il flusso ( $S$ ) si riferiscono infatti a quantità bolometriche e quindi rappresentano l'energia totale emessa a tutte le lunghezze d'onda. I rilevatori sono però sensibili solo a un determinato intervallo di frequenza dello spettro perciò è necessario attuare la correzione  $K$ . Per questo motivo nell'equazione che lega magnitudine assoluta ( $M$ ) e apparente ( $m$ ) è necessario introdurre il termine correttivo  $K$  per oggetti a grandi distanze spazio-temporali. Il risultato, corretto anche per l'estinzione ( $A_\lambda$ ), è l'equazione:

$$M = m + 5 - 5 \log(d) - A_\lambda - K \quad [2.2.2]$$

La distanza ( $d$ ), per l'Universo Locale, è legata alla velocità radiale delle galassie dalla legge di Hubble descritta nell'equazione [1.1.1], mentre per grandi redshift si utilizza la distanza di luminosità ( $d_L$ ) descritta nella formula [2.2.5].

Il fattore  $K$  è dovuto essenzialmente a due effetti. Le bande fotometriche di un oggetto caratterizzato da un redshift non trascurabile ( $z > 0.1$ ) sono spostate rispetto a quelle a riposo. Di conseguenza con un'immagine, ad esempio, in banda  $V$  non si misura il flusso di luce emesso in banda  $V$  ma emesso in una banda adiacente in cui la sorgente ha una magnitudine diversa. Se si vuole operare un confronto tra oggetti con diverso redshift, è necessario correggere per questo effetto che dipende sia dal tipo morfologico che dal redshift, come si vede in Figura 2.4. Inoltre lo spettro sarà distribuito su un intervallo spettrale più grande (e quindi "diluito") mentre il numero dei fotoni è sempre lo stesso. Il fattore  $K$  può essere dunque espresso dall'equazione:

$$K(z) = k(z, \text{tipo morfologico}) - 2.5 \log(1+z) \quad [2.2.3]$$

oppure

$$K(z) = 2.5(\alpha - 1)\log(1 + z) \quad [2.2.4]$$

in cui  $\alpha$  è l'indice spettrale della frequenza di osservazione.

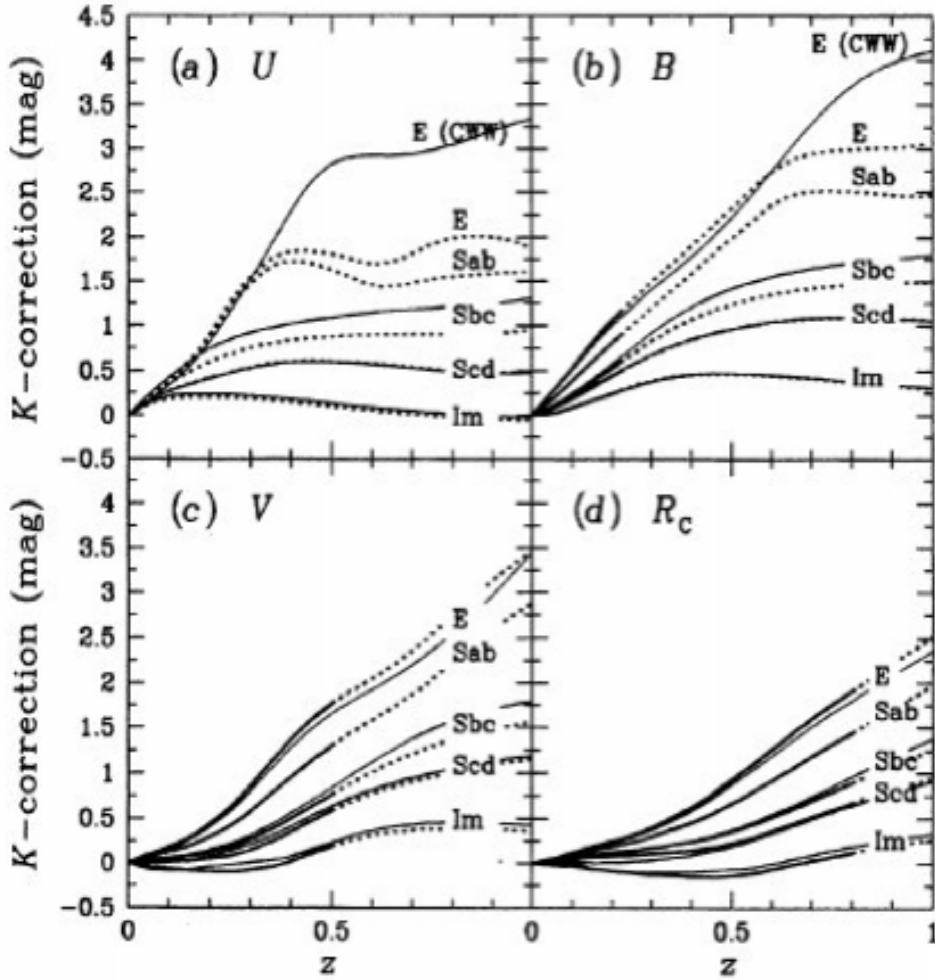


Figura 2.4: rappresentazione del fattore correttivo K di galassie di diversa morfologia in funzione del redshift, in quattro bande osservative. Tratta da Pizzella <sup>[4]</sup>

Tramite la relazione di Mattig<sup>1</sup>, che permette di esprimere la distanza comovente in funzione del redshift, è possibile legare la distanza di luminosità ai parametri cosmologici con l'equazione:

$$d_L = \frac{c}{H_0} (1 + z) |\Omega_k|^{-1/2} \quad [2.2.5]$$

$$\sin n \left\{ |\Omega_k|^{1/2} \int_0^z [(1+z)^2(1+\Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dz \right\}$$

$${}^1 r_0 = \sin n \left\{ \frac{c}{H_0} \int_0^{z_e} \frac{dz}{(1+z)[(1+z)^3\Omega_m + (1-\Omega_m - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} \right\}$$

in cui  $\Omega_k = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda$  e  $\sin n$  corrisponde a  $\sinh$  quando  $\Omega_k > 0$ , sin se  $\Omega_k < 0$ , mentre nel caso piatto ( $\Omega_k = 0$ ) si ha  $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$  e i termini  $\sin n$  e  $\Omega_k$  scompaiono dall'equazione (Carroll, Press & Turner<sup>[3]</sup>).

Quest'ultima formula è molto generale e valida per l'Universo su grande scala. Se considero l'Universo Locale descrivibile come uno spazio euclideo tridimensionale con  $z \ll 1$ , questa legge si semplifica nella relazione  $d_L = \frac{cz}{H_0} \left[ 1 + \frac{1-q_0}{2} z + o(z^2) \right]$ , nella quale si riconosce la legge di Hubble al primo termine, più una serie di termini correttivi a redshift maggiori.

Tuttavia già a  $z \cong 0.02$  la differenza fra la relazione di Hubble e la distanza di luminosità è del 4% (Pizzella<sup>[4]</sup>).

Il problema nel determinare i parametri cosmologici si riduce dunque a conoscere le luminosità intrinseche degli oggetti osservati. Infatti, una volta determinato il flusso dalle osservazioni (da correggere per estinzione e fattore K) e il redshift per via spettroscopica, i parametri cosmologici dipendono esclusivamente dalla luminosità intrinseca della sorgente.

I risultati ottenuti dalle osservazioni delle galassie più luminose in ammassi di galassie non sono affatto attendibili; essi infatti forniscono un parametro di accelerazione:

$$q_0 \cong 1.6 \pm 0.4 \quad [2.2.6]$$

che corrisponderebbe ad un Universo chiuso ( $\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1$ ) con un'età di circa 7 Gyrs, in forte contrasto con le osservazioni degli ammassi globulari più antichi. Questo errore è spiegato col fatto che le galassie evolvono le loro proprietà al variare del tempo cosmico; in particolare le galassie a redshift maggiori sono in media più giovani e quindi tendenzialmente più luminose e perciò forniscono valori di  $q_0$  elevati. E' dunque necessario utilizzare dei migliori indicatori di distanze, cioè oggetti che mantengono costante la propria luminosità intrinseca al variare del redshift.

### 3. SUPERNOVE COME INDICATORI DI DISTANZA

Le supernove (SN) sono esplosioni stellari durante le quali la luminosità di una stella al suo picco raggiunge  $10^9 - 10^{10} L_{\odot}$ , rimanendo luminosa per diversi mesi. Nella Galassia, negli ultimi 2000 anni, sono state osservate almeno otto supernove, anche se nessuna si è verificata negli ultimi 340 anni. I resti di queste supernove sono in molti casi ancora visibili come nebulose luminose in espansione, contenenti la materia espulsa nell'esplosione.

La maggior parte della nostra conoscenza osservazionale proviene da supernove extragalattiche, la prima delle quali è stata scoperta nel 1885 nella galassia di Andromeda. Attualmente ne vengono scoperte diverse centinaia all'anno da cui si deduce che la probabilità di esplosione di una supernova per una galassia massiva come la Via Lattea è di alcuni eventi per secolo.

#### 3.1 CLASSIFICAZIONE

La classificazione delle supernove si basa su dati osservativi fotometrici (dai quali si ricava la curva di luce) e spettroscopici. La curva di luce di una supernova è un grafico dell'andamento temporale della sua luminosità in una banda fissata, misurata in termini di magnitudine. Generalmente vengono utilizzate la banda visuale V e la banda blu B del sistema di Morgan e Johnson. I dati spettroscopici, invece, consentono di identificare gli elementi chimici presenti nel materiale espulso e, tramite l'effetto Doppler, forniscono anche la velocità, lungo la linea di vista, con cui questo materiale viene espulso.

Le supernove sono classificate oggi, secondo le loro caratteristiche spettroscopiche, in due tipi principali: Tipo I e Tipo II, rispettivamente se sono assenti o presenti le righe di idrogeno nei loro spettri.

Gli spettri delle supernove di Tipo II sono dominati dalle righe di H, ma sono presenti anche elementi più pesanti come Ca, O e Mg. Questa sottoclasse di supernove è dovuta all'esplosione di stelle massicce con vita piuttosto breve, esse si verificano prevalentemente nei bracci di spirale in cui il tasso di formazione stellare è molto elevato. Le SN II sono le tipologie più comuni di esplosioni stellari, essendo circa il 50% di tutte le supernove, e sono inoltre la principale classe di esplosioni stellari associate al collasso di stelle massicce che hanno involucri ricchi di idrogeno. In diversi casi, le stelle progenitrici delle supernove di Tipo II sono state rilevate prima dell'esplosione. Queste stelle progenitrici sono supergiganti rosse, con masse da  $8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 16 M_{\odot}$ , anche se vi è qualche eccezione come la SN 1987A che presenta una curva di luce molto particolare come si può notare in Figura 3.1. Le supernove di Tipo II mostrano curve di luce con varie forme (Figura

3.1), sulla base delle quali sono perlopiù sottoclassificate in Tipo II-P (dopo un iniziale rapido aumento e calo di luminosità, mostrano una lunga fase di luminosità quasi costante, della durata di 2-3 mesi, prima di un lento decadimento esponenziale) e Tipo II-L (in cui non vi è la fase di plateau). Inoltre, si distingue il Tipo IIb, in cui le caratteristiche spettrali cambiano da Tipo II a Tipo Ib a causa della variazione delle presenze di H ed He dopo qualche settimana o mese dall'esplosione; e Tipo IIc, che mostra righe di emissione di H strette a causa di pesanti perdite di massa prima dell'esplosione. Detto ciò, le supernove di Tipo II sono, in generale, molto eterogenee ed è quindi piuttosto difficile definire dei criteri univoci per classificarle.

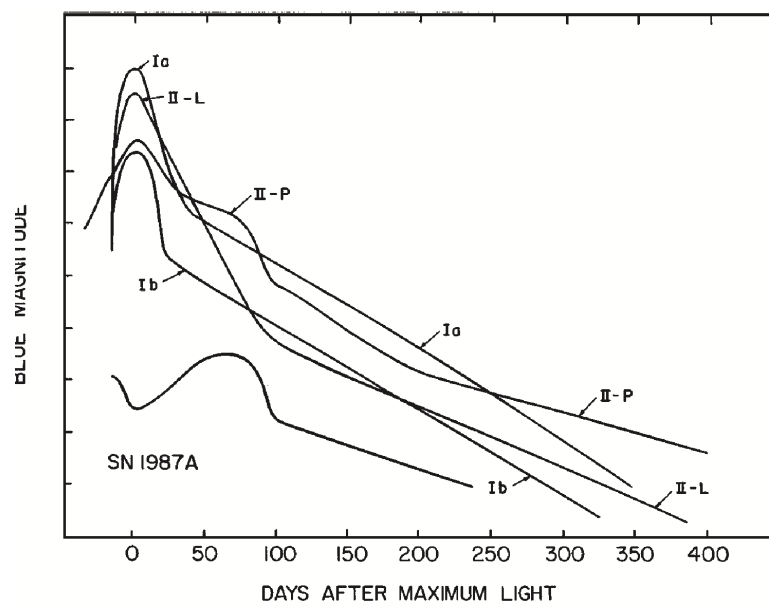


Figura 3.1: curve di luce di differenti tipi di supernova. Figura tratta da Wheeler & Harkness<sup>[70]</sup>

Le supernove di tipo Ib, a differenza di quelle di tipo Ic, presentano righe di He forti nei loro spettri. Entrambi i tipi mostrano una mancanza di idrogeno e sono presenti righe spesse di O, Ca e Mg. Analogamente alle SN II, si trovano nelle regioni di formazione stellare, e i loro spettri osservati a tempi avanzati sono simili al Tipo II. Le supernove di tipo Ib e Ic sono dunque anch'esse associate al collasso del nucleo di stelle massicce, cioè quelle che hanno perso i loro gusci di H prima dell'esplosione. Insieme costituiscono circa il 20% di tutte le supernove. Una sottoclasse di supernove di tipo Ic molto luminose, note come ipernove, può essere associata a raffiche di raggi gamma.

La principale caratteristica spettrale delle SN Ia, oltre alla mancanza di righe di H, è la presenza di forti righe di Si II (6355 Å) intorno alla massima luminosità. Dopo diversi mesi dall'esplosione compaiono negli spettri anche le righe di Co e Fe. Le supernove di tipo Ia si verificano in galassie di tutti i tipi, incluse galassie ellittiche che

contengono solo vecchie popolazioni stellari, indicando che le SN Ia possono avere progenitori con breve vita e massa ridotta. Sono causate dall'esplosione termonucleare di una nana bianca di C-O che raggiunge il limite di Chandrasekhar mediante l'accrescimento di massa in un sistema binario. Circa il 25-30% delle supernove osservate sono di tipo Ia, le cui curve di luce presentano in alcune bande (B, U) un andamento post-massimo di tipo lineare decrescente a due pendenze; sono inoltre generalmente le più luminose di tutti i tipi di supernova e le loro curve di luce formano un gruppo piuttosto omogeneo, che le rende di grande interesse come sonde cosmologiche. Per questo motivo nei capitoli successivi verrà approfondito quest'ultimo tipo di supernove.

### 3.2 MECCANISMI ESPLOSIONE

Il fatto che le SN Ia siano l'unico tipo di supernove osservate in popolazioni stellari antiche, come le galassie ellittiche, suggerisce un progenitore di piccola massa e quindi di lunga evoluzione. Le nane bianche si formano alla fine dell'evoluzione delle stelle di massa minore di  $8 M_{\odot}$ , che espellono la maggior parte dei loro strati esterni, lasciando una stella compatta di  $\sim 1 M_{\odot}$  di C-O, troppo fredda per ospitare reazioni nucleari, e che dunque irradia lentamente la sua energia, probabilmente per miliardi di anni.

Come già menzionato, una caratteristica fondamentale delle supernove di tipo Ia è l'universalità delle loro curve di luce in cui la magnitudine assoluta del picco è circa costante; ciò è spiegato dalla somiglianza dei processi fisici che portano al fenomeno di esplosione. Generalmente, è o un'esplosione termonucleare di una nana bianca di carbonio e ossigeno (C-O), la cui massa ha raggiunto il limite di Chandrasekhar ( $M_{\text{Chan}} \equiv 1.38 M_{\odot}$ ), a seguito dell'accrescimento (meccanismo di Schatzman<sup>[5]</sup>), o la fusione di due nane bianche con una massa totale maggiore del limite di stabilità (Iben & Tutukov<sup>[6]</sup>; Webbink<sup>[7]</sup>). A causa delle differenze nei meccanismi di sfogo, della composizione chimica e delle masse delle stelle progenitrici, le curve di luce osservate per le SN Ia "normali" differiscono di circa una magnitudine tra loro.

Le SN Ia dovute all'esplosione di una singola nana bianca prendono il nome di sistemi a "singola degenerazione" mentre quelle generate dalla fusione di due nane bianche vengono dette a "doppia degenerazione".

Lo scenario di singola degenerazione consiste in una nana bianca di piccola massa che accresce materia, catturando essenzialmente H ed He, da una stella compagna di massa maggiore fino a raggiungere una temperatura e una densità del nucleo tale da innescare il bruciamento esplosivo del  $^{12}\text{C}$  (quindi la massa della nana tende al limite di

Chandrasekhar). Ciò richiede che la stella perdente massa, abbia una bassa gravità superficiale e sia composta da materia non degenera; queste caratteristiche appartengono ad una stella in sequenza principale tardiva o probabilmente ad una gigante rossa.

Lo scenario a doppia degenerazione presuppone invece un sistema binario iniziale di due nane bianche, le quali si fondono violentemente a causa della perdita di momento angolare orbitale dovuta all'emissione di onde gravitazionali.

L'evoluzione binaria è necessaria perché le nane bianche C-O, avendo una massa iniziale di circa  $0.6 M_{\odot}$  (Homeier et al. [8]), per essere osservabili sotto forma di esplosione di supernova, hanno bisogno di accrescere materia o di formare un guscio di elio.

Da osservazioni dell'Universo a basso redshift, (Holberg, Sion, Oswalt et al. [9]) risulta che il 25% delle nane bianche si trova in sistemi binari e il 6% di essi in sistemi a doppia degenerazione. Secondo recenti stime tratte da nane bianche binarie note, di piccola massa, più di 10 sistemi si fonderanno in meno di un tempo di Hubble [Kilic, Brown, Prieto et al. [10]].

### 3.2.1 SCENARIO A SINGOLA DEGENERAZIONE

Lo scenario a singola degenerazione è stato studiato con diversi modelli differenti, a seconda della composizione chimica iniziale della nana, del tasso di accrescimento e dal meccanismo di propagazione dell'energia. Differenti scenari comportano modifiche sostanziali nell'evoluzione della stella poiché le velocità di reazione variano molto rapidamente con la temperatura e inoltre la produzione di Fe, Co e Ni dipende dalla densità. Solitamente i modelli possono essere divisi secondo il regime di esplosione: la deflagrazione, che caratterizza un'onda d'urto subsonica, in cui il materiale incombusto prima di reagire si espande e la detonazione dove l'onda d'urto è supersonica. I modelli di detonazione (ad esempio Arnett[11]) convertono efficientemente il materiale originario in  $^{56}\text{Ni}$ , da cui poi originano elementi di massa intermedia (Si, Ca, S, ...) che costituiscono le caratteristiche prominenti dello spettro intorno al massimo di luminosità. Uno dei modelli a deflagrazione considerato più affidabile è il W7[12] che prevede una nana con composizione chimica iniziale  $^{12}\text{C}=47.5\%$ ,  $^{16}\text{O}=50\%$ ,  $^{22}\text{Ne}=2.5\%$ . In questo modello l'accrescimento continuo comprime la materia, trasportando l'energia gravitazionale all'interno della stella; una parte di questa energia viene trasportata in superficie e irradiata lontano dalla superficie (raffreddamento radiativo), mentre il resto viene convertito in energia termica della materia interna (riscaldamento a compressione). La temperatura interna della nana bianca è determinata perciò dal rapporto tra riscaldamento a compressione e raffreddamento radiativo, cioè la

temperatura aumenta all'aumentare del tasso di accrescimento della massa ( $\dot{M}$ ) (ad esempio, Nomoto<sup>[13]</sup>). Quando si raggiunge la massa di accensione, si accende la combustione dell'idrogeno in C e O sulla superficie della nana in un processo stabile poiché il riscaldamento a compressione dovuto all'accrescimento viene bilanciato con il raffreddamento dovuto alla conduzione di calore (Nomoto, Nariai & Sugimoto<sup>[14]</sup>, Nomoto<sup>[13]</sup>). In questo modo viene evitato uno dei maggiori problemi dello scenario a singola degenerazione: la velocità di accrescimento del gas. Se la nana bianca aumentasse sensibilmente massa in un breve lasso di tempo, in primis si formerebbe un guscio esterno di idrogeno attorno alla stella non presente però nelle osservazioni degli spettri di supernova; in secondo luogo la costante combustione di H e He dovrebbe rendere questi progenitori, se non coperti in modo sensibile dalle polveri durante la loro fase di accrescimento, così brillanti da essere facilmente rilevabili, cosa che però non avviene. Al contrario, bassi tassi di accrescimento non compensano la perdita di gas trasportato dalla compagna a causa di bruciamenti nucleari instabili vicino alla superficie della nana bianca (eruzioni delle novae o ai flash di elio). Il ritmo di accrescimento della massa della nana è dunque ben vincolato e secondo recenti stime è di circa  $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Maeda<sup>[15]</sup>).

Aumentando la massa della stella, aumenta anche la pressione e la densità e dunque sale la temperatura del nucleo. Quando quest'ultima raggiunge il 99% del limite di Chandrasekhar (Wheeler<sup>[16]</sup>) si attuano dei moti di convezione, che durano per circa un migliaio di anni (Hillebrandt & Niemeyer<sup>[17]</sup>).

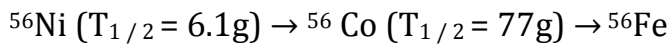
Quando l'energia prodotta dalla fusione del carbonio eguaglia l'energia persa a causa dei neutrini, nel centro della stella viene innescata una fusione del carbonio incontrollata: l'energia prodotta dalle reazioni nucleari che non viene "dissipata" in neutrini causa un aumento della temperatura ed un conseguente aumento del tasso delle reazioni nucleari, che incrementano ulteriormente la temperatura. A causa della forte degenerazione elettronica la stella non si espande, come farebbe una normale stella, ed al raggiungimento della temperatura critica  $T_c \sim 8 \cdot 10^8 \text{ K}$  la convezione non è più sufficiente a trasportare tutta l'energia prodotta, inoltre la variazione della struttura stellare non è sufficientemente rapida per compensare l'aumento di temperatura nel nucleo. In questo scenario tutto il carbonio e l'ossigeno vengono fusi in pochi secondi in elementi con la maggiore energia di legame possibile, innalzando la temperatura del nucleo fino a miliardi di kelvin.

Il fronte di bruciamento esplosivo del carbonio si sposta quindi dal centro verso gli strati più esterni della stella ad una velocità inferiore a quella del suono, secondo il modello W7.

Per raggiungere la superficie, la deflagrazione impiega circa 1.2 s, dando il tempo agli strati più superficiali di espandersi e diminuire la propria temperatura e densità.

Mentre la nana bianca si espande, la temperatura e la densità diminuiscono, dunque cambiano anche i prodotti del bruciamento nucleare. Il principale prodotto della fusione ( $\cong 0.58 M_{\odot}$ ) è il  $^{56}\text{Ni}$  che è prodotto perlopiù nel nucleo della stella, mentre in zone più esterne vengono prodotti anche elementi più leggeri come:  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ .

Le reazioni nucleari che avvengono durante l'esplosione forniscono l'energia per l'espansione, ma non sono direttamente responsabili della produzione dei fotoni che osserviamo. La fonte energetica per la luminosità proviene dal lento decadimento radioattivo del nichel secondo la relazione:



La luminosità osservata nelle curve di luce, infatti, raggiunge il suo massimo circa 15 giorni dopo l'esplosione quando tutto il nichel è stato trasformato e poi diminuisce finché tutto il cobalto è decaduto.

L'espansione della stella precedentemente al passaggio dell'onda di bruciamento esplosivo comporta una graduale riduzione delle reazioni nucleari a causa della ridotta temperatura e densità degli strati più esterni: quando la deflagrazione raggiunge  $M_r \sim 1.3 M_{\odot}$  la fusione del carbonio si arresta.

L'energia totale rilasciata, secondo il modello W7, è di  $E_{nuc} = 1.8 \cdot 10^{51} \text{erg}$  e la perdita dovuta ai neutrini è dell'ordine di  $E_{\nu} \sim 10^{49} \text{erg}$ ; l'energia liberata dalle reazioni nucleari supera l'energia di legame (binding energy) dell'intera stella, dunque l'esplosione non lascia alcun residuo compatto.

### 3.2.2 SCENARIO A DOPPIA DEGENERAZIONE

Il secondo possibile meccanismo di esplosione di SN Ia, è costituito dalla fusione di due nane bianche le cui masse, sommate, eccedono la massa di Chandrasekhar. Nei modelli a doppia degenerazione solitamente si considera una nana in genere più massiccia di C-O mentre la seconda è più leggera e ricca di He (Lambert et al.<sup>[18]</sup>).

La frequenza di scenari a doppia degenerazione è significativamente maggiore rispetto a quella prevista per lo scenario a singola degenerazione. In questo processo le due nane bianche si trovano a una distanza piuttosto piccola l'una dall'altra e nel corso di migliaia di anni, l'orbita delle due stelle inizia a restringersi e a decadere, attorno al comune baricentro, a causa della progressiva perdita di momento angolare, dovuta sia alle interazioni magnetiche tra le due stelle e le loro atmosfere, sia all'emissione di onde gravitazionali (Saio & Jeffery <sup>[19]</sup>). La progressiva diminuzione dell'ampiezza dell'orbita e il conseguente aumento delle forze mareali rendono il sistema talmente

instabile da provocare lo smembramento della nana di He. I resti della nana sono attratti gravitazionalmente dalla nana di C-O che così viene avvolta da un disco di plasma quasi degenerare in orbita attorno ad essa (Saio e Jeffery<sup>[19]</sup>). Man mano che perdono il loro momento angolare, le particelle del disco precipitano sulla superficie della nana superstite, accrescendone la massa e aumentandone la temperatura. Al momento di innesco della fusione del  $^{12}\text{C}$ , inizia il bruciamento nucleare incontrollato. Quando il materiale raggiunge una temperatura di circa  $2.9 \cdot 10^9 \text{K}$  e una densità di  $3.8 \cdot 10^6 \text{g/cm}^3$  viene innescata la detonazione. La fusione nucleare che segue la detonazione rilascia un'energia di  $1.3 \cdot 10^{51} \text{erg}$ , sufficiente a distruggere il sistema. Questo scenario è sufficiente a produrre una quantità di  $^{56}\text{Ni}$  osservato per le supernove Ia ma è inferiore rispetto a quella dovuto allo scenario a singola degenerazione perciò anche la luminosità assoluta della supernova sarà inferiore. La variabilità dei meccanismi di esplosione può essere dunque un problema di cui tenere conto per la standardizzazione delle curve di luce.

A prescindere dai modelli utilizzati, dai dati osservativi si osserva che l'energia rilasciata dalle esplosioni di SN Ia è compresa in un intervallo fra  $1$  e  $2 \cdot 10^{51} \text{erg}$ . (Wheeler J. C. et al. <sup>[20]</sup>)

Le supernove contribuiscono in maniera determinante alla produzione di elementi chimici pesanti (cioè quelli con numero atomico superiore a 56). Infatti, il ferro è l'elemento più stabile in natura, ovvero quello con la maggior energia di legame per nucleone. Quindi è impossibile riuscire a produrre elementi più pesanti del ferro ( $^{56}\text{Fe}$ ) con reazioni di fusione nucleare esotermiche (come quelle che avvengono comunemente nelle stelle). Nell'esplosione di supernova, invece, l'energia liberata è così grande da creare anche nuclei con numero atomico maggiore di 56.

### 3.3 CURVE DI LUCE

L'esplosione delle SN Ia avviene per stelle con masse tendenti al limite di Chandrasekhar, dunque vi è la possibilità che i processi di esplosione delle supernove avvengano tutti alla stessa luminosità intrinseca. In realtà, dalle osservazioni di supernove a bassi redshift, di cui si è venuti a conoscenza delle distanze con metodi indipendenti, risulta che questi oggetti non sono delle perfette candele standard ma la magnitudine assoluta al massimo varia come mostrato in Figura 3.2 (a sinistra).

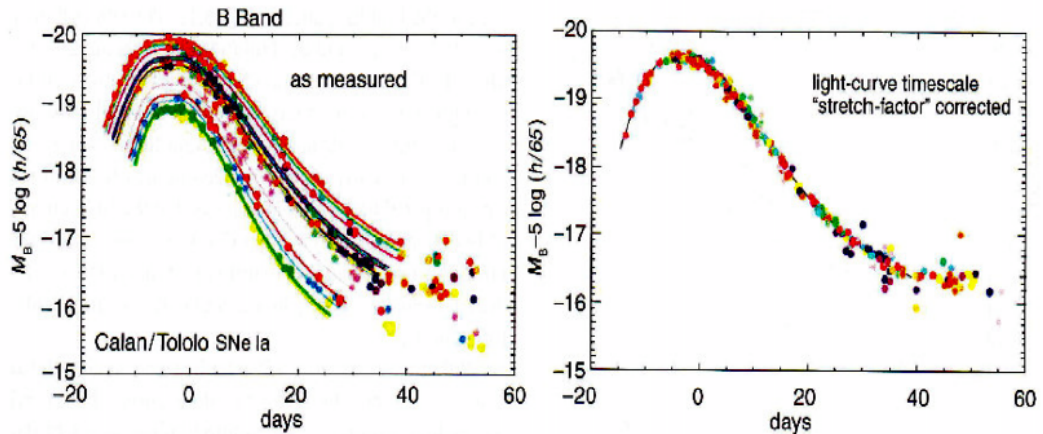


Figura 3.2: nell'immagine a sinistra sono tracciate le curve di luce osservate di alcune SN Ia in banda B che presentano andamenti differenti. Nella figura sulla destra le SN Ia sono state corrette attraverso lo "stretch-factor". Figura tratta da Schneider<sup>[68]</sup>

Nonostante ciò, questi oggetti celesti risultano molto importanti, infatti, già nel 1970, Yu.P.Pskovskii<sup>[21][22]</sup> accertò l'esistenza di una relazione fra il tasso di declino della curva di luce e la magnitudine assoluta delle supernove Ia. In particolare, gli oggetti più luminosi presentano un tasso di declino più lento e dunque le loro curve di luce saranno più allargate nel tempo (Phillips<sup>[23]</sup>). Per tenere conto di questo legame si utilizza la relazione di Phillips:

$$M_{max} = a + b\Delta m_{15}(B) \quad [3.3.0]$$

Si tratta di una relazione lineare tra la magnitudine massima raggiunta dalla supernova, in una certa banda, e la differenza in banda B tra la magnitudine al massimo e quella osservata quindici giorni post massimo ( $\Delta m_{15}(B)$ ). I valori a e b dipendono dalla banda di osservazione e sono stati tabulati dallo stesso Phillips. Oltre a questa prima correzione è necessario correggere le supernove Ia per lo stretch factor (s), un parametro che allarga o restringe una curva di luce media lungo l'asse temporale in modo da adatterla meglio alle osservazioni. Da un punto di fisico, lo stretch factor associato ad una supernova è dovuto a come varia l'opacità, la quale dipende dalla temperatura, nell'atmosfera della supernova (la radiazione sarebbe quindi più o meno ostacolata a seconda dei casi).

Oltre a ciò per correggere le supernove a grandi redshift è necessario tenere conto del fattore di correzione K (vedi capitolo 2.2) e di quanto i flussi osservati sono variati a causa dell'estinzione; quest'ultimo effetto, grazie agli studi sull'arrossamento degli spettri, può essere parzialmente corretto grazie a osservazioni delle curve di luce in differenti bande ottiche. L'analisi combinata di questi effetti permette di correggere i flussi e le curve di luce di ciascuna supernova riportandoli a una curva tipo caratterizzata da una luminosità al picco uguale a circa:

$$M_{B,max} = -19.4 - 5 \log(H_0/70 \text{Km}/(s \text{ Mpc})) \quad [3.3.1]$$

Applicando queste correzioni è possibile “standardizzare” le curve di luce e renderle praticamente identiche (Figura 3.2 a destra).

Un’ulteriore prova può essere vista nella Figura 3.3 in cui l’effetto di correzione è applicato a diverse supernove rappresentate in un diagramma di Hubble a bassi redshift. Nella parte alta dell’immagine si suppone che tutte le supernove abbiano la stessa luminosità ma, se ciò fosse corretto, tutti i punti sarebbero posizionati lungo la retta, come descritto dalla legge di Hubble. Nella Figura 3.3 in basso invece le supernove, a seguito delle correzioni, sono molto più raccolte attorno alla legge di Hubble e, infatti la dispersione è di sole 0.15 mag contro le 0.42 mag pre correzione.

Le supernove risultano quindi delle buonissime candele campione utilizzabili per la determinazione dei parametri cosmologici.

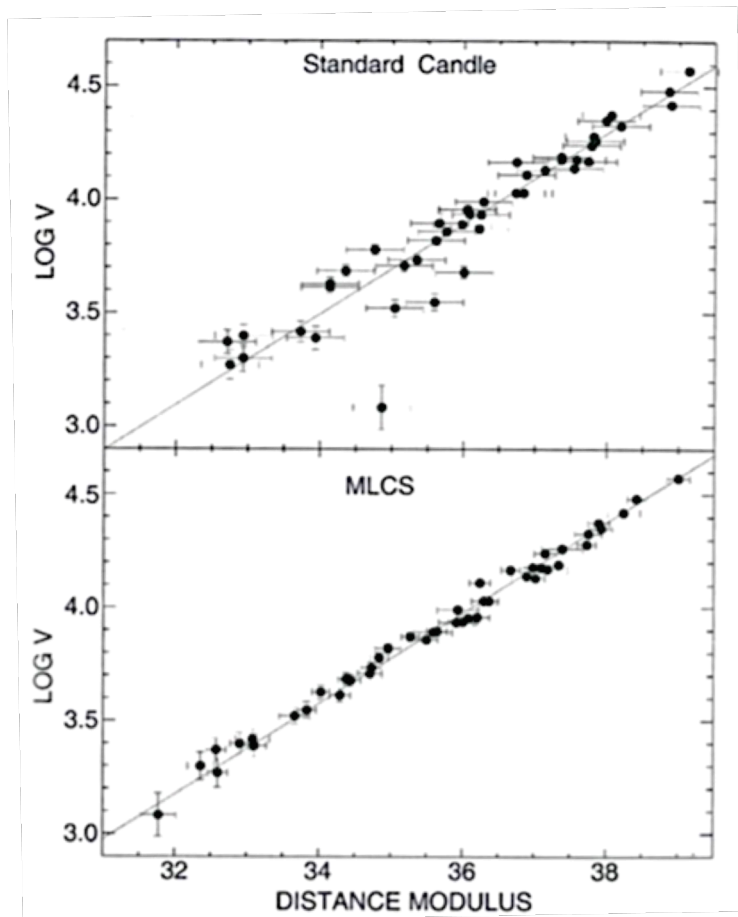


Figura 3.3: diagramma di Hubble per supernove Ia vicine. E’ raffigurata la velocità di espansione  $cz$  in funzione del redshift. Nel pannello superiore si suppone che tutte le supernove abbiano la stessa luminosità. Nel pannello inferiore, le luminosità sono corrette con il metodo MLCS con cui la forma delle curve di luce e il colore sono utilizzati per “standardizzare” le luminosità. Figura tratta da Schneider<sup>[68]</sup>

Da un punto di vista osservativo, le supernove Ia sono inoltre facilmente identificabili anche alle più grandi distanze spazio-temporali poiché esse sono oggetti puntiformi (fotometria agevole) estremamente luminosi e rapidamente variabili (facilmente identificabili in ampie zone cielo). Basterà dunque osservare ampie zone di cielo in più bande ottiche con telescopi sensibili su una grande area, e ripetere le osservazioni con scadenza periodica: le supernove sono identificate confrontando immagini prese a tempi diversi: immagini differenti nella stessa banda producono un chiaro segnale nella posizione in cui sia nel frattempo comparsa una supernova (Figura 3.4).

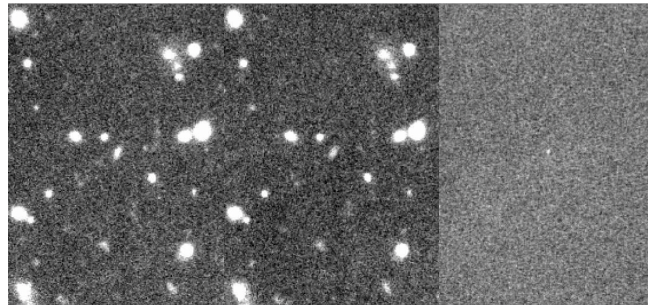


Figura 3.4: piccola porzione di immagine dello stesso campo. L'immagine più a sinistra è il risultato di 3.6 ore di integrazione con il CFHT (Canada France Hawaii Telescope) in banda I. Al centro vi è la stessa zona di cielo ottenuta con lo stesso strumento 26 giorni dopo la prima osservazione. La figura più a destra, dovuta alla sottrazione delle due immagini precedenti, mostra un eccesso positivo al centro corrispondente ad una luminosità  $I_{Vega} \cong 24.7$ . Questo eccesso è stato identificato spettroscopicamente come una SN Ia (SN1999fd) a  $z=0.87$ . Figura tratta da Astier<sup>[71]</sup>

In questo modo risulta abbastanza agevole determinarne il flusso e, poiché la luminosità è una caratteristica intrinseca di tutte le supernove Ia, attraverso la formula [2.2.1], si può determinare la distanza di luminosità. Da questa si può quindi risalire ai parametri cosmologici, il cui effetto è sempre più evidente al crescere del redshift, poiché aumenta la deviazione della distanza di luminosità dalla legge di Hubble. Questo processo può essere riassunto in un diagramma di Hubble nel quale i dati sperimentali permetteranno di determinare i parametri cosmologici che meglio descrivono la relazione fra magnitudine osservata ( $m_{oss}$ ) e redshift. Per comprendere meglio il diagramma di Hubble è conveniente esprimere il parametro di accelerazione e le equazioni di Friedmann in funzione dei parametri cosmologici:

$$q_0 = \frac{\Omega_m}{2} - \Omega_\Lambda \quad [3.3.2]$$

$$\dot{R}^2(t) = \frac{\Omega_m H_0^2 R_0^3}{R} - kc^2 + \Omega_\Lambda H_0^2 R^2 \quad [3.3.3]$$

$$\ddot{R}(t) = -\frac{\Omega_m H_0^2 R_0^3}{2R^2} + \Omega_\Lambda H_0^2 R \quad [3.3.4]$$

Il diagramma di Hubble a redshift  $z \lesssim 1$  (Figura 3.5) indica come i dati stanno al di sopra della previsione del modello classico privo di materia oscura ( $\Omega_m = 1, \Omega_\Lambda = 0$ ) ma anche al di sopra di un modello di Universo vuoto (Universo proposto da Milne,  $\Omega_m = \Omega_\Lambda = 0$ ) in cui la velocità di espansione risulterebbe costante:  $\ddot{R} = 0$ . Per descrivere la curva dedotta dalle osservazioni è necessario un Universo con energia minore di quella del vuoto e una distanza di luminosità maggiore rispetto a qualsiasi altro Universo con costante cosmologica nulla.

La distanza di luminosità può essere aumentata solo supponendo che l'Universo si sia espanso più lentamente nel passato rispetto a oggi, quindi che l'espansione accelera nel tempo. Da [1.4.2] consegue che tale espansione accelerata è possibile solo se  $\Omega_\Lambda > 0$ . Questo risultato, pubblicato per la prima volta nel 1998 (Riess<sup>[24]</sup>), segnò un cambiamento al mondo fisico poiché fino ad allora si pensava che la costante cosmologica avesse valore nullo. Le attuali osservazioni sono in buon accordo con i risultati  $\Omega_m = 0.29$  e  $\Omega_\Lambda = 0.71$  emersi dal diagramma di Hubble in Figura 3.5.

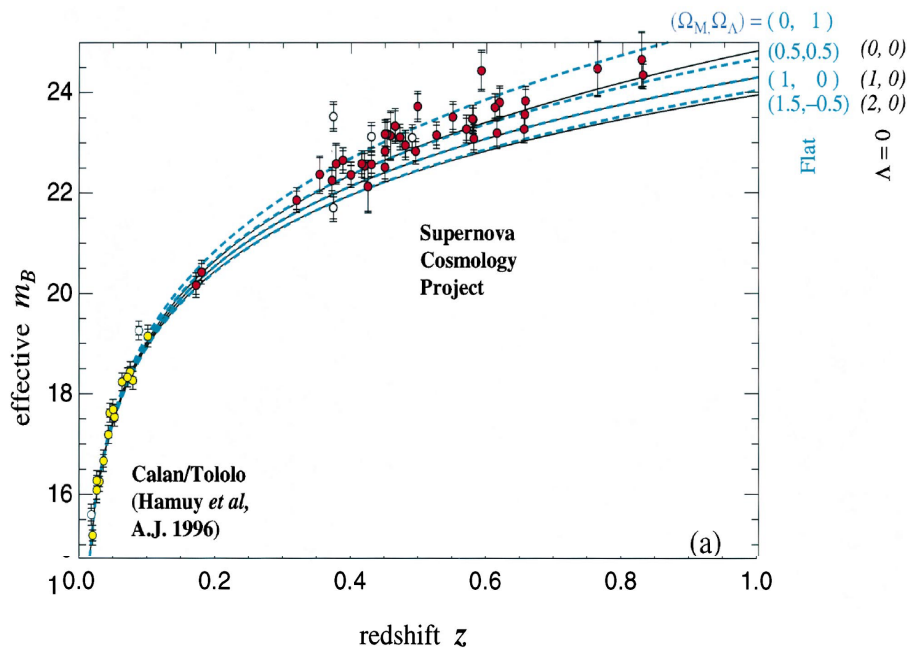


Figura 3.5: diagramma di Hubble di diversi gruppi di supernove Ia. La magnitudine  $m_B$  è corretta per la correzione K. Le varie curve riportano le previsioni della relazione di Hubble per valori differenti dei parametri cosmologici. La costante  $H_0$  è pari a 70 Km/s/Mpc, consistente con i dati delle supernove a bassi redshift. Figura tratta da Perlmutter<sup>[72]</sup>

Tuttavia, nonostante i moderni metodi di standardizzazione delle curve di luce, la cosmologia di supernove Ia è limitata da un matrice di errori sistematici. Sebbene sia stato fatto uno sforzo significativo nel ridurre gli errori in modo tale da migliorare l'accuratezza delle misurazioni delle loro luminosità di picco (Phillips et al.<sup>[25]</sup>), ottenere distanze accurate al centesimo richiederà una migliore comprensione dei loro progenitori, della fisica dell'esplosione e dei problemi legati alle polveri. (Holmbo<sup>[26]</sup>)

Al giorno d'oggi, infatti, non si riescono a far corrispondere le osservazioni (i risultati della spettroscopia delle nebulose e i limiti imposti dalle osservazioni a raggi x) con le predizioni chiave del modello a singola degenerazione maggiormente accreditato (per esempio, Shappee et al.<sup>[27]</sup>).

#### 4. PRIMA PROBLEMATICA: ESTINZIONE DA POLVERI

Un primo problema per l'analisi delle SN Ia come indicatori di distanza è legato all'estinzione della polvere lungo la linea di vista causata dalla presenza del mezzo interstellare fra l'osservatore e l'oggetto celeste. Segue quindi un approfondimento sulle polveri e sulle conseguenze nelle osservazioni delle SN Ia.

##### 4.1 EFFETTO DELLE POLVERI NELLA STIMA DELLE DISTANZA

Il mezzo interstellare (Inter Stellar Medium, ISM) causa numerosi effetti sulle osservazioni astronomiche modificando in modo anche evidente lo spettro originale di molti corpi celesti. L'ISM è presente in tutti i tipi di galassie e costituisce il 10% della massa barionica delle galassie locali di tipo tardivo. Circa il 50% degli elementi pesanti dell'ISM è in forma di grani di polvere, la cui massa è circa 1% della massa dell'ISM totale per una galassia a spirale normale (Li & Mann<sup>[28]</sup>). Questi elementi non sono tutti uguali, ma la loro composizione e le dimensioni dipendono dal luogo in cui essi si trovano. Ad esempio, i grani delle nubi dense di gas e polvere presentano un mantello di ghiaccio sulla loro superficie e, in media, sono più grandi delle particelle del mezzo interstellare diffuso. Le particelle di polvere di dimensione maggiore sono quelle del mezzo interplanetario. La maggior parte dei nuclei rocciosi delle polveri è costituita da silicati amorfi ma in altri si osservano materiali carbonacei come la grafite, diamante e molecole policicliche aromatiche idrogenate (PAH). Le

conoscenze di queste strutture chimiche dei nuclei rocciosi sono rese possibili dalle osservazioni (Draine<sup>[29]</sup>).

#### 4.1.1 ASSORBIMENTO

Le polveri presentano diverse forme e dimensioni che vanno da pochi angstrom fino a 10  $\mu\text{m}$  di diametro. Il diametro medio è di circa 0.1  $\mu\text{m}$  e risultano molto importanti poiché assorbono circa il 40% dell'energia bolometrica delle galassie dell'Universo Locale; tale entità di assorbimento è dovuta al fatto che questi granelli assorbono e diffondono (scattering) i fotoni incidenti. Lo scattering è causato dallo scontro dei fotoni con le particelle presenti nel mezzo interstellare causando una deflessione della radiazione in modo piuttosto vario in tutte le direzioni. Questi urti solitamente sono interazioni elastiche e dunque non comportano rilevanti variazioni dell'energia del fotone. La perdita energetica è essenzialmente dovuta all'assorbimento. Questo processo comporta una trasformazione dell'energia fotonica in energia termica e dipende sia dalla natura del materiale, sia dalla lunghezza d'onda della radiazione. L'azione combinata dei due processi provoca importanti effetti osservativi: arrossamento ed estinzione.

L'arrossamento è dovuto al fatto che la radiazione di maggiore lunghezza d'onda (IR) viene attenuata di meno della radiazione di più alta frequenza (UV) e dunque il colore delle stelle viene "spostato" verso lunghezze d'onda maggiori.

L'estinzione invece comporta una diminuzione del flusso proveniente da un oggetto e quindi un aumento della sua magnitudine apparente. Si comprende subito che se non si tiene conto dell'estinzione gli oggetti appaiono più lontani di quello che sono e pertanto le loro distanze risultano sfalsate. Se  $A_\lambda$  rappresenta il numero di magnitudini di estinzione interstellare lungo la linea di vista, in una certa banda spettrale centrata su  $\lambda$ , la magnitudine apparente risulta essere:

$$m_\lambda = M_\lambda + 5 \log d_L - 5 + A_\lambda + K \quad [4.1.0]$$

L'estinzione si misura spesso in variazione di magnitudine apparente per kpc di distanza (mag/kpc) ed è funzione della lunghezza d'onda (se  $\lambda$  cresce,  $A_\lambda$  diminuisce). Il valore di  $A_\lambda$  è legato allo spessore ottico  $\tau_\lambda$  del materiale presente lungo la linea di vista. L'attenuazione dell'intensità di radiazione proveniente dalla sorgente dipende dalla sua lunghezza d'onda e può essere ricavata dall'equazione del trasporto:

$$I_\lambda(\tau_\lambda) = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda} \quad [4.1.1]$$

dove  $I_{\lambda,0}$  è l'intensità della radiazione emessa dalla sorgente e  $I_\lambda(\tau_\lambda)$  quella misurata dall'osservatore;  $\tau_\lambda = -\ln \left( I_\lambda / I_{\lambda,0} \right)$  è la profondità ottica della nube. Quest'ultimo parametro determina quanto la nube è

opaca alla radiazione: se  $\tau_\lambda \ll 1$  il mezzo è trasparente alla radiazione ed è detto otticamente sottile, se  $\tau_\lambda \gg 1$  il mezzo è completamente opaco e quindi otticamente spesso.

Utilizzando la legge di Pogson:  $m_1 - m_2 = -2.5 \log(I_1/I_2)$ , è possibile ricavare l'estinzione in magnitudini in termini di  $\tau_\lambda$ :

$$A_\lambda[mag] = -2.5 \log\left(\frac{I_\lambda}{I_{\lambda,0}}\right) = \frac{2.5}{\ln(10)} - \ln\left(\frac{I_\lambda}{I_{\lambda,0}}\right) \approx 1.08 \tau_\lambda \quad [4.1.2]$$

Quindi il cambio di magnitudine dovuto all'estinzione è approssimativamente uguale allo spessore ottico lungo la linea di vista. Lo spessore ottico a sua volta dipende dalla quantità di materia presente lungo la linea di vista, dalla lunghezza del percorso e dallo specifico processo d'interazione della radiazione con la materia. Questo si può notare considerando un cilindro infinitesimo di nube, con elemento di percorso  $dl$  e densità numerica dei grani di polvere  $n(l)$ , atomi/m<sup>3</sup>; la variazione dello spessore ottico è data da:

$$d\tau_\lambda = n(l) \sigma_\lambda dl \quad [4.1.3]$$

in cui  $\sigma_\lambda$  è la sezione d'urto del processo di estinzione, essa ha le dimensioni di un'area e rappresenta la frazione di radiazione incidente che viene estinta. In generale la sezione d'urto dipende dalla sezione d'urto geometrica ( $= \pi a^2$ , approssimando i grani come sfere di raggio  $a$ ) e dalle proprietà fisico chimiche dei grani di polvere.

Integrando l'equazione precedente sull'intero percorso della radiazione, risulta:

$$\tau_\lambda = N_c \sigma_\lambda \quad [4.1.4]$$

dove  $N_c$  è la densità colonnare dei grani di polvere. Sostituendo questo risultato nell'equazione 4.1.2 si ottiene:

$$A_\lambda[mag] \approx 1.086 N_c \sigma_\lambda \quad [4.1.5]$$

Tale quantità dunque varia per ogni linea di vista, poiché l'effetto dell'estinzione varia secondo le caratteristiche dei grani, della quantità di polvere e della lunghezza d'onda della radiazione.

Un modo alternativo di descrivere  $A_\lambda$  è quello di utilizzare il fattore di efficienza di estinzione:  $Q_{ext}(\lambda)$  che è definito dal rapporto della sezione d'urto con la dimensione delle particelle:

$$Q_{ext}(\lambda) = \frac{\sigma_\lambda}{\pi a^2} \quad [4.1.6]$$

e dunque l'equazione 4.1.5 diventa:

$$A_\lambda[mag] \approx 1.086 \pi a^2 N_c Q_{ext}(\lambda) \quad [4.1.7]$$

Oppure esprimendo tale risultato a partire dall'equazione del trasporto in cui  $k_\lambda$  è il coefficiente di assorbimento, la diminuzione di intensità di un raggio luminoso è data da:

$$k_\lambda = \pi a^2 N_c Q_{ext}(\lambda) \quad [4.1.8]$$

Assunto un modello che descriva dimensioni, composizione e proprietà chimico-fisiche dei grani di polvere, il problema di valutare la dipendenza spettrale di  $A_\lambda$  equivale a determinare l'andamento del fattore di efficienza di estinzione  $Q_{ext}(\lambda)$  dalla lunghezza d'onda.

A partire dalle equazioni di campo di Maxwell, Mie propose nel 1908 una teoria che spiegava l'interazione dei fotoni con particelle sferiche. In particolare, per grandi lunghezze d'onda il fattore di efficienza di estinzione segue un andamento a legge di potenza:  $Q_{ext}(\lambda) \sim 9(ka^2)^4$ . Questo risultato è spiegato dal fatto che a grandi lunghezze d'onda la probabilità di interazione fra fotoni e particelle diminuisce in quanto il fotone "non vede più" la particella.

Per piccole lunghezze d'onda, invece, il fattore di efficienza di estinzione è circa uno e dunque la sezione d'urto risulta uguale alla sezione geometrica. Per lunghezze d'onda intermedie, in cui la lunghezza d'onda dei fotoni è confrontabile con le dimensioni delle particelle, l'andamento è fortemente variabile in funzione della frequenza. Il risultato è la presenza di risonanze da cui si possono trarre informazioni sulle dimensioni e le caratteristiche delle particelle. Tutto il processo è in realtà un po' più complicato a causa della presenza di diversi tipi di grani di forme e materiali diversi che causano la parziale polarizzazione della luce osservata. La teoria di Mie ha permesso di calcolare la dipendenza del fattore di efficienza di estinzione  $Q_{ext}(\lambda)$  dalla lunghezza d'onda e dunque di determinare la curva di estinzione media della Galassia come si deve in Figura 4.1.

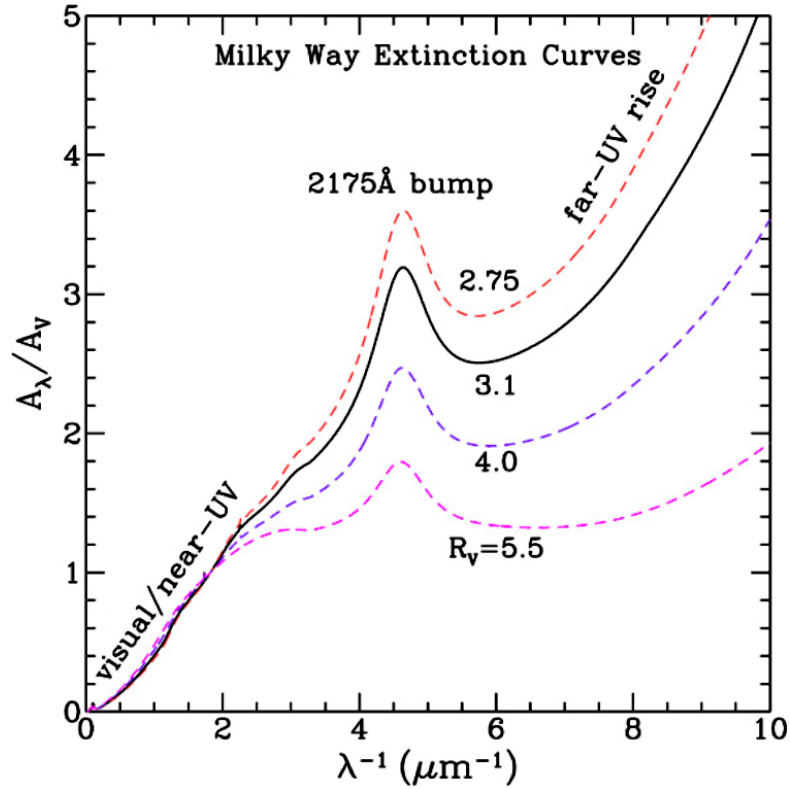


Figura 4.1: Curve di estinzione della Via Lattea ottenute da osservazioni lungo diverse linee di vista ( $R_V = 2.75, 3.1, 4.0, 5.5$ ). Come mostrato dai diversi valori di  $R_V$ , si può notare una notevole variazione regionale della curva di estinzione galattica. Figura tratta da Draine<sup>[29]</sup>

La curva di estinzione normalizzata in banda V in Figura 4.1 dipende solo dalle proprietà della polvere e in particolare dalle sezioni d'urto:

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = 1.086 \frac{\tau_\lambda}{\tau_V} \approx 1.086 \frac{\sigma_\lambda}{\sigma_V} \quad [4.1.9]$$

Come mostrato in Figura 4.1, nella curva di estinzione quasi tutti i fotoni blu e UV emessi copiosamente dalle stelle giovani sono assorbiti dalle polveri, mentre quelli a lunghezze d'onda del vicino infrarosso sono meno disturbati. Queste zone di grande assorbimento sono solitamente dovute alla presenza di un tasso di formazione stellare particolarmente sostenuto come le nebulose e i globuli di Bok (nubi molecolari) in cui vi è una grande quantità di idrogeno. La presenza di questo elemento è legata alla densità di idrogeno neutro monoatomico (HI) che può essere rintracciata misurando la riga a 21 cm della transizione di spin (spin flip<sup>2</sup>).

<sup>2</sup> spin flip: l'emissione è legata alla piccola differenza di energia tra la configurazione in cui lo spin dell'elettrone ha lo stesso verso del momento angolare orbitale e la configurazione in cui i versi sono opposti

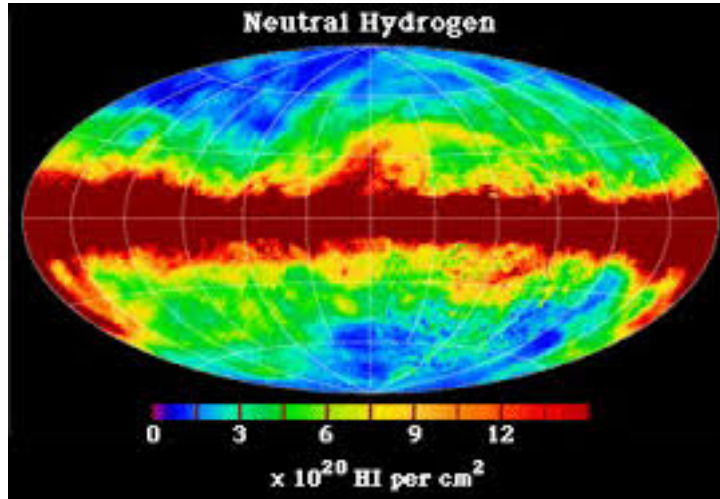


Figura 4.2: mappa della densità colonnare dell'idrogeno neutro monoatomico della Galassia. Figura tratta da Dickey & Lockman<sup>[73]</sup>

Come visibile dalla mappa della densità colonnare dell'idrogeno neutro monoatomico della Galassia, riportata in Figura 4.2, le zone maggiormente estinte dalla polvere sono quelle più strutturate come il bulge e i bracci di spirale.

In generale, la curva di estinzione varia lungo diverse linee di vista a causa della diversa distribuzione e composizione dei grani. Per tenere conto di ciò, ad ogni linea di vista è associato un parametro  $R_V$ , definito, in ottico, dal rapporto fra estinzione ed eccesso di colore<sup>3</sup> ( $R_V = A_V/E(B - V)$ ). A regioni di bassa densità corrisponde un valore di  $R_V$  piccolo e dunque un assorbimento maggiore nel lontano UV rispetto a regioni di elevata densità. Le zone meno dense sono dunque caratterizzate da grani di piccole dimensioni, mentre le zone di alta densità ospitano, in prevalenza, la famiglia di grani di dimensioni maggiori. La curva di estinzione media della Galassia è caratterizzata da un  $R_V \cong 3.1$  (in Figura 4.1 è rappresentata dalla linea nera continua).

La tecnica più usata per determinare la curva di estinzione dalle osservazioni è il *pair method* (Draine<sup>[29]</sup>). Essa consiste nel confronto di due stelle di stesso tipo spettrale e medesima classe di luminosità ma con diverso arrossamento, in modo da determinare la loro differenza di colore. Se una stella presenta una quantità di polvere trascurabile mentre la seconda è fortemente arrossata, il confronto dei due spettri, insieme all'assunzione che l'estinzione della polvere tende a zero per grandissime lunghezza d'onda, consente di determinare l'estinzione  $A_\lambda \equiv 2.5 \log_{10} \left( \frac{F_\lambda^0}{F_\lambda} \right)$  in funzione della lunghezza d'onda  $\lambda$  ( $F_\lambda$  è il flusso osservato mentre  $F_\lambda^0$  è quello in assenza di estinzione). In questo

<sup>3</sup> Nel sistema fotometrico UBV l'eccesso di colore ( $E_{B-V}$ ) è legato all'indice di colore dalla relazione:  $E_{B-V} = (B - V)_{oss} - (B - V)_{intr}$

modo è possibile tabulare l'estinzione fra due diverse bande come si vede nella tabella 1.

Band $X$	$\frac{E(X - V)}{E(B - V)}$	$\frac{A_X}{A_V}$
$U$	1.64	1.531
$B$	1.00	1.324
$V$	0.00	1.000
$R$	-0.78	0.748
$I$	-1.60	0.482
$J$	-2.22	0.282
$H$	-2.55	0.175
$K$	-2.74	0.112
$L$	-2.91	0.058
$M$	-3.02	0.023
$N$	-2.93	0.052

SOURCE: From data published in Rieke & Lebofsky (1985)

Tabella 1: Legge di estinzione interstellare standard

A questo punto tramite una serie di operazioni algebriche è possibile determinare l'estinzione ad esempio in banda V come:

$$A_V = E(B - I)/0.842 \quad [4.1.10]$$

in cui 0.842 è derivato dalla formula:

$$\frac{A(B)}{A(V)} - \frac{A(I)}{A(V)} = 1.324 - 0.482 = 0.842 \quad [4.1.11]$$

#### 4.1.2 EMISSIONE DELLE POLVERI

Le polveri vengono scaldate dalla radiazione UV che assorbono, portandosi a temperature che variano con le dimensioni dei grani e con l'intensità del campo di radiazione, ma che si collocano tra circa 20 e circa 200 K. I grani fungono così da cavità termiche risonanti in cui si instaura una sorta di equilibrio tra fotoni assorbiti e ed emessi dal grano. L'energia assorbita viene così riemessa in modo termico in un ampio intervallo di lunghezze d'onda che vanno da pochi  $\mu\text{m}$  fino a 1000  $\mu\text{m}$ , con un tipico picco d'emissione a lunghezze d'onda tra 30 e 200  $\mu\text{m}$ . Lo spettro integrato della Galassia è in Figura 4.3 da cui emerge che l'emissione della polvere non può essere definita come quella dovuta ad un singolo tipo di grani ma viene fittata come la somma di quattro componenti: la polvere fredda nelle nubi molecolari

( $T \sim 15$  K), la polvere delle nubi diffuse (“cirri IR”,  $T \sim 20-30$  K), i grani tiepidi in zone di formazione stellare ( $T \sim 60$  K) e la banda PAH (molecole policicliche aromatiche idrogenate) in emissione di piccoli grani ( $T \sim 300$  K).

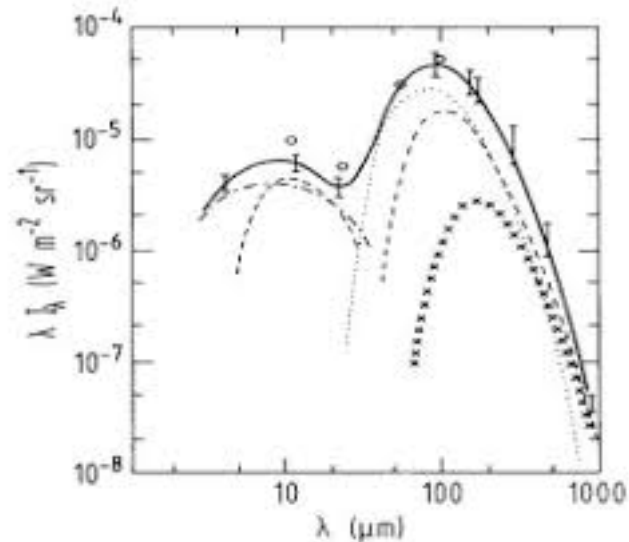


Figura 4.3: spettro integrato della Galassia dovuto alla somma di quattro componenti di polveri presenti in diversi ambienti. Figura tratta da Pizzella<sup>[4]</sup>

L'emissione a lunghezze d'onda infrarosse è fondamentale per stabilire le proprietà cruciali (tasso di formazione stellare, età delle popolazioni stellari, funzione iniziale di massa) delle galassie distanti poiché esse dipendono essenzialmente dagli indici di colore osservati. E' necessario dunque distinguere l'arrossamento dello spettro dovuto all'invecchiamento (evoluzione stellare) rispetto a quello causato dall'estinzione da polveri.

## 4.2 CONSEQUENZE SU OSSERVAZIONI DI SUPERNOVE LONTANE

L'estinzione della polvere rimane un problema sulle osservazioni della SN Ia poiché vi sono dibattiti su quale sia la legge sull'estinzione che meglio descrive l'Universo lontano. L'attenuazione della polvere influisce, infatti, sia sulla quantità di SN Ia osservate, che sul modulo di distanza e dunque sulla struttura dell'Universo. L'estinzione della polvere avviene in tre casi prima dell'osservazione della luce della SN Ia: nella nostra Via Lattea, nello spazio intergalattico e nella galassia ospite della SN Ia.

L'estinzione galattica è un problema ben studiato, basato su osservazioni di COBE e IRAS nel lontano infrarosso e sub-millimetrico (mappa di Schlegel<sup>[30]</sup>). Questa mappa è ora generalmente utilizzata, insieme alla legge sull'estinzione galattica, per correggere le fonti extragalattiche (Cardelli et al.<sup>[31]</sup>).

L'estinzione della polvere nello spazio intergalattico è stata proposta come spiegazione alternativa all'accelerazione cosmologica per spiegare l'attenuazione delle SN Ia (Aguirre<sup>[32]</sup>; Aguirre & Haiman<sup>[33]</sup>). Secondo l'articolo di Aguirre, non si tratterebbe di polvere "standard", ma bensì di polvere grigia, la quale presenta un assorbimento costante al variare della lunghezza d'onda. Non esisterebbe dunque nessuna relazione fra arrossamento di un oggetto e la sua estinzione. In seguito però modelli di Universo polveroso (Goobar et al.<sup>[34]</sup>; Robaina & Cepa<sup>[35]</sup>) ritengono questa spiegazione della polvere grigia sempre più incoerente con i dati osservazionali (ad es. Riess et al.<sup>[36]</sup>).

L'estinzione all'interno della galassia ospite della SN Ia è dovuta alla polvere nelle immediate vicinanze dell'astro e a qualsiasi disco, anello o braccio a spirale attraversato dalla linea di vista. Secondo il lavoro sull'energia oscura di Albrecht et al.<sup>[37]</sup>, la legge sull'estinzione che deriva dalla polvere rappresenta una fonte primaria d'incertezza per le misurazioni delle distanze delle SN Ia.

La nostra comprensione dell'Universo potrebbe essere alterata dalla comprensione di tre caratteristiche della polvere della galassia ospite: il contenuto totale di polvere, la distribuzione della polvere all'interno della galassia ospite e la composizione della polvere.

La massa della polvere è una variabile in diversi studi sulla distribuzione dell'energia spettrale di galassie distanti. Secondo i modelli di Calzetti & Heckman<sup>[38]</sup> e di Rowan-Robinson<sup>[39]</sup>, il massimo contenuto complessivo di polvere delle galassie si verifica a  $z = 1$  mentre modelli più recenti (Iglesias-Paramo et al.<sup>[40]</sup>) trovano un costante aumento della massa di polvere con il tempo della distribuzione dell'energia spettrale UV-IR nelle galassie.

La tipica massa di polvere trovata nelle galassie distanti è in gran parte dipendente del campione selezionato. I campioni selezionati nell'infrarosso lontano descrivono galassie ricche di polvere, simili a Arp 220 (Rowan-Robinson et al.<sup>[41]</sup>), i campioni selezionati nel campo ottico / UV, invece, a dischi molto simili a quelli locali (Sajina et al.<sup>[42]</sup>) e le galassie Lyman- $\alpha$  caratterizzano dischi a bassa estinzione (Nilsson et al.<sup>[43]</sup>).

La curva di estinzione, associabile alla galassia ospite, dipende in generale dal redshift, come sostenuto da un gruppo di ricerca guidato da Holwerda<sup>[44]</sup> nel 2007. Nelle loro osservazioni confrontarono le distribuzioni di estinzione ( $A_V$ ) di tre campioni di SN Ia a differenti redshift. Utilizzando un valore costante di arrossamento medio ( $\bar{R}_V$ ) uguale a quello ad oggi ampiamente accreditato per la Galassia, le distribuzioni delle tre curve di estinzione (Figura 4.4 pannello in basso a sinistra) non risultano uguali e per spiegare meglio la sovrapposizione è necessario ipotizzare un andamento dell'arrossamento medio come descritto nel Model C della figura 4.4 (pannello in alto a destra).

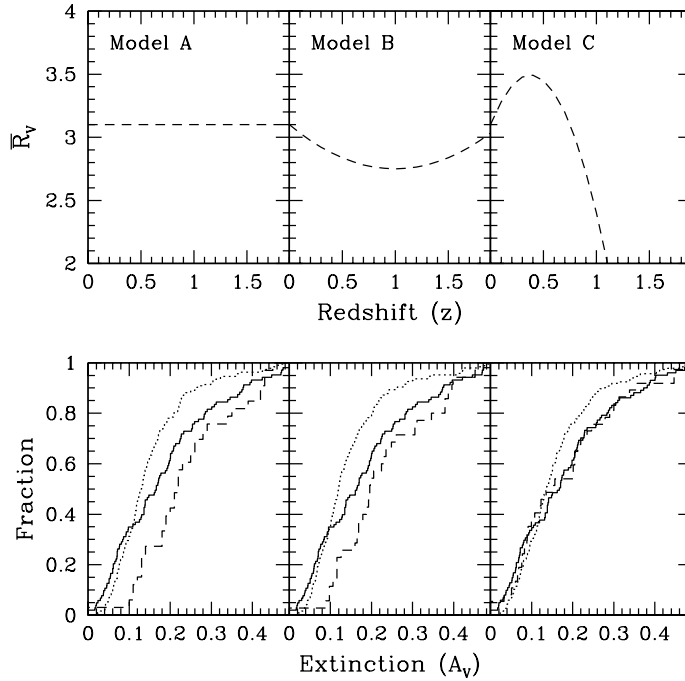


Figura 4.4: evoluzione del fattore  $\bar{R}_V$  in funzione del redshift secondo tre modelli differenti (figure in alto), andamento dell'estinzione dei tre campioni selezionati a seconda del modello A, B, C scelto (figure in basso). Utilizzando il modello C i tre campioni sono maggiormente sovrapposti. Figura tratta da Holwerda<sup>44</sup>

A  $z \approx 1$  le galassie a disco presentano un alone di polvere, poiché vi è una forte presenza di regioni a grande formazione stellare; dunque il valore medio di  $\bar{R}_V$  dovrebbe essere inferiore per le SN Ia a grandi redshift.

Ci sono tuttavia delle possibili spiegazioni alternative a queste osservazioni:  $\bar{R}_V$  potrebbe non cambiare molto ma a causa dell'espulsione di polvere e di una produzione maggiore di polvere, a causa dell'elevata formazione stellare, ogni SN Ia al crescere del redshift viene vista attraverso più polvere della galassia ospite.

Una seconda ipotesi è che le galassie ospiti sono simili alle galassie a spirale nelle nostre vicinanze, però le nane bianche a redshift più grandi, esplodono perlopiù, in zone più ricche di polvere, come ad esempio, i bracci di spirale.

Se però  $\bar{R}_V$ , e quindi  $A_V$ , evolvesse come una combinazione di composizione e distribuzione della polvere nella galassia ospite, sorgerebbero maggiori problemi.

Nei primi due casi, infatti, la differenza osservata nella distribuzione dei valori di estinzione (Figura 4.4) a diversi redshift è reale e le distanze determinate dalle curve di luce delle SN Ia non hanno effetti negativi sulle osservazioni cosmologiche. Invece, nella terza opzione, l'evoluzione nella legge di estinzione della galassia ospite potrebbe distorcere le osservazioni dell'accelerazione dell'espansione dell'Universo.

## 5. SECONDA PROBLEMATICA: EVOLUZIONE CHIMICA

Un altro problema per le osservazioni è la possibile evoluzione chimica del materiale costituente i progenitori delle SN Ia per redshift diversi. Le cui conseguenze comporterebbero possibili variazioni nei meccanismi di esplosione delle supernove stesse.

### 5.1 EVOLUZIONE CHIMICA

Già nel 1993, Phillips<sup>[23]</sup> notò una relazione fra le curve di luce e il picco di luminosità delle SN Ia. Le supernove con più ampie curve di luce sono intrinsecamente più luminose, mentre quelle con curve di luce strette sono più tenui (si veda Figura 3.3).

A partire da queste osservazioni, le supernove di tipo Ia possono essere distinte in due gruppi: quelle con curve di luce più grandi e intrinsecamente più luminose vengono classificate come “prompt”, poiché il ritardo temporale tra la formazione della popolazione stellare e l'esplosione di supernova corrisponde a circa 0.1-0.5 Gyr, mentre quelle che presentano curve di luce più strette e intrinsecamente più deboli sono dette “delayed”, dato che i loro progenitori hanno un tempo di vita di diversi Gyr. Mentre per le supernove delayed è stato proposto un tasso di formazione proporzionale alla massa della galassia ospite, il ritmo evolutivo delle supernove prompt è proporzionale al tasso di formazione stellare. Le SN Ia non saranno quindi uniformemente distribuite nello spazio ma varieranno con il redshift come si vede in figura 5.1.

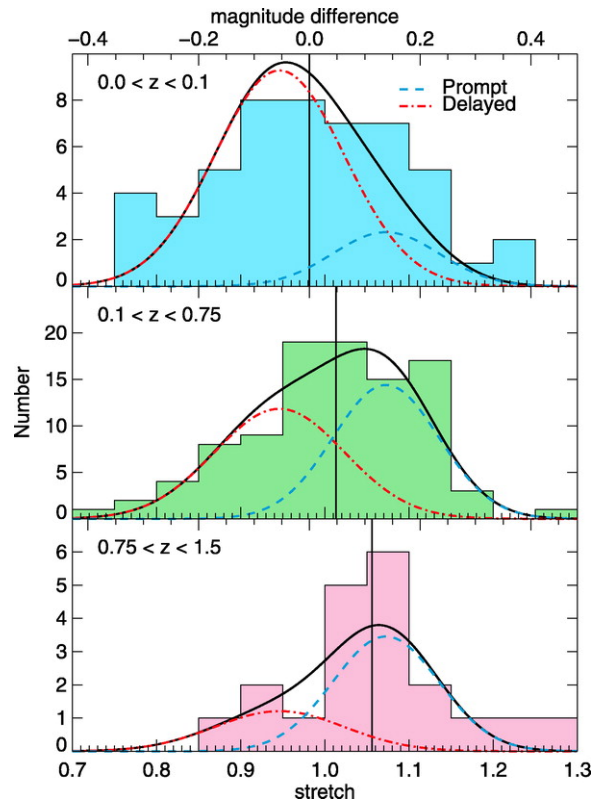


Figura 5.1: evoluzione di supernove di tipo prompt e delayed in funzione del redshift. Figura tratta da Howell et al. [46].

Dato che il tasso di formazione stellare aumenta fino a  $z \sim 2$ , si suppone che la componente prompt domini a questi redshift, corrispondenti ad un tempo cosmico di 10 Gyrs; in particolare il rapporto fra le due componenti varia da 0.5 per l'Universo Locale a circa 1.2 per  $z=1.5$  (Mannucci [45]). Inoltre, secondo diverse ricerche, la larghezza media della curva di luce per le SNe Ia non-subluminous aumenta dell' $8.1\% \pm 2.7\%$  da  $z = 0.03$  a  $z=1.12$ , che corrisponde ad un aumento della luminosità intrinseca media del 12% (Howell [46]).

Da queste importanti osservazioni, sono state riscontrate delle relazioni fra le proprietà delle SNe Ia e la galassia in cui si trovano. Le supernove più luminose (evoluzione più veloce) tendono a trovarsi in galassie a spirale di tipo tardivo (Hamuy et al. [47]), mentre le supernove meno luminose, in cui il tasso di declino è veloce, sono perlopiù situate in zone di popolazione stellare più antica come le galassie ellittiche o galassie a spirale dei primi tipi, portando alla conclusione che l'età della stella progenitrice è una variabile chiave nelle proprietà delle SN Ia (Howell [48]).

Il motivo della diversità di queste due tipologie di SN Ia non è ancora chiaro ma poiché esse variano con il redshift, un'interpretazione può essere dovuta all'evoluzione della metallicità a diverse epoche cosmiche. La teoria suggerisce che le curve di luce delle SN Ia sono alimentate dal decadimento radioattivo di  $^{56}\text{Ni}$ ; più  $^{56}\text{Ni}$  è prodotto nelle SN Ia, maggiore è la loro luminosità e più lento sarà il declino. La relazione tra  $^{56}\text{Ni}$  e la presenza di metalli nella galassia ospite, proposta per la prima volta nel 2003 da Timmes et al. [49], è oggi confermata dai

dati osservativi. Come si vede in Figura 5.2 a seconda della metallicità iniziale dei progenitori cambia anche la massa di  $^{56}\text{Ni}$  prodotta e quindi

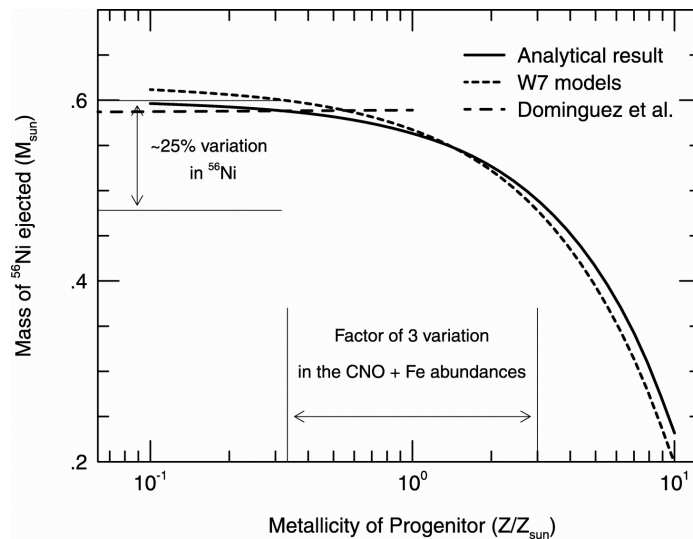


Figura 5.2: Massa di  $^{56}\text{Ni}$  espulsa dalle SN Ia in funzione della metallicità iniziale  $Z$ . Viene mostrata la relazione lineare (curva solida, la curvatura è dovuta all'ascissa logaritmica) dovuta all'equazione  $M(^{56}\text{Ni}) \approx 0.6 M_{\odot} \left(1 - 0.057 \frac{Z}{Z_{\odot}}\right)$  per  $X(^{22}\text{Ne}) = 0.024 \left(\frac{Z}{Z_{\odot}}\right)$ , una sequenza di modelli W7 (curva a tratti bassi) e il calcolo di DHS01 per progenitori di  $1.5 M_{\odot}$  (curva a tratti lunghi). Figura tratta da Timmes et al.<sup>[49]</sup>

anche la luminosità intrinseca prodotta. Come indicato dalle frecce in figura 5.2, una dispersione di circa 3 della metallicità media delle stelle progenitrici di nane bianche in sequenza principale, causa una variazione del 25% ( $0.13 M_{\odot}$ ) di  $^{56}\text{Ni}$  prodotto se i metalli sono distribuiti uniformemente all'interno della nana bianca. Per un fattore di dispersione di 7 della media nella metallicità iniziale la variazione è di  $2M(^{56}\text{Ni})$ . Dai valori raccolti nelle vicinanze solari ( $\frac{1}{3}$ - $3 Z_{\odot}$  di dispersione in metallicità) risulta una variazione sufficiente a variare il picco di luminosità in banda V di circa  $|\Delta M_V| \approx 0.2$ . Facendo un'analisi spettrale (righe Balmer e analisi degli indici Lick) delle galassie con quantità diverse di SN Ia di tipo delayed e prompt, risulta che lo spettro medio delle galassie con SN Ia prompt mostra righe di emissione più forti rispetto a quello delle galassie dominate da SN delayed. Dalla ricerca di Uddin nel 2017<sup>[50]</sup> emerge che le galassie con supernove prompt hanno metallicità che sono, in media, 0.24 volte inferiori alle metallicità medie delle galassie con SN Ia di tipo delayed. Inoltre, la forte presenza di SN Ia prompt negli ammassi di galassie, aiuta a spiegare il contenuto di Fe del mezzo interno all'ammasso. Un'ulteriore prova viene dal modello di Scannapieco<sup>[51]</sup> in cui vengono riprodotti con buona affidabilità i rapporti delle abbondanza stellari osservate [O / Fe] all'interno della Galassia, considerando un breve ritardo ( $\approx 0.7$  Gyr) nella componente prompt.

La differente presenza di metalli potrebbe dunque spiegare i differenti progenitori: a singola o doppia degenerazione. In un sistema a singola degenerazione il materiale strappato dalla gigante rossa deve essere

otticamente denso per regolare il tasso di trasferimento della materia. Per un sistema a bassa metallicità il flusso del materiale sarebbe assente e dunque le SN Ia prompt non sarebbero più presenti nell'Universo primordiale (Kobayashi et al.<sup>[52]</sup>; Kobayashi & Nomoto<sup>[53]</sup>). Nei sistemi a doppia degenerazione non è prevista una soglia di metallicità, dunque questo scenario potrebbe fornire un modo chiaro per districare i contributi relativi delle esplosioni di SN Ia di differenti progenitori.

Dal punto di vista del legame fra il meccanismo di esplosione e il tempo di vita dei progenitori non si hanno ancora molte certezze. Ad esempio, modelli a doppia degenerazione "violent merger", ipotizzati da Ruiter et al.<sup>[54]</sup>, prevedono sia una componente evolutiva molto lenta (con forma di legge di potenza  $t^{-1}$ ), ma anche una molto rapida. SN di tipo prompt potrebbero anche derivare da un modello a singola degenerazione con una stella "compagna" composta da elio (Wang et al.<sup>[55]</sup>; Claeys et al.<sup>[56]</sup>).

## 5.2 CONSEGUENZE SULLE OSSERVAZIONI

Un problema è che la relazione fra il tasso di declino e la luminosità delle SN Ia è ricavato da osservazioni di supernove nell'Universo Locale e dunque è dominato da SNe delayed. Se dunque le due popolazioni seguono andamenti leggermente diversi, ci si aspetta che possano esserci degli errori sistematici associati alle supernove a grandi redshift, specialmente quando la popolazione prompt diventa dominante:  $z \sim 1.2$ . Pertanto misurazioni cosmologiche di SN Ia a  $z > 1$  richiede una buona comprensione delle differenze nelle proprietà delle due popolazioni.

Un esempio importante di questa problematica è rappresentato dalle SN Ia come SN 2001ay (Howell & Nugent<sup>[57]</sup>), SN 2002cx (Li et al.<sup>[58]</sup>), SN 2002ic (Hamuy et al.<sup>[59]</sup>) e SNLS-03D3bb (Howell et al.<sup>[60]</sup>), che non rispettano i tipici schemi di correzione della forma a curva di luce ma presentano caratteristiche associate alla formazione stellare. Poiché la densità di formazione stellare aumenta di un fattore di dieci da  $z = 0$  a  $z = 1.5$  (Hopkins & Beacom<sup>[61]</sup>), ad alto redshift queste supernove maggiormente variabili saranno più presenti.

## 6. SELEZIONE DI UN CAMPIONE DI SN Ia "PURE"

Un approccio molto interessante per l'analisi dell'Universo lontano è quello basato su particolari supernove Ia, attuato da un team di ricercatori russi, guidato da Pruzhinskaya<sup>[62]</sup>. L'idea del loro approccio è di usare una nuova classe di supernove rinominata da loro: supernove "pure". Queste supernove sono caratterizzate dalla loro grande distanza dal centro della galassia ospite e perciò hanno notevoli vantaggi legati a: composizione chimica, meccanismo di esplosione ed estinzione dalle polveri.

Le stelle più vecchie e povere di metalli (con un'età paragonabile a quella dell'Universo) giacciono, infatti, a grandi distanze dal centro galattico o stanno al di sopra del piano galattico se la galassia a spirale è vista di taglio. La composizione chimica delle stelle progenitrici delle supernove Ia pure risulta quindi più omogenea.

Le SN Ia, lontane dal centro della galassia, probabilmente hanno un meccanismo di esplosione comune, cioè la fusione di nane bianche. Questo perché, negli aloni della galassia, non ci sono stelle di massa intermedia che potrebbero fornire materia alle nane bianche in sistemi binari.

Un ultimo vantaggio, legato all'analisi delle supernove pure rispetto alle altre, è dovuto al fatto che non c'è una grande quantità di polvere negli aloni della galassia. Ad esempio, lo spessore dello strato di polvere nella Galassia non supera diversi kpc anche ai bordi (15-20 kpc).

Oltre a quelle appena descritte, le supernove pure sono anche quelle presenti in galassie ellittiche, dove la polvere è assente anche nelle profondità della galassia; inoltre, l'età e, di conseguenza, la composizione chimica delle galassie ellittiche garantisce la presenza di stelle povere di metalli (stelle di popolazione II). Tuttavia, è molto difficile determinare la morfologia della galassie ospite per supernove a distanze corrispondenti ad un redshift di circa uno. Pertanto, delle possibili supernove presenti in galassie ellittiche, sono state utilizzate solo quelle di cui si conosceva con certezza l'ellitticità della galassia ospite.

Oltre a queste due tipologie di supernove, sono state aggiunte le SN Ia osservate dall'Hubble Space Telescope (Riess et al.<sup>[63][36]</sup>) a grandi distanze ( $z > 0.2$ ), il cui campione è stato prodotto visivamente, e due halo supernovae: SN2008gy (Tsvetkov et al.<sup>[64]</sup>) e SN2009nr (Khan et al.<sup>[65]</sup>), scoperte nell'indagine della rete robotizzata MASTER, le quali si trovano nello spazio intergalattico.

Per riuscire a rintracciare le supernove, i ricercatori hanno eseguito osservazioni fotometriche e spettroscopiche dettagliate delle

supernove scoperte da Hicken et al.<sup>[66]</sup> e quelle osservate da Kowalski et al.<sup>[67]</sup>. Le supernove che non soddisfacevano le condizioni di elaborazione (un numero insufficiente di osservazioni fotometriche, la disponibilità di dati solo in una banda) oppure quelle presenti in galassie di morfologia complessa (galassie interagenti) sono state escluse. Dopo questa prima selezione, per il campione di 307 supernove rimaste si sono determinate le magnitudini apparenti e assolute in banda B, il colore B-V al massimo ed un parametro per l'analisi delle curve di luce (s factor), in modo da poter confrontare le supernove pure e quelle presenti in galassie ellittiche con tutte le altre. Il criterio di discriminazione delle distanze delle supernove dal centro della galassia è basato sulla dimensione fotometrica dell'isofota con una magnitudine di 25 mag/arcmin<sup>2</sup> in banda B. Se la supernova è a distanza maggiore di D25 allora essa è considerata distante. Il campione finale di supernove che soddisfano la selezione è indicato in tabella 2.

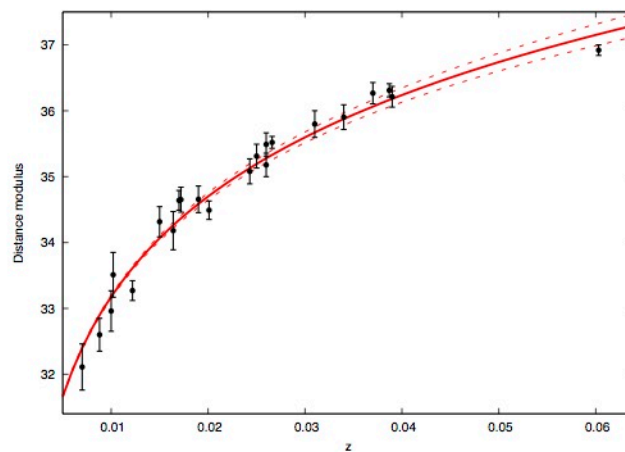


Figura 6.1: diagramma di Hubble di supernove “pure” ottenute dalla tabella 2 fino a redshift 0,06. Figura tratta da Pruzhinskaya et al.<sup>[62]</sup>

Nella Figura 6.1 sono state utilizzate solo le supernove della tabella 2 con redshift inferiore a 0.06. I dati indicano una dispersione molto bassa poiché essenzialmente tutte queste supernove prevedono il modello di esplosione a doppia degenerazione. Questa differenza nelle varie supernove è evidenziata dalla Figura 6.2 in cui vengono confrontate le supernove pure (punti rossi) con tutte altre supernove, vicine al centro galattico (triangoli blu), osservate da Hicken et al.<sup>[66]</sup> e Kowalski et al.<sup>[67]</sup>. Calcolando la varianza ( $\sigma$ , formula<sup>4</sup>) si può notare come questo tipo di supernove tende a migliorare le misurazioni e a ridurre gli errori sistematici. La varianza media della magnitudine è infatti 0.04 per le pure mentre per le altre supernove vale 0.2. Ciò

---

<sup>4</sup>  $\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - y)^2}{n - m}$  dove  $n$  è il numero di supernove del campione,  $m$  il numero di parametri usati nella procedura di fitting ( $\Omega_\Lambda$ ),  $y_i$  sono i punti osservati nel diagramma di Hubble e  $y$  è la curva teorica che descrive meglio questi dati.

dimostra che le supernove pure sono una classe di supernove più omogenea e dunque ci si aspetta un andamento più uniforme dei diagrammi di Hubble rispetto a tutte le supernove che presentano modelli esplosivi differenti.

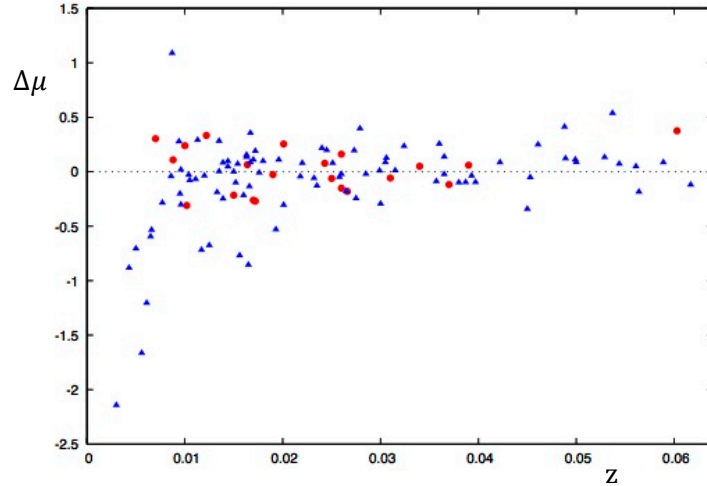


Figura 6.2: Residui del diagramma di Hubble in Figura 6.1: cioè le deviazioni di ciascuna supernova osservata dalla curva del diagramma di Hubble rappresentata dalla linea orizzontale tratteggiata. I punti rossi indicano le supernove “pure”, i triangoli blu sono invece quelle osservate ma escluse dalla tabella 2. Figura tratta da Pruzhinskaya et al.<sup>[62]</sup>

Per quanto riguarda l’analisi dei dati, il modulo di distanza è stato ricavato dalla formula:

$$\mu = \log(d_L) - 5 \quad [6.0]$$

tenendo conto della variazione della curva di luce, della correzione K e dell’assorbimento.

Come suggerito dall’analisi della radiazione cosmica di fondo, il modello seguito è quello di un Universo piatto ( $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ ) perciò l’equazione [2.2.5] può essere semplificata in modo tale che la distanza di luminosità risulta legata ai parametri cosmologici dall’equazione:

$$d_L = (1 + z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1 + z')^3 + \Omega_\Lambda}} \quad [6.1]$$

Per i calcoli la costante di Hubble è stata considerata uguale a  $70 \text{ km/s Mpc}$ .

In questo modo l’equazione presenta un unico parametro libero permettendoci di determinare la densità di energia oscura. Come si può vedere dalla Figura 6.3 la differenza fra un Universo con costante cosmologica nulla (linea verde) e quella che meglio interpola i dati (linea rossa) è significativa. In particolare, i dati descrivono un Universo in espansione accelerata con  $\Omega_\Lambda = 0.66 \pm 0.18$ , in ottimo accordo con le osservazioni recenti. La presenza di energia oscura è

dunque garantita anche per le supernove esplose nelle regioni in cui l'assorbimento (compreso quello dovuto a polvere grigia) è minimo!

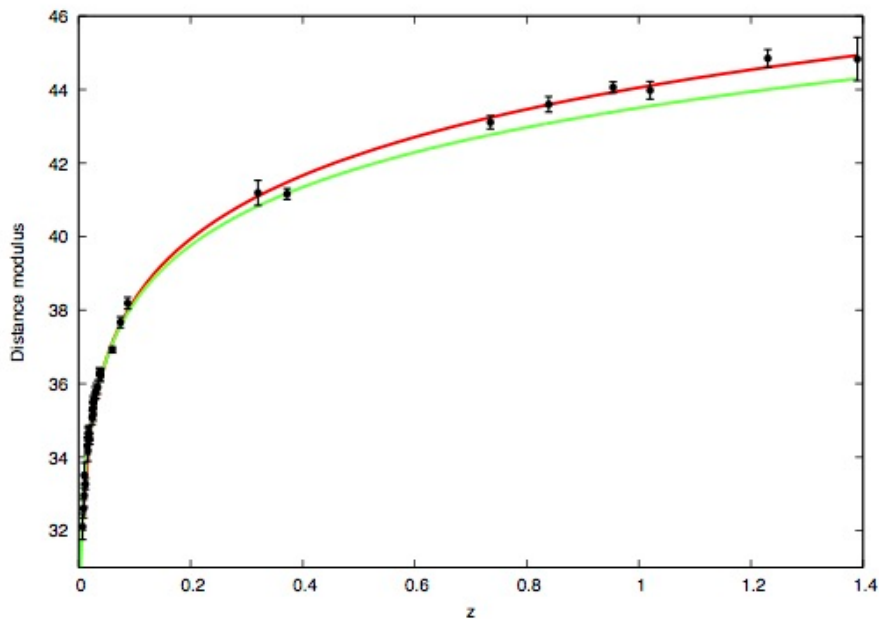


Figura 6.3: diagramma di Hubble del campione completo di supernove riportate in tabella 2. La linea rossa indica la curva che rappresenta meglio i dati mentre la curva verde descrive un Universo privo di energia oscura ( $\Lambda = 0$ ). Figura tratta da Pruzhinskaya et al.<sup>[62]</sup>

I risultati di questo approccio sono dunque molto interessanti poiché confermano le previsioni attuali di espansione accelerata dell'Universo studiando una classe di supernove meno affetta da errori sistematici.

## 7. CONCLUSIONI

In conclusione, per ottenere curve di luce più accurate di quelle attuali e dunque ricavando valori cosmologici più precisi, sarà necessario approfondire le tematiche prese in esame in questa tesi e quanto questi effetti corrompano i dati osservativi raccolti. Il lavoro da svolgere sarà dunque sia teorico cercando di determinare modelli accurati di supernove di tipo prompt e delayed, ma anche osservativo, poiché maggiori moli di dati di supernove a grandi redshift ci permetteranno di caratterizzare meglio il legame fra l'assorbimento dovuto alle polveri, presenti nella galassia ospite, e la galassia in cui avviene l'esplosione di supernova. Detto ciò, le osservazioni basate sulle supernove pure hanno permesso di garantire la presenza di materia oscura anche in zone poco affette dall'assorbimento delle polveri e hanno confermato l'espansione accelerata dell'Universo per oggetti meno affetti da errori sistematici.

Name	Equatorial coordinates ( $\alpha$ , $\delta$ )		$z$	$\mu$	PGC	D25	$R_c$	Selection criterion
1992bo	01 21 58.44	-34 12 43.5	0.0172	34.65 (0.19)	4972	1.10	25.7	D25
2000bk	12 33 53.94	-07 22 42.9	0.0266	35.52 (0.09)	41748	1.16	32.9	D25
2003fa	17 44 07.72	+40 52 51.6	0.039	36.212 (0.157)	60771	1.43	39.2	D25
2005ms	08 49 14.34	+36 07 47.9	0.026	35.489 (0.176)	24788	0.95	23.1	D25
2008bf	12 04 02.90	+20 14 42.6	0.026	35.177 (0.178)	38146	0.85	27.3	E galaxy
2001ie	10 16 50.70	+60 16 44.5	0.031	35.798 (0.203)	030027	0.49	17.0	E galaxy
2002dj	13 13 00.34	-19 31 08.7	0.010	32.960 (0.308)	45908	0.05	2.0	E galaxy
2002do	19 56 12.88	+40 26 10.8	0.015	34.315 (0.230)	63832	0.22	2.6	E galaxy
2002he	08 19 58.83	+62 49 13.2	0.025	35.311 (0.181)	23371	0.44	21.0	E galaxy
2006nz	00 56 29.21	-01 13 36.1	0.037	36.267 (0.162)	73507	0.20	3.0	E galaxy
2007ci	11 45 45.85	+19 46 13.9	0.019	34.656 (0.202)	36670	0.17	4.9	E galaxy
2008af	14 59 28.50	+16 39 12.3	0.034	35.903 (0.187)	53552	0.33	22.1	E galaxy
1992au	00 10 40.48	-49 56 45.3	0.0603	36.92 (0.08)	471591	0.86	25.2	E galaxy
1997cn	14 09 57.76	+17 32 32.3	0.0170	34.64 (0.15)	050558	0.12	4.4	E galaxy
1998bp	17 54 50.74	+18 19 50.5	0.0102	33.51 (0.34)	061091	0.15	3.1	E galaxy
1999gh	09 44 19.75	-21 16 25.0	0.0088	32.60 (0.25)	027885	0.18	9.9	E galaxy
2000B	07 05 40.73	+50 35 10.5	0.0201	34.49 (0.14)	020136	0.23	9.1	E galaxy
2000dk	01 07 23.52	+32 24 23.2	0.0164	34.18 (0.29)	003981	0.65	3.3	E galaxy
1994m	12 31 08.61	+00 36 19.6	0.0243	35.08 (0.19)	041409	0.30	14.7	E galaxy
1996x	13 18 01.13	-26 50 45.3	0.0070	32.11 (0.35)	046330	0.27	8.9	E galaxy
1992br	01 45 44.83	-56 05 57.9	0.0876	38.19 (0.16)	-	-	-	E galaxy
1994am	02 40 02.06	-01 37 14.9	0.3720	41.16 (0.15)	-	-	-	E galaxy
1997ac	08 24 05.21	+04 11 22.6	0.3200	41.19 (0.34)	-	-	-	E galaxy
1900Y	03 37 22.59	-33 02 34.7	0.0387	36.31 (0.10)	-	-	-	E galaxy
1992ae	21 28 17.94	-61 33 01.4	0.0746	37.67 (0.15)	-	-	-	E galaxy
2009nr	13 10 58.95	+11 29 29.3	0.0122	33.27 (0.15)	45750	0.71	-	Located in intergalactic space
2008gy	03 10 00.96	+19 13 23.1	0.029	35.74 (0.17)	1584648	-	12.2	Located in intergalactic space
HST04 Sas	12 36 54.125	+62 08 22.21	1.39	44.83 (0.59)	-	-	-	Visually
HST05 Spo	12 37 06.53	+62 15 11.70	0.839	43.60 (0.21)	-	-	-	Visually
HST05 Fer	12 36 25.10	+62 15 23.84	1.020	43.98 (0.24)	-	-	-	Visually
HST05 Lan	12 36 56.72	+62 12 53.33	1.230	44.85 (0.24)	-	-	-	Visually
2003es	12 36 55.39	+62 13 11.9	0.954	44.06 (0.15)	-	-	-	Visually
2002kd	03 32 22.34	-27 44 26.9	0.735	43.11 (0.18)	-	-	-	Visually

Tabella 2: campione finale di SN Ia usate per l'analisi della Figura 6.3. Tabella tratta da Pruzhinskaya et al.<sup>[62]</sup>

## 8. APPENDICE 1 COSTANTE COSMOLOGICA

La costante cosmologica fu introdotta per la prima volta nel 1917 da Albert Einstein per garantire la staticità del modello di Universo da lui proposto. Secondo il primo modello di Universo proposto da Einstein, infatti, il Cosmo è omogeneo e isotropo e lo spazio non è né in espansione né in contrazione, ma dinamicamente stabile. Tuttavia a causa delle osservazioni di Hubble del 1929, le quali comportano un Universo in espansione, la teoria di Universo di Einstein è stata abbandonata così come la concezione di un parametro costante in opposizione alla gravità. Questo scenario è perdurato sino agli ultimi vent'anni quando la costante cosmologica è tornata ad essere di grande attualità. Dalle osservazioni delle supernove Ia ad alto redshift è stato scoperto che la velocità di espansione dell'Universo sta aumentando e non diminuendo come si era sempre pensato. Questo comporta che vi è necessità di un parametro dominante nell'Universo che spieghi tale espansione dato che l'unica forza nota influente su grande scala è quella gravitazionale. In questo modo per far coincidere i valori osservativi dei diagrammi di Hubble con quelli teorici derivanti dai vari modelli cosmologici vi è la necessità di richiamare in causa la costante cosmologica.

Di questo parametro non si conosce molto e vi sono varie interpretazioni sulla vera natura fisica di questa quantità. Essa potrebbe essere una costante universale "pura" come la velocità della luce o la carica dell'elettrone, ma potrebbe anche essere spiegata come una conseguenza di una nuova particella denominata "campo scalare di quintessenza" oppure come la cosiddetta "energia del vuoto", una forma di energia che permea in modo uniforme tutto lo spazio e che dovrebbe essere possibile calcolare a partire dalla teoria fondamentale delle forze e delle particelle. L'ultima soluzione è attualmente la più interessante poiché interpreterebbe la costante cosmologica come una sorta di "livello zero" di tutti gli stati energetici possibili in natura. Un livello che in fisica delle particelle normalmente non appare perché si misurano solo differenze di energia e non valori assoluti, ma che diventa invece rilevante a livello cosmologico perché la gravità "sente" anche questa energia uniformemente distribuita. Una delle sfide della moderna fisica teorica, quindi, è la comprensione dell'origine della costante cosmologica e la sua collocazione nell'ambito della teoria delle particelle elementari. Un obiettivo ancora distante, ma su cui si lavora attivamente, perché implica la riformulazione di alcuni importanti nodi concettuali della fisica moderna.

## 9. BIBLIOGRAFIA

- [1] Riess, A. G. et al. 2018, New Parallaxes of Galactic Cepheids from Spatially Scanning the Hubble Space Telescope: Implications for the Hubble Constant. *The Astrophysical Journal* 855 136
- [2] Planck Collaboration. 2016, *Planck* intermediate results XLVII. *Planck* constraints on reionization history. *Astronomy & Astrophysics* 596
- [3] Carroll, S. M. Press, W. H. e Turner, E.L. 1992, The cosmological constant. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 30 499
- [4] Pizzella, A. 2011, *Astrofisica generale mod B*
- [5] Whelan, J. e Iben, I. Jr. 1973, Binaries and Supernovae of Type I. *The Astrophysical Journal* 186 1007
- [6] Iben, I. Jr. e Tutukov, A. V. 1984, Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses). *The Astrophysical Journal Supplement* 54 335
- [7] Webbink, R. F. 1984, Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae. *The Astrophysical Journal* 277 355
- [8] Homeier et al. 1998, An analysis of DA white dwarfs from the Hamburg Quasar Survey. *Astronomy & Astrophysics* 338 563
- [9] Holberg, Sion, Oswalt et al. 2008, A New Look at the Local White Dwarf Population, , *The Astrophysical Journal* 135 1225
- [10] Kilic, M., Brown, W. R., Allende Prieto, C., et al. 2011, The ELM Survey. II. Twelve Binary White Dwarf Merger Systems. *The Astrophysical Journal* 727 3
- [11] Arnett, W. D. 1979, On the theory of Type I supernovae. *The Astrophysical Journal Letters* 230 L37
- [12] Nomoto, K., Thielemann, F.-K. and Yokoi, K. 1984, Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *The Astrophysical Journal*, 286 644
- [13] Nomoto, K. 1982, Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms. *The Astrophysical Journal* 253 798
- [14] Nomoto, K. Nariai, K. and Sugimoto, D. 1979, Rapid Mass Accretion onto White Dwarfs and Formation of an Extended Envelope. *Astronomical Society of Japan* 31 287
- [15] Maeda, K. e Terada, Y. 2016, Progenitors of type Ia supernovae. *International Journal of Modern Physics D* 25 10

- [16] Wheeler, J. C. 2000, *Cosmic Catastrophes: Supernovae, Gamma-Ray Bursts, and Adventures in Hyperspace*. Cambridge University Press p. 96
- [17] Hillebrandt, W. W. e Niemeyer, J. C. 2000, Type IA Supernova Explosion Models. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 38 191
- [18] Lambert D. L. et al. 2006, International team of astronomers discovers origins of 'extreme helium stars'. The University of Texas McDonald Observatory
- [19] Saio, H. e Jeffery, C. S. 2002, Merged binary white dwarf evolution: Rapidly accreting carbon-oxygen white dwarf and the progeny of extreme helium stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 333 121
- [20] Wheeler J. C. et al. 1995, Stirling's Supernovae: a Survey of the Field. *Physics Reports* 256 211
- [21] Pskovskii, I. P. 1977, Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline. *Soviet Astronomy* 21 675
- [22] Pskovskii, Y. P. 1984, Photometric classification and basic parameters of type I supernovae. *Soviet Astronomy* 28 658
- [23] Phillips, M. M. 1993, The absolute magnitudes of Type IA supernovae. *The Astrophysical Journal* 413 105
- [24] Riess, A. G. 1998, Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astrophysical Journal* 116 3
- [25] Phillips, M. M. et al. 2018, The Carnegie Supernova Project I. Methods to estimate host-galaxy reddening of stripped-envelope supernovae. *Astronomy & Astrophysics* 609 135
- [26] Holmbo, S. 2018, The first 48: Discovery and progenitor constraints on the Type Ia supernova 2013gy. *Virtual Journal* 16 13
- [27] Shappee, B. J. et al. 2018, Strong Evidence against a Non-degenerate Companion in SN 2012cg. *The Astrophysical Journal* 855 6
- [28] Li, A. & Mann, I. 2012, Nanodust in the Interstellar Medium in Comparison to the Solar System. *Astrophysics and Space Science Library* 385 5
- [29] Draine, B.T. 2003, Interstellar dust grains. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41 241
- [30] Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M. 1998, Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *The Astrophysical Journal* 500 525

- [31] Cardelli, J. A., Clayton, G. C., Mathis, J. S. 1989, The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *The Astrophysical Journal* 345 245
- [32] Aguirre, A. 1999, Dust versus Cosmic Acceleration. *The Astrophysical Journal* 512 19
- [33] Aguirre, A., & Haiman, Z. 2000, Cosmological Constant or Intergalactic Dust? Constraints from the Cosmic Far-Infrared Background. *The Astrophysical Journal* 532 28
- [34] Goobar, A. et al. 2002, Measuring the properties of extragalactic dust and implications for the Hubble diagram. *Astronomy & Astrophysics* 384 1
- [35] Robaina, A. R., & Cepa, J. 2007, Redshift-distance relations from type Ia supernova observations. *Astronomy & Astrophysics* 464 465
- [36] Riess et al. 2007, New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at  $z \geq 1$ : Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy. *The Astrophysical Journal* 659 98
- [37] Albrecht, A. et al. 2006, Report of the Dark Energy Task Force. arXiv:0609591
- [38] Calzetti, D., & Heckman, T. M. 1999, The Evolution of Dust Opacity in Galaxies. *The Astrophysical Journal* 519 27
- [39] Rowan-Robinson, M. 2003, Quantifying dust and the ultraviolet radiation density in the local Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 344 13
- [40] Iglesias-Pàramo, J. et al. 2007, UV to IR SEDs of UV-selected galaxies in the elais fields: evolution of dust attenuation and star formation activity from  $z=0.7$  to  $0.2$ . *The Astrophysical Journal* 670 279
- [41] Rowan-Robinson, M. et al. 2005, Spectral Energy Distributions and Luminosities of Galaxies and Active Galactic Nuclei in the Spitzer Wide-Area Infrared Extragalactic (SWIRE) Legacy Survey. *The Astronomical Journal* 129 1183
- [42] Sajina, A. et al. 2006, The 1–1000 $\mu\text{m}$  spectral energy distributions of far-infrared galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369 939
- [43] Nilsson, K. K. et al. 2007, A multi-wavelength study of  $z = 3.15$  Lyman- $\alpha$  emitters in the GOODS South Field. *Astronomy & Astrophysics* 471 71
- [44] Holwerda, B.W. 2007, Host Galaxy Extinction of SNIa: Co-evolution of ISM Structure and Extinction Law with Star-Formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 386 475

- [45] Mannucci, F., Della Valle, M., & Panagia, N. 2006, Two populations of progenitors for Type Ia supernovae? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 370 773
- [46] Howell, D. A., Sullivan, M et al. 2007, Predicted and observed evolution in the mean properties of type ia supernovae with redshift. *The Astrophysical Journal* 667 1
- [47] Hamuy, M., Phillips, M. M., Maza, J., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., & Aviles, R. 1995, A Hubble diagram of distant type IA supernovae. *The Astronomical Journal* 109 1
- [48] Howell, D. A. 2001, The Progenitors of Subluminous Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal* 554 193
- [49] Timmes, F. X., Brown, E. F., & Truran, J. W. 2003, On Variations in the Peak Luminosity of Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal* 590 83
- [50]Uddin, S. et al. 2017, Average spectral properties of type Ia supernova host galaxies. *The Astrophysical Journal* 850 135
- [51] Scannapieco, E. & Bildsten, L. 2005, The type Ia supernova rate. *The Astrophysical Journal* 629 85
- [52] Kobayashi, C. et al. 1998, Low-Metallicity Inhibition of Type IA Supernovae and Galactic and Cosmic Chemical Evolution. *The Astrophysical Journal* 503 155
- [53] Kobayashi, C. e Nomoto, K. 2009, The Role of Type Ia Supernovae in Chemical Evolution. I. Lifetime of Type Ia Supernovae and Metallicity Effect. *The Astrophysical Journal* 707 1466
- [54] Ruiter, A. J., Sim, S. A., Pakmor, R., et al. 2013, On the brightness distribution of Type Ia supernovae from violent white dwarf mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 429 2
- [55] Wang, B., Chen, X., Meng, X., & Han, Z. 2009, Evolving to type Ia supernovae with short delay times. *The Astrophysical Journal* 701 2
- [56] Claeys, J. S. W., Pols, O. R., Izzard, R. G., Vink, J., & Verbunt, F. W. M. 2014, Theoretical uncertainties of the Type Ia supernova rate. *Astronomy & Astrophysics* 563 A83
- [57] Howell, D. A. & Nugent, P. 2004, *Cosmic Explosions in Three Dimensions*. Cambridge University Press 151
- [58] Li, W. et al. 2003, SN 2002cx: The Most Peculiar Known Type Ia Supernova. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115 453

- [59] Hamuy, M. et al. 2003, An asymptotic-giant-branch star in the progenitor system of a type Ia supernova. *Nature* 424 651
- [60] Howell, D. A. et al. 2006, The type Ia supernova SNLS-03D3bb from a super-Chandrasekhar-mass white dwarf star. *Nature* 443 308
- [61] Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, On the Normalization of the Cosmic Star Formation History. *The Astrophysical Journal* 651 142
- [62] Pruzhinskaya, M. V. Gorbovskoy, E. S. Lipunov, V. M. 2011, "Pure" supernovae and accelerated expansion of the Universe. *Astronomy Letters* 37 663
- [63] Riess, A.G., Strolger, L.-G., Tonry, J., et al. 2004, Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  from the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. *The Astrophysical Journal* 607 665
- [64] Tsvetkov, D.Yu., Balanutsa, P.V., Gorbovskoy, E.S., et al. 2010, The MASTER-II Network of Robotic Optical Telescopes. First Results *Perem. Zvezdy* 30 3
- [65] Khan, R., et al. 2010, Pre-discovery and Follow-up Observations of the Nearby SN 2009nr: Implications for Prompt Type Ia SNe. *The Astrophysical Journal* 726 106
- [66] Hicken, M., Wood-Vasey, W., Blondin, S., et al. 2009, Improved Dark Energy Constraints from  $\sim 100$  New CfA Supernova Type Ia Light Curves. *The Astrophysical Journal* 700 1097
- [67] Kowalski, M., Rubin, D., Aldering, G., et al. 2008, Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets. *The Astrophysical Journal* 686 749
- [68] Schneider, P. 2006, *Extragalactic Astronomy and Cosmology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 325 328
- [69] Goldhaber, G. et al. 1996, Cosmological Time Dilation using Type Ia Supernovae as Clocks. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 51 123
- [70] Wheeler, J. C. & Harkness, R. P. 1990, Type Ia supernovae. *Reports on Progress in Physics* 53 12
- [71] Astier, P. 2012, The expansion of the universe observed with supernovae. *Reports on Progress in Physics* 75 11
- [72] Perlmutter et al. 1999, Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal* 517 565
- [73] Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, H I in the galaxy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 28 215