

UNIVERZITET U BEOGRADU

Matematički fakultet

*Bojan Arbutina*

*Značaj tipa supernove za hidrodinamičku  
i radio-evoluciju njenog ostatka*

Magistarska teza

BEOGRAD, 2005.



Ova magistarska teza nastala je kao rezultat istraživačkog rada tokom poslediplomskih studija na Katedri za astronomiju Matematičkog fakulteta Univerziteta u Beogradu, i na Astronomskoj opservatoriji u Beogradu. Zahvaljujem se doc. dr Dejanu Uroševiću koji me je uveo u ovu oblast istraživanja i bio mi više prijatelj nego mentor tokom izrade ove teze. Posebno se zahvaljujem prof. dr Trajku Angelovu i dr Milanu Ćirkoviću koji su pročitali tezu i dali vrlo korisne primedbe na njen sadržaj, doprinevši na ovaj način njenom poboljšanju. Zahvalnost dugujem i Ministarstvu za nauku i zaštitu životne sredine koje je finansiralo moj rad preko projekta br. 1191, Fizika zvezda, a posebno rukovodiocu projekta dr Gojku Djuraševiću na stalnoj, nesebičnoj pomoći i podršci.

U Beogradu, decembra 2005.

B.A.



# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Supernove</b>	<b>5</b>
2.1	Klasifikacija supernovih . . . . .	5
2.2	Evolucija zvezda i supernove . . . . .	8
2.2.1	Fizika supernovih . . . . .	8
2.2.1.1	Termonuklearna eksplozija . . . . .	8
2.2.1.2	Gravitacioni kolaps . . . . .	9
2.2.2	Zvezde-roditelji . . . . .	9
2.3	Supernove kao standardne sveće . . . . .	14
2.3.1	Problem ekstinkcije . . . . .	15
2.4	Radio-supernove . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Ostaci supernovih</b>	<b>21</b>
3.1	Hidrodinamička evolucija . . . . .	21
3.1.1	$N(\leq D) - D$ relacija . . . . .	25
3.2	Klasifikacija ostataka supernovih . . . . .	27
3.2.1	Veza supernova – ostatak supernove . . . . .	28
3.2.2	Supernove, pulsari i rotacija zvezda-roditelja . . . . .	28
3.2.3	Parametri eksplozije i evolucije . . . . .	31
3.2.3.1	Masa izbačenog materijala . . . . .	31
3.2.3.2	Energija eksplozije . . . . .	32
3.2.3.3	Gustina sredine . . . . .	33
3.2.3.4	Magnetno polje . . . . .	34
3.2.3.5	Sažetak . . . . .	35
3.3	Radio-evolucija . . . . .	36
3.3.1	$\Sigma - D$ relacija . . . . .	37
3.3.1.1	Teorijska relacija . . . . .	37
3.3.1.2	Empirijska relacija . . . . .	39
3.3.1.3	Ostaci u molekulskim oblacima . . . . .	42
3.3.1.4	Ostaci u retkoj međuzvezdanoj sredini . . . . .	47
3.3.1.5	Zaključak . . . . .	51
3.3.2	Selekcionni efekti . . . . .	52
3.3.3	Problem daljina . . . . .	53
3.4	Zračenje ostataka supernovih u X-oblasti . . . . .	54
3.4.1	H–R dijagram za ostatke supernovih . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Zaključak</b>	<b>61</b>



# 1 Uvod

Oblast izučavanja ostataka supernovih je relativno mlada podoblast astrofizike, nastala tek po razvoju pre svega radio-astronomije i kasnije X,  $\gamma$  i infracrvene astronomije. To je i razumljivo ako znamo da ostaci supernovih zrače pretežno sinhrotronski, u radio-području, i da je najjači radio izvor na nebu, Cas A, upravo jedan ostatak supernove (sl. 1).

Danas je detektovano više od 200 ostataka u Galaksiji (Green 2004), uz gotovo isto toliko vangalaktičkih (Urošević et al. 2005), pri čemu broj novih kandidata raste iz dana u dan. Samo mali broj ostataka doveden je u direktnu vezu sa supernovom od koje potiče. Ovo je recimo slučaj sa ostacima supernovih koje su posmatrali Tycho Brahe i Johannes Kepler, davne 1572, odnosno 1604. godine (tab. 1). Razlog za to leži pre svega u disproportiji karakterističnih vremena trajanja ovih pojava – dok fenomen supernove traje relativno kratko (reda veličine godinu dana), ostatak supernove može da živi i do milion godina. Posmatrani ostaci su uglavnom suviše stari da bi postojao zapis o njihovim supernovama. Ostaci zabeleženih vangalaktičkih supernovih su, s druge strane, suviše mladi da bi se "upalili" kao radio-izvor (izuzetak su radio-supernove, o čemu će biti više govora kasnije).

Fenomenološki, onako kako vidimo sa Zemlje (i kako su videli naši preci kroz istoriju), supernova predstavlja pojavu nove zvezde na nebu. Za svega nekoliko dana zvezda dostigne svoj maksimalni sjaj, koji u zavisnosti od udaljenosti može biti toliki da supernova postane i najsjajnija zvezda na nebu, kao što je bio slučaj sa Braheovom i Keplerovom. Zvezda zatim dugo, i po godinu dana (opet u zavisnosti od udaljenosti), postepeno gubi na sjaju do ispod granice vidljivosti. Supernove su, sa ljudskog stanovišta, retke pojave. Braheova i Keplerova supernova su ujedno i poslednje koje su pouzdano posmatrane u našoj galaksiji. Prva vangalaktička supernova, S And, otkrivena je krajem XIX veka u galaksiji M31.

Zanimljivo je da su kovanicu *super-novae* prvi put upotrebili tek Walter Baade i Fritz Zwicky, kako bi ovu izuzetnu pojavu čiji apsolutni sjaj u maksimumu može da prevaziđe i sjaj matične galaksije, razlikovali od daleko manje spektakularnih, "klasičnih" novih (Baade & Zwicky 1934a). U istom radu, Baade i Zwicky predložili su da supernove predstavljaju eksplozije zvezda pri kojima od jezgara zvezda nastaju kompaktni zvezdani ostaci (neutronske zvezde). Uz to za supernove vezali su i poreklo kosmičkog zračenja (Baade & Zwicky 1934b).

Poslednja teorija je samo delimično tačna. Odbačeni omotač zvezde, naime, stvara udarni talas i kao ostatak supernove nastavlja svoj život kroz interakciju sa međuzvezdanom sredinom. Kosmičko zračenje, uz sinhrotron-

**Tabela 1:** Istorijske supernove i njihovi ostaci (videti Green & Stephenson 2003). Poslednja u tabeli je S And, prva posmatrana vangalaktička supernova.

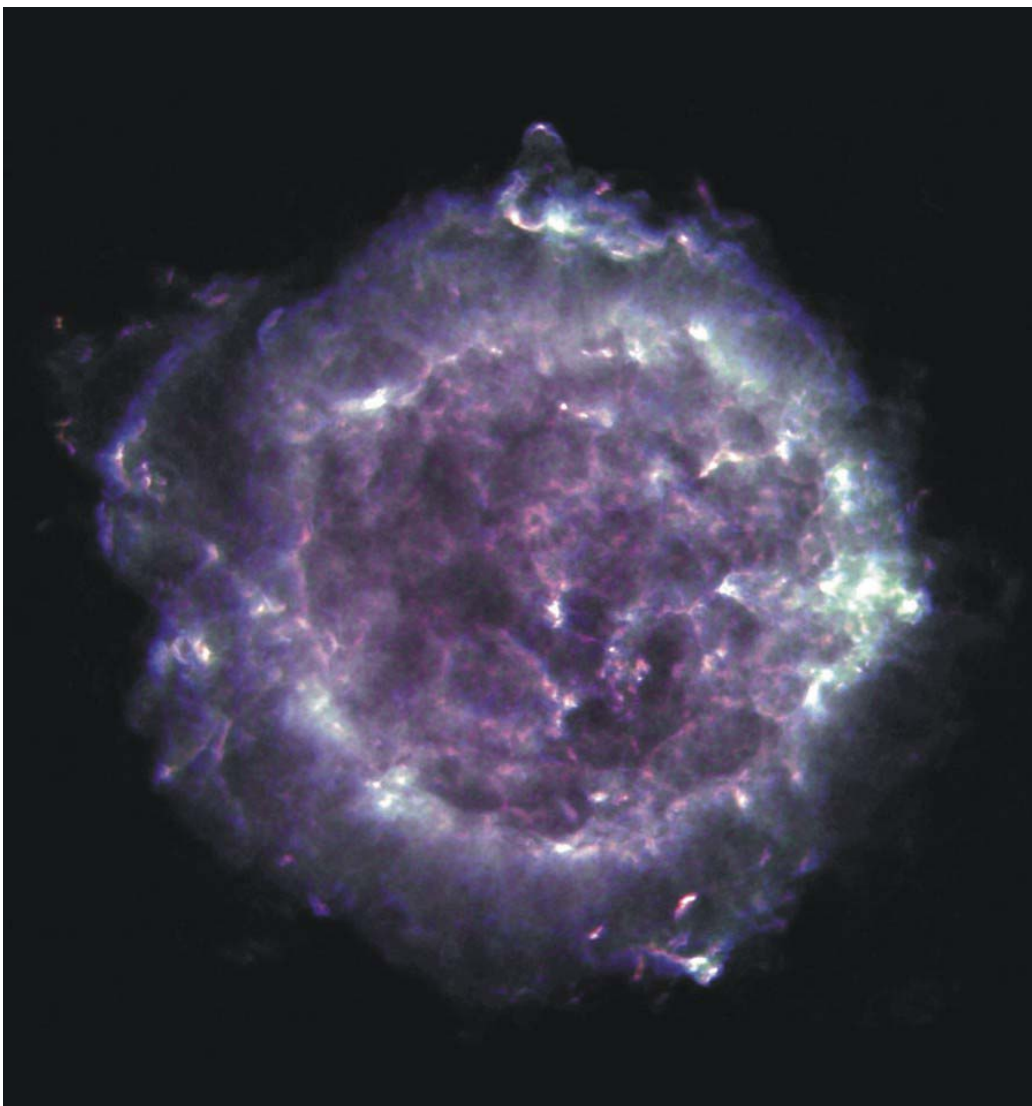
Datum	Zapis	Sazvežđe	Ostatak
AD 185?	kineske hronike	Kentaur	G315.4-2.3?
AD 1006	kaluđeri u Švajcarskoj i Italiji	Vuk	G327.6+14.6
AD 1054	kineske hronike, arapski astronomi	Bik	Crab
AD 1181	kineske hronike	Kasiopeja	3C58
AD 1572	Tycho	Kasiopeja	G120.1+2.1
AD 1604	Kepler	Zmijonoša	G4.5+6.8
AD 1680?	Flamsteed?	Kasiopeja	Cas A
AD 1885	Hartwig	Andromeda	(S And)

sko zračenje, suštinski je vezano za udarne talase kod ostataka supernovih. Otkriće Crab i Vela pulsara u ostacima supernovih dalo je, međutim, definitivnu potvrdu prvoj teoriji.

Ostaci supernovih kao i njihove supernove podležu razgranatoj klasifikaciji, kako fenomenološkoj, tako i onoj suštinskoj – fizičkoj. Ostaci se tako mogu uslovno podeliti na one ljuskastog tipa i ostatke sa centralnim pulsarom i njemu asociranom maglinom, a supernove, spektroskopski, odnosno fotometrijski gledano, na supernove tipa Ia, Ib/c, II, itd. Suštinska podela, nadovezana na prethodnu, razlikuje pak dve klase supernovih, jednu vezanu za populaciju II (supernove Ia), i drugu vezanu za mlade zvezde populacije I (koja uključuje sve ostale tipove supernovih). Ponekad se, međutim, nije jednostavno uklopiti u bilo koju predloženu klasifikaciju. Neki objekti tako dele karakteristike dve klase pojava (tzv. prelazni ili međutipovi), dok drugi imaju potpuno osobite karakteristike. Na kraju, kako je prethodno već napomenuto, vrlo je teško jednoznačno povući paralelu između određene klase supernovih i posmatranih ostataka.

Ovom se pitanju, u poslednje vreme, posvećuje zaslužena pažnja u literaturi. Posebno se ovo odnosi na pokušaje detekcije (pre svega u radiopodručju) ostataka zabeleženih vangalaktičkih supernovih. "Pogoditi" tip supernove posmatrajući ostatak, uz izvesne napretke novijih dana, ostaje teško. S jedne strane proces pojačanja magnetnog polja i ubrzanja čestica, vezan za interakciju udarnog talasa sa međuzvezdanom sredinom, uslovljava da ostatak "vidimo" kao sinhrotronski izvor tek mnogo godina nakon eksplozije. S druge strane smatra se da kada udarni talas nastao eksplozijom "prebriše" dovoljno međuzvezdanog prostora, tako da masa prebrisanog prevaziđe masu izbačenog materijala, ostatak iz faze slobodnog širenja ulazi u tzv. adijabatsku fazu u kojoj praktično "zaboravlja" početne uslove eksplozije. Samim tim gubimo informaciju o supernovama od kojih ostaci potiču.





**Slika 1:** Cas A, najjači radio-izvor na nebu, ostatak je supernove eksplodirale pre oko 300 godina. (izvor: *National Radio Astronomy Observatory / Associated Universities, Inc. / National Science Foundation*)

U ovoj tezi nastojaćemo da pokažemo da veza supernovih i njihovih ostataka ipak nije tako lako raskidiva. Ona je neposredna i nesporna kod mladih ostataka u početnim fazama evolucije, koje vidimo, ali je posredno prisutna i kod starijih ostataka, pre svega preko sredine u kojoj zvezde umiru, odnosno rađaju se supernove i žive njihovi ostaci. Za očekivati je, naime, da ćemo ostatke supernovih starih zvezda male mase nalaziti u retkoj međuzvezdanoj sredini, a one mladih masivnih zvezda u gusnoj sredini (npr. molekulskim oblacima), zbog kratkog života zvezda-roditelja. Posebno ćemo razmotriti

i prikazati neke posledice ovoga na hidrodinamičku i pre svega na radio-evoluciju ostataka supernovih.

Pored naučnog, ova teza ima i obrazovni karakter, kako za autora koji je pišući naučio i mnoge dodatne stvari, tako i za potencijalnog čitaoca kome bi mogla predstavljati uvod u oblast izučavanja supernovih i njihovih ostataka, na srpskom jeziku. U tezi su na jednom mestu sakupljene važne teorijske i posmatračke činjenice o supernovama i ostacima supernovih, ali tako da se iz njih rađaju i neke nove ideje, i da na kraju opet dolazimo do onog što i jeste glavna tema rada, a to je značaj koji supernove određenog tipa imaju za evoluciju ostataka. U tu svrhu teza je podeljena na dve celine: prvu koja se bavi supernovama, njihovom klasifikacijom, fizikom, zvezdama-roditeljima; i drugu koja se bavi ostacima, vezom sa supernovama, hidrodinamičkom i evolucijom u radio-području, i u kojoj su prikazani i glavni rezultati rada.

## 2 Supernove

### 2.1 Klasifikacija supernovih

Interesovanje za proučavanje supernovih (SN) poslednjih godina je značajno poraslo prateći verovatno obnovljene, pre svega automatizovane, potrage za bliskim, ali i dalekim supernovama. Od prve vangalaktičke supernove 1885. do danas je otkriveno više od 3000 supernovih, od kojih su mnoge na kosmološkim udaljenostima<sup>1</sup>. Značajan trud uložen je u klasifikaciju supernovih, određivanje njihove učestanosti (za različite tipove SN i tipove galaksija), razumevanje mehanizma supernovih i povezivanje sa zvezdama-roditeljima od kojih potiču. Kao posledica ovih istraživačkih napora došli smo konačno i do opšte prihvaćene sheme o dve različite klase supernovih: SN Ia koje potiču od stare, populacije II (tačnije predstavljaju termonuklearnu eksploziju C/O belog patuljka u tesnim dvojnim sistemima), i SN II i Ib/c koje potiču od mladih masivnih zvezda i nastaju kao rezultat gravitacionog kolapsa (tzv. kolapsirajuće SN, od eng. *core-collapse supernovae*).

Istorijski, klasifikacija SN prema optičkom spektru započela je prepoznavanjem kao posebne klase SN I koje nemaju linije vodonika (H) u svom spektru, i SN II koje pak pokazuju prisustvo vodonika u spektru. Osim toga, SN II pokazuju i vrlo široko fotometrijsko ponašanje (različite krive sjaja) za razliku od SN I koje su izgledale kao jedna prilično homogena klasa objekata. Pokazalo se kasnije da postoje zapravo dve spektroskopski i fotometrijski različite potklase tipa I: SN Ia koje su ujedno i jedine supernove koje se pojavljuju u eliptičnim galaksijama, i SN Ib koje se nalaze u i oko H II oblasti, i u spiralnim granama, što jasno ukazuje da njihove zvezde-roditelji moraju pripadati populaciji I, preciznije da su to ogoljene mlade masivne zvezde (pretpostavljamo sa snažnim zvezdanim vetrom) koje su izgubile svoj omotač (eng. *stripped-envelope supernove*). Treća potklasa SN Ic, otkrivena dosta kasnije, ne pokazuje ni linije helijuma (He) u spektrima, te tako odgovara masivnim zvezdama-roditeljima koje su ostale bez svojih H i He omotača.

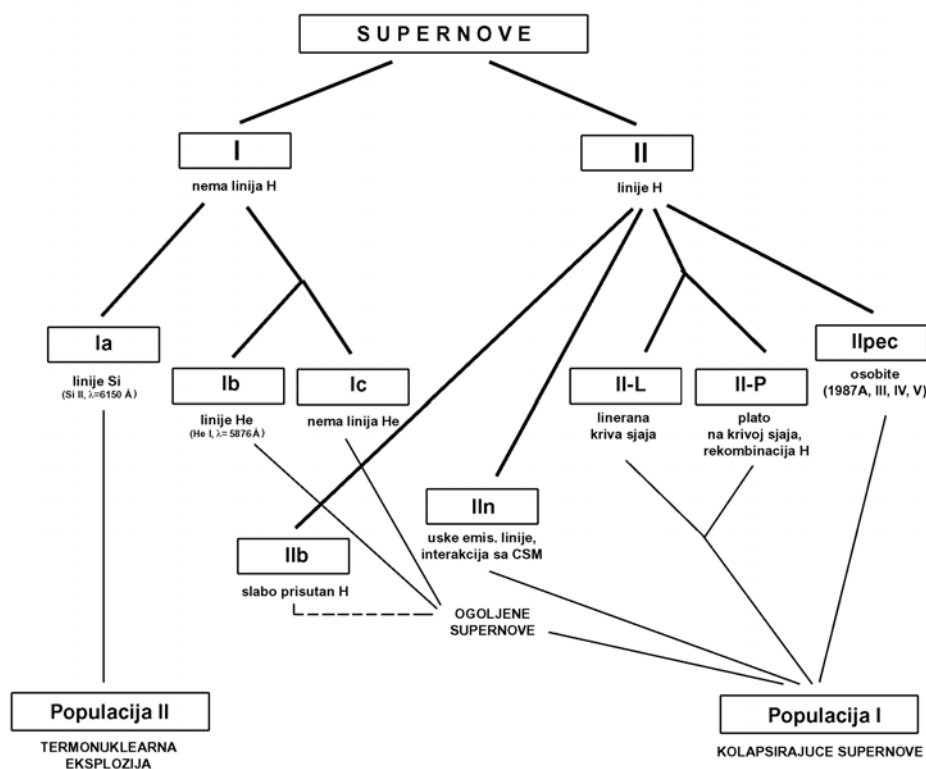
Supernove tipa II, kao što smo već rekli, čine vrlo heterogenu klasu. Klasične SN II mogu se podeliti na dva fotometrijska tipa: SN II-L čije krive sjaja nakon maksimuma praktično linearno opadaju, i SN II-P kod kojih vidimo tzv. plato, kao posledicu rekombinacije H u omotaču u širenju. Osim ovih, predloženi su još tipovi: IIb koji pokazuje slabo prisustvo H, te tako verovatno čine prelazni tip ka SN Ib, IIc sa uskim emisionim linijama,

---

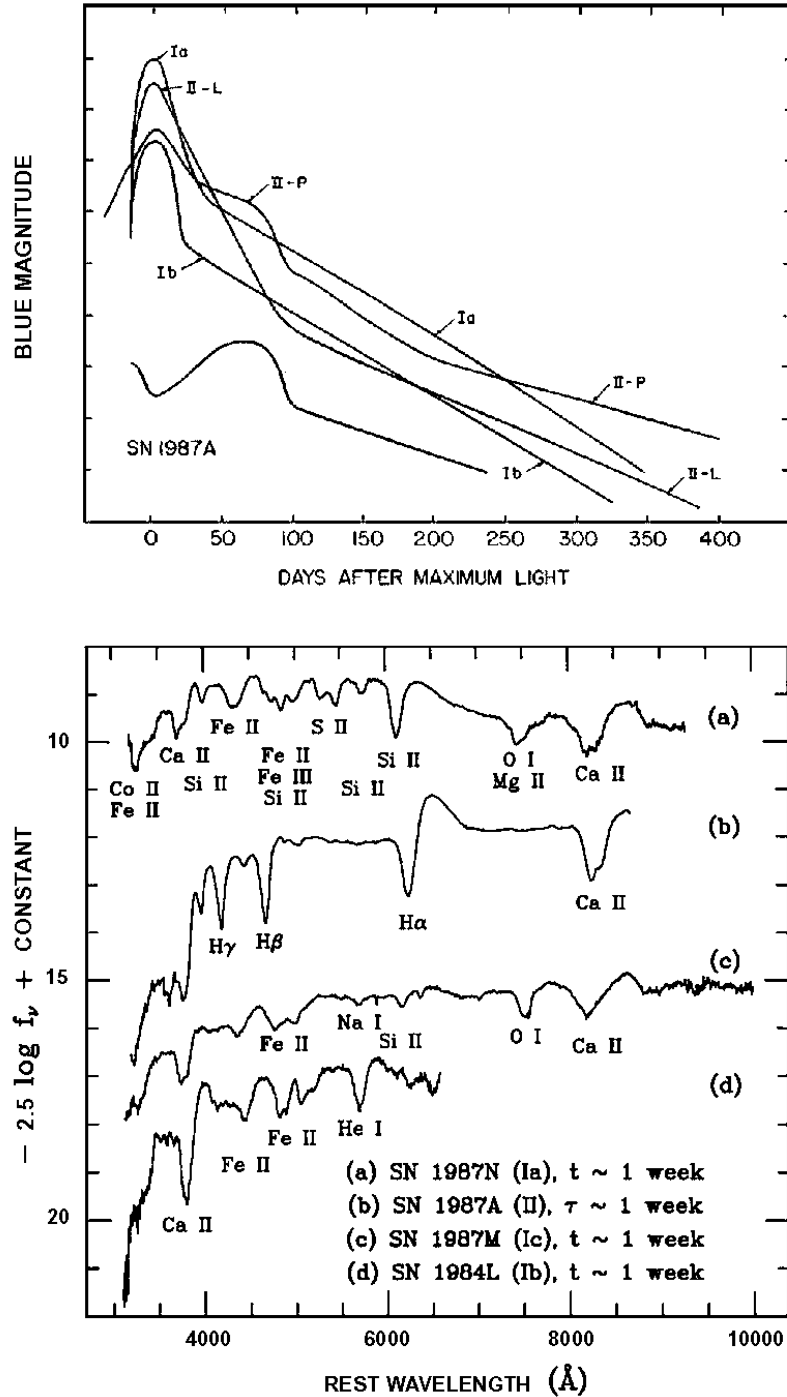
<sup>1</sup>Upravo ove supernove omogućile su merenje Hubbleove konstante i parametra usporavanja, a samim tim i značajna nova otkrića u kosmologiji (pogledati npr. u Leibundgut 2001).

za koje se pretpostavlja da odgovaraju supernovama u interakciji sa okozvezdanim materijalom (eng. *circumstellar medium* – CSM), i dr. Ostali tipovi SN II, koji ne spadaju ni u jednu od navedenih potklasa, tj. imaju neke posebne osobine, obično se klasifikuju kao IIpec. Ovde bi mogli ubrojati, najbližu i verovatno najproučavaniju modernu supernovu SN 1987A u Velikom Magelanovom oblaku, kao i Zwickyjeve tipove III, IV, V.

Važno je na kraju reći da se prikazana klasifikacija zasniva na ranim spektrima supernovih. Kako se omotač širi on postaje sve više prozračan za unutrašnje slojeve bogatije metalima, samim tim i spektri evoluiraju tokom vremena. Shematski prikaz klasifikacije supernovih, kao i krive sjaja i rani spektri za neke tipove supernovih dati su na slikama 2 i 3. Detaljnije o supernovama i tipovima supernovih videti u radovima Woosley & Weaver (1986), Weiler & Sramek (1988), van den Bergh & Tammann (1991), Filippenko (1997).



**Slika 2:** Dve osnovne klase supernovih I i II podeljene su na potklase. Suštinski gledano samo tip Ia vezan je za populaciju II, dok sve druge supernove potiču od mladih zvezda populacije I. Ogoljene supernove (Ib/c), iako fenomenološki pripadaju tipu I, kao kolapsirajuće supernove fizički su bliže tipu II.



Slika 3: Krive sjaja u B filteru (gore) i spektri (dole) različitih tipova supernovih;  $t$  je vreme nakon maksimuma,  $\tau$  vreme nakon kolapsa jezgra (Filippenko 1997).

## 2.2 Evolucija zvezda i supernove

Kao što je poznato, tri su završne faze evolucije zvezda: beli patuljak, neutronska zvezda i crna rupa. Zvezde konačne mase (u trenutku silaska sa glavnog niza) manje od Chandrasekharove granice,  $\mathcal{M}_f \lesssim 1.4\mathcal{M}_\odot$ , formiraće bele patuljke, zvezde veće konačne mase, ali ispod Oppenheimer-Volkoffljeve granice od vrlo približno  $\sim 3\mathcal{M}_\odot$ , formiraće neutronske zvezde, a masivnije zvezde, neminovno, crne rupe. Za razliku od belih patuljaka, pretpostavljamo da gravitacioni kolaps i formiranje bar nekih neutronske zvezde i crnih rupa prati eksplozija supernove. Smatra se da zvezde početne mase od čak  $\mathcal{M}_i \approx 8\mathcal{M}_\odot$  ipak na kraju završavaju kao beli patuljci, odakle bi se moglo zaključiti da se supernove odigravaju samo kod najmasivnijih zvezda. Videćemo, međutim, da se one mogu desiti i belim patuljcima, ako se nalaze u tesnim dvojnim sistemima.

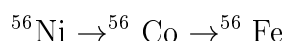
### 2.2.1 Fizika supernovih

#### 2.2.1.1 Termonuklearna eksplozija

Termonuklearna (TN) eksplozija kao mehanizam eksplozije zvezda, odnosno supernovih, originalno je predložena od strane Hoylea & Fowlera (1960), i uz mnoge modifikacije održala se do danas u modelima SN tipa Ia (Woosley & Weaver 1986, Hillebrandt & Niemeyer 2000).

Standardni model SN Ia podrazumeva deflagraciju C/O belog patuljka u tesnom dvojnem sistemu (TDS). Evolucija zvezda u TDS, naime, odvija se drugačije nego u slučaju usamljenih zvezda. Ukoliko je jedna komponenta u sistemu već postala beli patuljak, druga komponenta će nakon napuštanja glavnog niza ispuniti svoj Rocheov oval i početi da pretače materiju na prvu komponentu – belog patuljka, formirajući oko njega akrecioni disk. Priraštajem mase rastu u disku, tj. u ljusci na površini degenerisane zvezde, pritisak i temperatura, i u jednom momentu dolazi do TN reakcija i eksplozije koja raznosi akrecionu ljusku. Na ovaj način objašnjavaju se danas klasične i rekurentne nove (kada se ljuska ponovo formira).

Ako je akrecija dovoljno brza i beli patuljak masivan, prelaskom Chandrasekharove granice inicira se gravitacioni kolaps, temperatura u degenerisanom C/O jezgru naglo raste i pali se ugljenik, zatim kiseonik, i termonuklearna eksplozija razara čitavu zvezdu. Front nuklearnog sagorevanja kreće se ka van, proizvodeći teže elemente, pre svega radiokativni nikel, koji se raspada preko



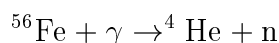
čime se objašnjava karakteristična kriva sjaja SN Ia, njen pik (Ni) i rep (Co).

Razlika između deflagracije i detonacije je u tome što se u prvom slučaju front kreće brzinom manjom od zvuka. Modeli uglavnom favorizuju deflagraciju, mada i zakasnela detonacija nije isključena.

### 2.2.1.2 Gravitacioni kolaps

Za razliku od eksplozije degenerisanog jezgra belog patuljka, supernove kod masivnih zvezda vezuju se za gravitacioni kolaps nedegenerisanog jezgra i formiranje neutronske zvezde i crnih rupa (tzv. kolapsirajuće supernove, tipa II, Ib/c).

Mehanizam eksplozije u ovom slučaju podrazumeva kolaps tj. prvobitnu imploziju izazvanu fotodisocijacijom gvožđa pri visokim temperaturama



(Fowler & Hoyle 1964, Imshennik & Nadezhin 1996). Eksplozija nije termonuklearna, već upravo posledica kolapsa i formiranja neutronske zvezde. Spoljašnji slojevi kod kojih kolaps nije zaustavljen padaju na jezgro i "odskaku", "odbijaju se", formirajući talas koji krećući se kroz sve ređu sredinu postaje udarni. Istovremeno na talasnom frontu i iza u omotaču otpočnu TN reakcije. Budući da se ovako proizvodi mnogo manja količina  ${}^{56}\text{Ni}$ , kolapsirajuće supernove su optički manje sjajne od SN Ia. Ovo bi generalno trebalo da bude slučaj za SN Ib/c, i verovatno SN II-L, koje su izgubile sav, ili veći deo H omotača. Kod SN II-P sa masivnim H omotačem rani izgled krive sjaja određuje deponovana energija udarnog talasa, dok kasnije dominira tzv. plato, posledica rekombinacije H u omotaču (Arnett 1996, Hamuy 2003).

Poseban značaj kod kolapsirajućih supernovih imaju neutriini. Za razliku od jezgara normalnih zvezda, u supergustim jezgrima koja nastaju gravitacionim kolapsom, materija prestaje da bude prozirna za neutrine i oni se delimično apsorbuju u jezgru povećavajući mu tako temperaturu, sve dok ne nastupi neutronizacija. Colgate & White (1966) prvi su predložili tzv. neutrino-transport proces, u kojem neutriini predaju (deponuju) energiju omotaču jezgra i tako praktično uzrokuju "odskok" i supernovu. Modifikovana varijanta ovog procesa sačuvala se do danas kroz model "odložene" eksplozije (videti Woosley & Weaver 1986). Treba, međutim, istaći da fenomen supernove, posebno prelaz iz implozije u eksploziju, još uvek nije potpuno objašnjen.

### 2.2.2 Zvezde-roditelji

Iako je gotovo opšte prihvaćeno mišljenje da SN Ia potiču od zvezda srednjih masa, koje završavaju kao beli patuljci u TDS, ne postoji opšta

saglasnost o zvezdama-roditeljima (eng. *progenitors*) različitih tipova kolapsirajućih supernovih. Postoje predlozi da su SNe II povezane sa zvezdama ranih B tipova, a SNe Ib/c sa usamljenim O ili Wolf-Rayet (W-R) zvezdama.

Prve procene masa zvezda-roditelja supernovih dao je Kennicutt (1984), i kasnije van den Bergh (1988), koristeći se pretpostavljenim učestalostima ili stopama supernovih i formiranja zvezda (eng. *supernova rate* – SNR, i *star formation rate* – SFR) za kolapsirajuće supernove i njihove zvezde-roditelje. Zbog kratkog života masivnih zvezda, stopa, odnosno broj kolapsirajućih supernova za stotinu godina, trebalo bi da odgovara broju novorođenih zvezda u istom vremenskom peridu, i za odgovarajući interval masa,

$$\text{SNR} = \text{SFR}, \quad (1)$$

kada se naravno ove veličine izraze u istim jedinicama. Stopa formiranja zvezda, masa između  $\mathcal{M}_L$  i  $\mathcal{M}_U$  data je kao

$$\text{SFR} \propto \int_{\mathcal{M}_L}^{\mathcal{M}_U} f(\mathcal{M})d\mathcal{M}, \quad (2)$$

gde je  $f$  tzv. početna funkcija mase (eng. *initial mass function* – IMF),  $f(\mathcal{M}) = A\mathcal{M}^{-\beta}$  (Salpeter 1955). Ova forma IMF je zadovoljavajuća za interval masa sa kojim radimo.

Prema van den Berghu (1988) zvezde-roditelji SN II imaju početne mase  $8\mathcal{M}_{\odot} \lesssim \mathcal{M}_{\text{II}} \lesssim 18\mathcal{M}_{\odot}$ , koje odgovaraju ranim B spektralnim klasama, dok će usamljene O ili W-R zvezde masa  $\mathcal{M}_{\text{Ib}} \gtrsim 18\mathcal{M}_{\odot}$  postati SN Ib. SN Ic u to vreme nisu bile prepoznate kao posebna klasa.<sup>2</sup> Nije bilo pokušaja da se na neki način razdvoje SN tipa Ib od Ic ni kasnijih godina. Iako sadrži velik broj pretpostavki, ilustrativno je ponoviti prethodno pomenut postupak koristeći se novim podacima.

Da bi odredili granice masa za zvezde-roditelje SN Ib/c iz masenog spektra formiranja zvezda potrebno je da znamo IMF i SNR za date tipove SN. Usvojićemo, kao i gore pomenuti autori, Miller–Scalo (1979) funkciju mase sa  $\beta = 2.5$ , gornju granicu za zvezde-roditelje kolapsirajućih supernovih  $\mathcal{M}_U = 100\mathcal{M}_{\odot}$ , i unapred fiksiranu donju granicu od  $\mathcal{M}_L = 8\mathcal{M}_{\odot}$ , u saglasnosti sa teorijom (Nomoto 1984, Woosley & Weaver 1986). Skoriye određene učestanosti supernovih, tj. relativni odnosi koji nas interesuju, dati su u tabeli 2.

SNR za dati tip supernove i matične galaksije definisana je kao:

$$\nu = \frac{N}{T} [\text{SNu}], \quad (3)$$

<sup>2</sup>U svom radu van den Bergh (1988) koristi odnos ogoljenih (Ib) prema kolapsirajućim supernovama (Ib+II):  $\nu_{\text{se}}/\nu_{\text{cc}} \approx 0.26$ .



gde je  $N$  broj supernovih otkriven u datom uzorku galaksija tokom ukupnog kontrolnog vremena  $T$ , u jedinicama 1 SNU = SN po  $10^{10}L_{\odot}$  u 100 god. Ukupno kontrolno vreme uključuje u sebe luminoznost galaksije kao normalizacioni faktor, budući da je pokazano da ona korelira sa SNR, kao i verovatnoću otkrivanja supernove, koja zavisi od apsolutnog sjaja tj. fotometrijskog tipa SN koja je u pitanju (videti Cappellaro et al. 1997, van den Bergh & Tammann 1991).

Naša prvobitna namera je bila da se u potpunosti koristimo rezultatima koje su u svojoj studiji dobili Cappellaro et al. (1999), budući da kod njih postoji dobro definisano kontrolno vreme. Kontrolno vreme je od najveće važnosti za korektno određivanje SNR, što podrazumeva eliminaciju svih SN slučajno otkrivenih, za koje je  $T$  nedefinisano. Nažalost, statistika je bila nedovoljno sigurna da bi se razdvojile ogoljene supernove, koje su iz tog razloga uzete zajedno kao tip Ib/c u radovima Cappellaro et al. (1997, 1999).

Ipak, velika većina SN Ib/c, kao novijih tipova, otkrivena je ili posmatrana u sistematskim potragama za supernovama, što znači da, iako je nama nepoznato, dobro definisano pojedinačno kontrolno vreme postoji i ukupno se može izračunati. Ključna stvar jeste da je ovo kontrolno vreme isto za SN Ib i Ic, koje su fotometrijski nerazlučive ili u najmanju ruku vrlo slične! Drugim rečima, selekcionni efekti podjednako utiču na SN Ib, odnosno Ic, tako da, u ovoj preliminarnoj analizi možemo uzeti

$$\frac{\nu_{\text{Ib}}}{\nu_{\text{Ic}}} = \frac{N_{\text{Ib}}}{N_{\text{Ic}}} \approx \frac{\bar{N}_{\text{Ib}}}{\bar{N}_{\text{Ic}}}, \quad (4)$$

gde je  $\bar{N}$  ukupan broj zabeleženih SN. Kao bazu podataka koristćemo *Asiago Supernova Catalogue – ASC* (Barbon et al. 1999), verziju iz oktobra 2004. Određena je gornja granica crvenog pomaka  $z = 0.03$  kako bi se dobijeni rezultati odnosili na stopu supernovih u lokalnom univerzumu. Rezultati su prikazani u poslednjoj koloni tabele 2.

Ako usvojimo da, u srednjem, približno 83 % svih kolapsirajućih supernovih je tipa II, a samo 6 i 11 % redom tipa Ib i Ic, iz

$$\frac{\int_{\mathcal{M}_L}^{\bar{\mathcal{M}}_{\text{Ib}}} \mathcal{M}^{-\beta} d\mathcal{M}}{\int_{\mathcal{M}_L}^{\mathcal{M}_U} \mathcal{M}^{-\beta} d\mathcal{M}} = \frac{\nu_{\text{II}}}{\nu_{\text{cc}}} \quad (5)$$

$$\frac{\int_{\bar{\mathcal{M}}_{\text{Ic}}}^{\mathcal{M}_U} \mathcal{M}^{-\beta} d\mathcal{M}}{\int_{\mathcal{M}_L}^{\mathcal{M}_U} \mathcal{M}^{-\beta} d\mathcal{M}} = \frac{\nu_{\text{Ic}}}{\nu_{\text{cc}}} \quad (6)$$

dobijamo  $\bar{\mathcal{M}}_{\text{Ib}} \approx 24\mathcal{M}_{\odot}$  i  $\bar{\mathcal{M}}_{\text{Ic}} \approx 31\mathcal{M}_{\odot}$ .

Dobijene vrednosti početnih masa korespondiraju sa masivnim kratkoživećim O zvezdama. Ako su ove zvezde istinske zvezde-roditelji SN Ib/c,

**Tabela 2:** Učestalost supernovih u jedinicama SNU za različite tipove SN i galaksija, iz Cappellaro et al. (1999). Hubbleov parametar je  $h = H_o/(75 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1})$ . Pretposlednja kolona daje odnos učestalosti ogoljenih (Ib/c) i kolapsirajućih SN (Ib/c+II). U poslednjoj koloni je odnos SN Ib i Ic nađen u ovoj studiji.

Tip galaksije	$\nu$ [SNU]		$\nu_{se}/\nu_{cc}$	$N_{Ib}/N_{Ic}$
	Ib/c	II		
E-S0	$< 0.01h^2$	$< 0.02h^2$	–	–
S0a-Sb	$0.11 \pm 0.06 h^2$	$0.42 \pm 0.19 h^2$	0.21	$0.92^c$
Sbc-Sd	$0.14 \pm 0.07 h^2$	$0.86 \pm 0.35 h^2$	0.14	0.45
Ostale <sup>a</sup>	$0.22 \pm 0.16 h^2$	$0.65 \pm 0.39 h^2$	0.25	0.42
Sve	$0.08 \pm 0.04 h^2$	$0.40 \pm 0.19 h^2$	0.17	$0.53^b$

<sup>a</sup>Ostale uključuju tipove Sm, Irr i Pec.

<sup>b</sup>Odnos SN Ib i Ic za  $i \leq 45^\circ$  je 0.51, tj. 0.55 za  $i > 45^\circ$  – praktično se ne menja u zavisnosti od inklinacije galaksije.

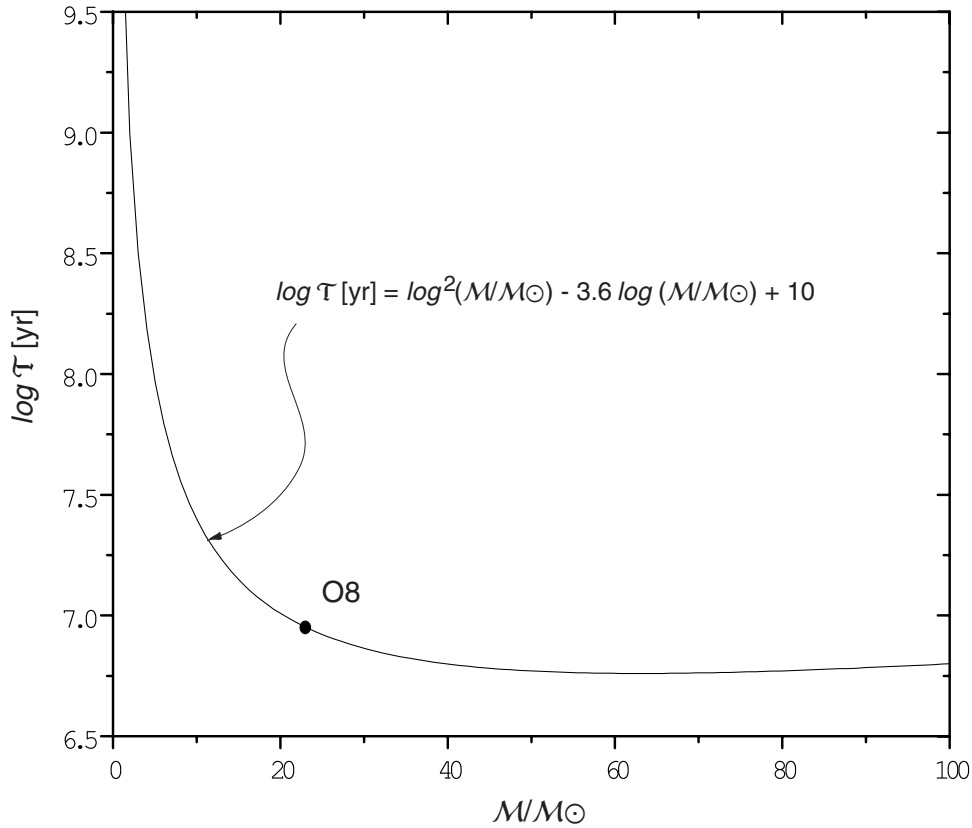
<sup>c</sup>Ova visoka vrednost je verovatno posledica statistike malih brojeva.

svoj život okončaće nedaleko od mesta gde su rođene. Tabela 3 daje asociiranost O zvezda različitih potklasa sa H II oblastima. Vidimo da se ranije potklase mnogo češće sreću u H II oblastima, od kasnih, sa O8 kao prelaznom potklasom. Objašnjenje zašto se prelaz dešava baš kod potklase O8, dato je na slici 4. Slika daje prosečan životni vek zvezda u funkciji mase, u intervalu  $1 - 100M_\odot$ . Za potklase kasnije od O8 životni vek  $\tau$  počinje značajno da raste, što zvezdama daje dovoljno vremena da napuste mesto svog rođenja.

**Tabela 3:** Asociiranost O zvezda sa H II oblastima, preuzeto iz van den Bergh (1988).

Lokacija	Spektralne potklase					
	O5	O6	O7	O8	O9	O9.5
U svetlim H II oblastima	4	8	8	14	3	2
U bledim H II oblastima	2	2	2	6	6	3
Nisu u H II oblastima	2	6	3	15	16	12

Najbliže prethodno dobijenoj vrednosti za  $\bar{M}_{Ib}$  su upravo zvezde O8 sa masom od  $\mathcal{M} = 23M_\odot$  (iz Allen's Astrophysical Quantities, Cox 2000). S obzirom na kvalitativan karakter analize i grešku u SNR, možemo poslednju vrednost usvojiti kao donju granicu za zvezde-roditelje ogoljenih supernovih. Ako je polazna pretpostavka o usamljenim zvezdama-roditeljima tačna, analiza pokazuje da SN Ib nastaju kod zvezda sa masom na glavnom nizu u rasponu  $23M_\odot \lesssim \mathcal{M}_{Ib} \lesssim 30M_\odot$ , dok su zvezde-roditelji SN Ic masivne zvezde  $\mathcal{M}_{Ic} \gtrsim 30M_\odot$ , potklasa ranijih od O7.



**Slika 4:** Prosečan životni vek zvezda u funkciji mase, u intervalu  $1 - 100 M_{\odot}$ . Za usvojenu relaciju videti van den Bergh (1990).

Snažnija asociranost SNe Ib/c i H II oblasti, u odnosu na SN II, je međutim još uvek nesigurna (Van Dyk et al. 1996), a samim tim i scenario usamljene zvezde. Alternativno, ogoljene supernove mogu nastati u TDS kao rezultat popunjavanja Rocheove zapremine zvezde-roditelja i prenosa mase na komponentu-pratioca.

Prema radu Nomoto et al. (1994) pre-supernove (eng. *presupernova* - zvezda neposredno pre eksplozije) SN Ic mogle bi biti masivne C/O zvezde u TDS, formirane nakon dve faze prenosa mase, tokom kojih su uklonjeni, redom, H i He omotač. Slično, Woosley et al. (1995) modelirali su progenitore tj. pre-supernove SN Ib kao He zvezde u TDS – samo prva faza prenosa mase je uključena u model.

U principu, samo zvezdani vetar koji je jači za zvezde većih masa ovde ne igra najvažniju ulogu, te bi SNe Ib/c praktično nastale iz iste populacije zvezda-roditelja kao i SN II. Ako bi se SN Ic ponovo javljale samo kod masivnijih zvezda, za interval  $8 - 100 M_{\odot}$  sada primenjen na zvezde-roditelje

ogoljenih supernovih, iz

$$\frac{\int_{\mathcal{M}_L}^{\tilde{\mathcal{M}}_{\text{Ib}}} \mathcal{M}^{-\beta} d\mathcal{M}}{\int_{\tilde{\mathcal{M}}_{\text{Ib}}}^{\mathcal{M}_U} \mathcal{M}^{-\beta} d\mathcal{M}} = \frac{\nu_{\text{Ib}}}{\nu_{\text{Ic}}}, \quad (7)$$

imali bismo  $\tilde{\mathcal{M}}_{\text{Ib}} \sim 10\mathcal{M}_{\odot}$  (što približno odgovara klasi B2).

Ovo je međutim malo verovatno, budući da postoje mnogi drugi važni(ji) parametri koji se moraju uzeti u obzir za određivanje stope formiranja pre-supernovih u TDS, kao blizina pratioca, rotacija i metaličnost (važni i u slučaju usamljenih zvezda). Kao posledica, verovatno postoji znatno poklapanje u početnim masama za ove zvezde. Moguće je da se i dodatni parametri mogu dovesti u vezu sa početnom masom zvezda-roditelja, međutim, analiza bi u ovom slučaju bila znatno komplikovanija i uključivala formiranje i evoluciju TDS.

Kakav god da je konačan scenario, samo iz male učestalosti SN Ib/c i nagiba IMF može se zaključiti da su ovo retki događaji. Možemo jednostavno pratiti logičku nit: retki događaji – jedinstvena fizika – uska ograničenja vezana za zvezde-roditelje.

### 2.3 Supernove kao standardne sveće

Zbog svoje jedinstvene fizike, i kao posledica toga relativno male disperzije u posmatranim krivama sjaja, SN Ia jedno su od najkorišćenijih astronomskih "oruđa" za određivanje daljina – tzv. "standardne sveće" (pomenuli smo njihov značaj u kosmologiji). Pošto se često pojavljuju daleko od oblasti formiranja zvezda i u eliptičnim galaksijama koje su praktično bez prašine, ekstinkcija kod ovih supernovih nije tako jako izražena kao kod ostalih tipova (sl. 5).

Miller & Branch (1990) nalaze da je apsolutna magnituda SN Ia u maksimumu sjaja, u B filteru  $M_B = -18.98 \pm 0.04$ . Novija posmatranja (Branch 1998) daju veću vrednost:

$$M_V \approx M_B = -19.30 \pm 0.03 + 5 \log \bar{h}, \quad (8)$$

gdje je  $\bar{h} = H_o / (60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ , a  $H_o$  Hubbleova konstanta.

Buduća posmatranja i stopa SN na velikim crvenim pomacima ( $z$ ) pružiće nam vredne informacije o zvezdama-roditeljima i istoriji formiranja zvezda u galaksijama. Na sve većem  $z$ , očekujemo da vidimo smanjenje broja SN Ia, i dominaciju kolapsirajućih SN nastalih od masivnih zvezda-roditelja. Bolje razumevanje ogoljenih SN Ib/c i njihova potencijalna upotrebljivost kao indikatora udaljenosti na velikim  $z$ , moglo bi biti od velikog praktičnog značaja.

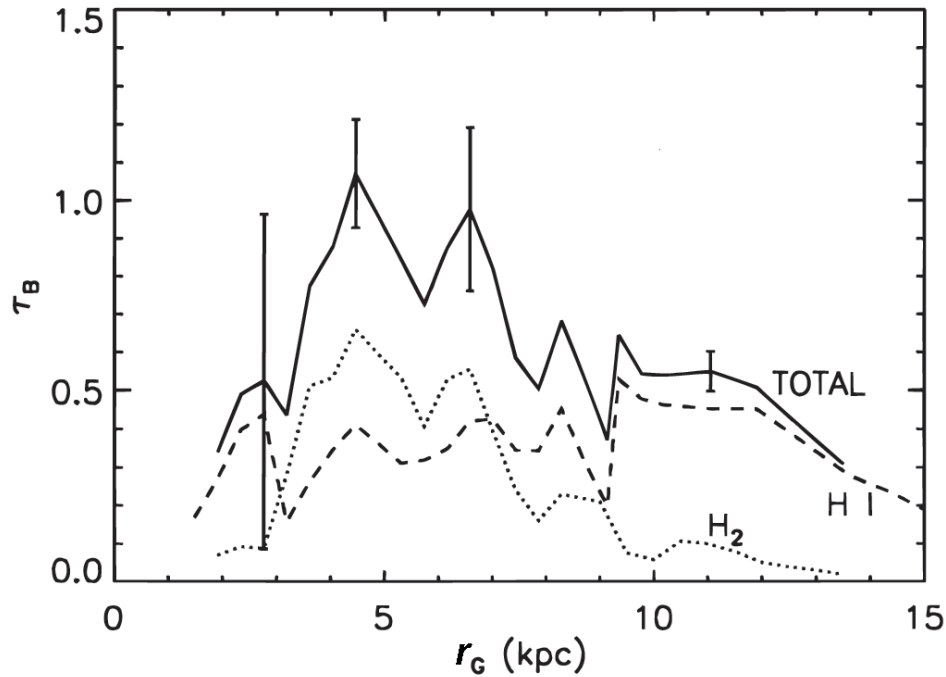


**Slika 5:** SN 1994D tipa Ia u obližnjoj galaksiji NGC 4526. (izvor: *High-z Supernova Search Team / Hubble Space Telescope / NASA*)

### 2.3.1 Problem ekstinkcije

Kao što ćemo videti kasnije, sve supernove, sa izuzetkom nekih SN Ic (tzv. hipernove, SN Ic pec, ili SN Id), pretpostavljamo oslobađaju oko  $\sim 10^{51}$  erga u formi kinetičke energije eksplozije (isključujući neutrine koji odnose  $\sim 10^{53}$  erga). Kod hipernovih ovaj broj se smatra većim za bar red veličine,  $\geq 10^{52}$  erga. Svega 1 % ove energije izrači se u formi elektromagnetnih talasa, koju vidimo kao fenomen supernove.

Energija supernove, koju možemo posmatrati kao oslobođenu gravitacionu potencijalnu energiju zvezde, zavisi direktno od mase. Supernove koje imaju zvezde-roditelje u širokom rasponu masa, verovatno je da će imati i jednu široku raspodelu po luminoznosti, kao što jeste slučaj sa SN II. Uska ograničenja vezana za zvezde-roditelje i jedinstvena fizika imaće za posledicu manju disperziju u posmatranim osobinama. Posebno se ovo može odnositi na SN Ib i delom, ili većinom na SN Ic. Slučajan uzorak poslednjih, međutim, može sadržati i prave hipernove, zvezda-roditelja masa  $> 40M_{\odot}$ .

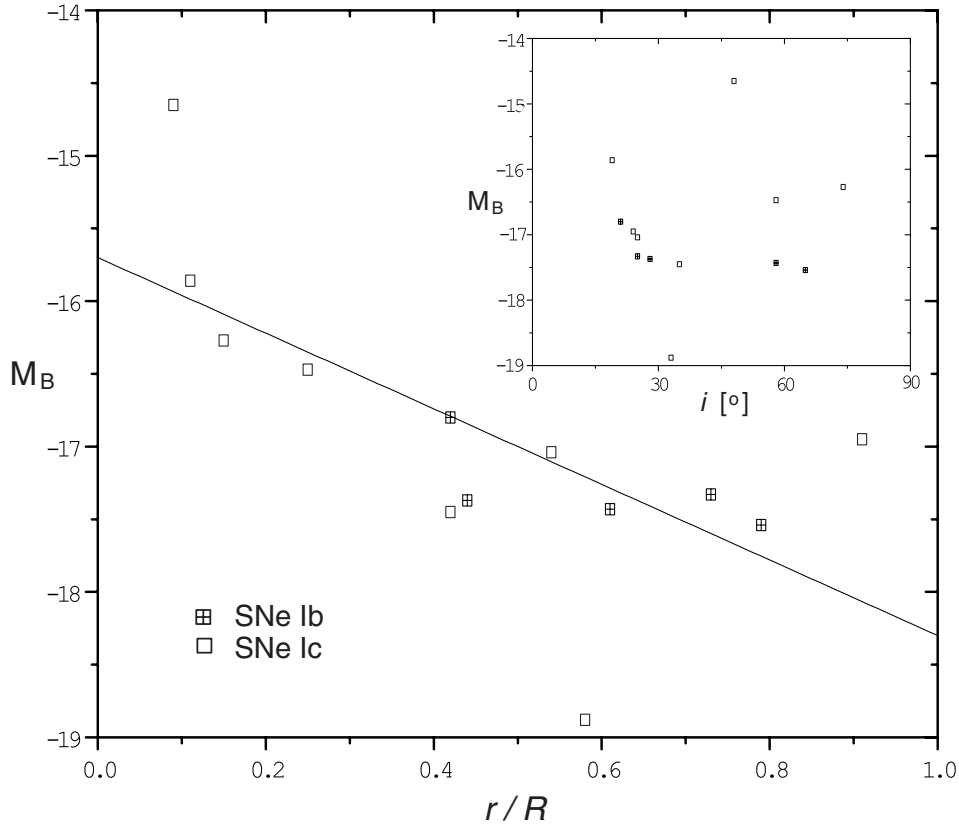


**Slika 6:** Radijalna distribucija optičke debljine diska naše galaksije u B filteru (Sodroski et al. 1997). Prikazane su ukupna neprozračnost i neprozračnost usled prisustva prašine asocirane sa molekulskim ( $H_2$ ), i oblacima neutralnog vodonika (H I).

Da bismo odredili stvarne luminoznosti (apsolutne magnitudo) kod ogoljenih (kolapsirajućih) supernovih posebno se moramo pozabaviti ekstinkcijom. Za apsolutnu magnitudu u maksimumu u B filteru generalno možemo pisati

$$M_B^0 = m_B - \mu - A_G - A_g = M_B - A_g \quad (9)$$

gde je  $m_B$  prividna magnitudo, moduo daljine je  $\mu = 5 \log d [\text{Mpc}] + 25$ ,  $A_G$  i  $A_g$  su galaktička i ekstinkcija u matičnoj galaksiji, respektivno. Miller & Branch (1990) daju B magnitudu u maksimumu za SN Ib, nekorigovanu za ekstinkciju u matičnoj galaksiji,  $M_B = -17.11 \pm 0.14$ . Ovo je u saglasnosti



**Slika 7:** Apsolutne magnitudo SN Ib/c, nekorigovane za ekstinkciju u matičnoj galaksiji, u funkciji relativnog radijalnog položaja SN u galaksiji. Prava linija dobijena je izravnanjem metodom najmanjih kvadrata. U gornjem desnom uglu su prikazane magnitudo, sada u funkciji inklinacije galaksije. Nema uočljive zavisnosti  $M_B$  od  $i$ .

sa srednjom magnitudom

$$\langle M_B \rangle = -16.92 \pm 0.71 \approx -17, \quad (10)$$

dobijenom sa izabranim uzorkom SN Ib/c iz ASC (tab. 4). Srednja greška kod Millera & Brancha (1990), međutim, deluje suviše optimistično. Osim toga, budući da nije izvršena potpuna korekcija za ekstinkciju, njihova vrednost, iako može biti statistički korisna, sigurno je veća od stvarne magnitudo.

Plan-paralelni model koji daje ekstinkciju zavisnu od inklinacije galaksije,  $A_g = A_o \sec i$ , široko korišćen u prošlosti, pokazalo se, ne opisuje ekstinkciju adekvatno (videti Cappellaro et al. 1997). Alternativni model koji uključuje radijalnu distribuciju optičke debljine tj. ekstinkcije u disku (sl. 6), predložili su Hatano et al. (1998). Slika 7 prikazuje apsolutne magnitudo SN Ib/c, nekorigovane za ekstinkciju u matičnoj galaksiji, u funkciji radijalnog

**Tabela 4:** SN Ib/c sa datom B magnitudom u maksimumu, iz Asiago Supernova Catalogue (ASC). Dve supernove su isključene: SN 1954A zbog nepoznatih karakteristika SN, odnosno matične galaksije, i SN 1966J jer se pokazalo da je u stvari SN Ia (Casebeer et al. 2000). Svi podaci su uzeti iz ASC, osim modula udaljenosti (Nearby Galaxy Catalogue – NGC, Tully 1988) i korekcije za galaktičku ekstinkciju  $A_G$  koja je iz RC3 kataloga (de Vaucouleurs et al. 1991). Ekstinkcija u matičnoj galaksiji nije data u tabeli budući da smo našli veliko neslaganje oko  $A_o$  u RC3 i NGC. Apsolutna magnituda  $M_B$  je nekorigovana za ekstinkciju u matičnoj galaksiji.

Supernova	Tip	Galaksija	Tip	Modulo	Inklinacija	Dijametar	Radijalni	Prividna	Galaktička	
SN			galaksije	udaljenosti	$i$ [°]	$D$ [kpc]	položaj SN	magnituda	ekstinkcija	
				$\mu$			$r$ [kpc]	$m_B$	$A_G$	
								$M_B$		
SN 1972R	Ib	NGC 2841	Sb	30.39	65	27	10.7	12.85	0	-17.54
SN 1983N	Ib	NGC 5236	SBc	28.35	21	18	3.8	11.70	0.15	-16.80
SN 1984I	Ib	ESO 393-99	SBcd	33.48	25	30	11.0	16.60	0.45	-17.33
SN 1984L	Ib	NGC 991	SBc	31.37	28	16	3.5	14.00	0	-17.37
SN 2000H	Ib	IC 454	SBab	33.89	58	30	9.1	17.90	1.44	-17.43
SN 1962L	Ic	NGC 1073	SBc	30.91	25	21	5.7	13.94	0.07	-17.04
SN 1983I	Ic	NGC 4051	SBbc	31.15	35	26	5.5	13.70	0	-17.45
SN 1983V	Ic	NGC 1365	SBb	31.14	58	54	6.8	14.67	0	-16.47
SN 1987M	Ic	NGC 2715	SBc	31.55	74	28	2.1	15.30	0.02	-16.27
SN 1991N	Ic	NGC 3310	SBbc	31.36	19	15	0.8	15.50	0	-15.86
SN 1994I	Ic	NGC 5194	Sbc	28.40	48	14	0.6	13.77	0	-14.63
SN 1998bw	Ic pec	ESO 184-82	SB	32.97	33	9	2.6	14.09	0	-18.88
SN 2002ap	Ic pec	NGC 628	Sc	29.93	24	30	13.7	13.10	0.13	-16.93



položaja SN u galaksiji izraženog u jedinicama galaktičkog radijusa  $R = D/2$ . Vidimo da postoji određeni trend sjajnijih supernovih sa porastom radijusa. Ako pretpostavimo da je na mestu  $r/R = 1$  ekstinkcija zanemarljiva, stvarna apsolutna magnituda SN Ib/c bliža je vrednosti

$$M_B^0 = -18.31 \pm 0.45 \approx -18. \quad (11)$$

Može se takođe primetiti, na slici 7, da SN Ic zaista pokazuju veću disperziju<sup>3</sup>. Supernove koje pokazuju najveće odstupanje od trenda su 1994I, 1998bw and 2002ap. Gal-Yam et al. (2002) predlažu da bi SN 2002ap, zajedno sa SN 1997ef i SN 1998bw, sa izuzetno proširenim linijama tj. velikim brzinama ekspanzije, mogle oformiti novu klasu Id (ovi objekti su najbolji kandidati za hipernove, moguće povezane i sa gama-bljeskovima). Odstupanje verovatno najproučavanije SN Ic, SN 1994 I, s druge strane, ima moguću uzrok u netačnoj udaljenosti (Iwamoto et al. 1994).

Iako je uzorak suviše mali, i uz to diskusija ne uključuje moguće selekzione efekte, prikazani rezultati daju određene smernice u kojima bi se buduće proučavanje SN Ib/c/d moglo razvijati.

## 2.4 Radio-supernove

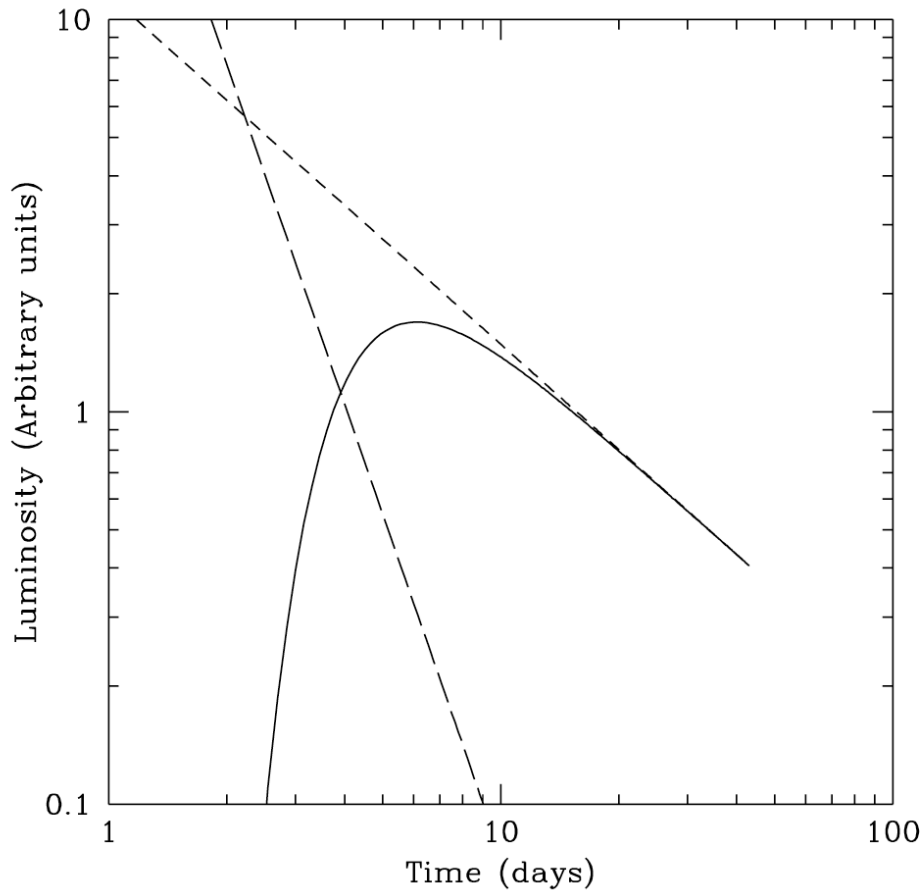
Poglavlje o supernovama završićemo objektima koji se nalaze na prelazu između supernovih ka njihovim ostacima. Radio-supernove (RSN) detektovane su kod praktično svih tipova kolapsirajućih supernovih tipa II i Ib/c, dok izostaje njihova detekcija kod SN Ia. Ovo je razumljivo, ako znamo da je mehanizam pojave radio supernovih vezan za interakciju udarnog talasa nastalog eksplozijom sa okozvezdanim materijalom (CSM) nastalim zvezdanim vetrom, tj. iz odbačenog omotača masivnih zvezda (detaljnije o RSN videti u Weiler & Sramek 1988, Weiler et al. 1998).

Glavne karakteristike RSN su:

- (i) netermalna sinhrotronska emisivnost velike temperature po sjaju,
- (ii) postepeno smanjenje apsorpcije sa vremenom kao posledica probijanja udarnog talasa iz gustog CSM,
- (iii) opadanje emisivnosti po stepenom zakonu nakon maksimuma za optičku debljinu  $\tau_\nu = 1$ ,

---

<sup>3</sup>Jedna SN Ib sa poznatom B magnitudom u ASC, SN 1954A, međutim, nije uključena zbog nepoznatih karakteristika SN, odnosno matične galaksije. Supernova je u nepravilnoj (Irr) galaksiji NGC 4214. Ne nalazi se u blizini niti jedne znane H II oblasti, i neuobičajno je sjajna.



**Slika 8:** Shematski prikaz smenjivanja dominacije apsorpcije (isprekidana linija) i emisije (kratko isprekidana linija), i kao posledica, tipičan izgled krive sjaja jedne radio-supernove (Weiler et al. 1998).

- (iv) asimptotsko približavanje spektralnog indeksa  $\alpha$  iz frekvencione raspodele gustine fluksa  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  tipičnoj vrednosti  $\alpha \gtrsim 0.5$  za netermalno zračenje i optički retku sredinu.

Karakteristična radio-kriva sjaja supernovih prikazana je na slici 8. U prvom delu apsorpcija u CSM je velika i luminoznost je mala, tj. tek kad ukupna apsorpcija padne ispod emisije detektujemo zračenje. Kako apsorpcija mnogo brže opada od emisivnosti, luminoznost će rasti, dostići maksimum za  $\tau_\nu = 1$  i kada apsorpcija išezne (udarni talas izađi iz CSM) evolucija luminoznosti će slediti evoluciju (smanjenje) emisivnosti.

Radio-supernove tipova Ib/c i ovde verovatno imaju homogene osobine i predložene su za "radio-standardne sveće" (Weiler et al. 1998).

## 3 Ostaci supernovih

### 3.1 Hidrodinamička evolucija

Desetinama hiljada, pa čak i do milion godina nakon eksplozije, svoj suživot sa okolnom međuzvezdanom sredinom (eng. *interstellar medium* - ISM) nastavlja ostatak supernove (*supernova remnant* – SNR<sup>4</sup>), dostižući dimenzije i do par stotina parseka u prečniku. Supernove i udarni talasi (eng. *shock wave*) koji nakon njih nastaju su glavni regulatori gasnog sadržaja galaksija (McKee & Ostriker 1977).

Klasična slika evolucije ostataka supernovih podrazumeva četiri osnovne faze (Woltjer 1972, videti sl. 9):

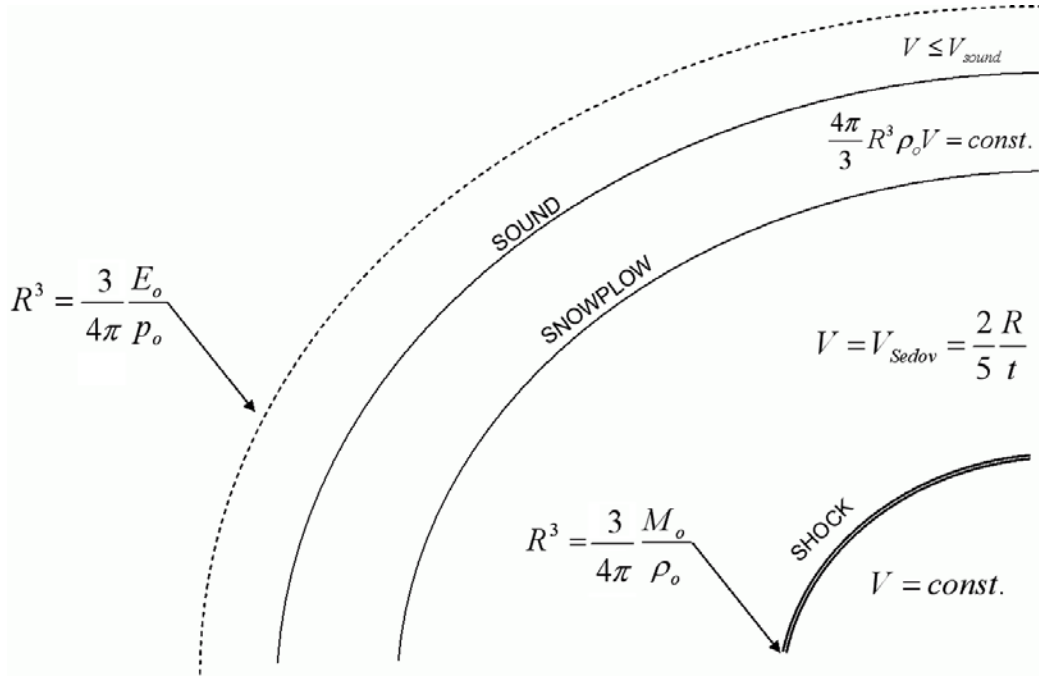
- (i) faza slobodnog širenja (*free expansion*),
- (ii) adijabatska ili Sedovljeva faza (Sedov 1959),
- (iii) radijativna (izotermalna) faza i
- (iv) disipativna faza (*dissipation*).

U prvoj fazi evolucije, nakon eksplozije, formira se udarni talas (tzv. *blast wave*), koji se budući da ne nailazi na značajne prepreke, širi gotovo neometano, konstantnom brzinom  $v^2 = (dR/dt)^2 \propto E_o/\mathcal{M}_o$ , tj.  $R \propto t$ , gde su  $R$  i  $t$  radijus sfernog udarnog talasa i vreme od trenutka eksplozije,  $E_o$  energija eksplozije, i  $\mathcal{M}_o$  masa izbačenog materijala (eng. *ejected mass*, skr. *ejecta*). Iz analogije sa zemaljskim eksplozijama znamo da se udarni talas formira kada prevale udaljenost koja otprilike odgovara srednjem slobodnom putu čestica. U uslovima gde je gustina okolne sredine  $n_H \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ , za tipično  $v \sim 10\,000 \text{ km/s}$ , udarni talas, sudarnim procesima, se neće formirati. Glavnu ulogu kod ovih, tzv. bez-sudarnih (eng. *collisionless*) udarnih talasa, preuzima okolno magnetno polje. Magnetno polje "hvata" naelektrisane čestice, koje kruže po svojim Larmorovim putanjama oko linija sile, i tako igra ulogu sudara, odnosno služi kao barijera između gasa SN i ISM.

Kada udarni talas nastao eksplozijom prebriše dovoljno međuzvezdanog prostora, tako da masa prikupljenog prevaziđe masu izbačenog materijala,  $4\pi R^3 \rho_o/3 \gtrsim \mathcal{M}_o$ , ostatak iz faze slobodnog širenja ulazi u tzv. adijabatsku fazu, u kojoj udarni talas znatnije usporava. Naziv početne faze je više istorijski budući da već u njoj dolazi do postepenog usporavanja udarnog talasa.

---

<sup>4</sup>Ne treba mešati ovu skraćenicu sa istom, korišćenom prethodno, u prvom delu, za stopu supernovih. U drugom delu SNR odnosiće se isključivo na ostatke supernovih.



Slika 9: Evolucija ostataka supernovih kroz četiri faze.

Ova prelazna faza, kod mladih ostataka, opisana je rešenjem Chevaliera (1982). Shematski prikaz jednog mladog ostatka supernove, uz eventualno prisustvo pulsara, dat je na slici 10. Većina materijala SN koncentrisana je u tankoj ljusci iza ljuske prebrisanog ISM. Prebrisani ISM i ovaj kompresovani SN gas razdvaja kontaktni diskontinuitet. Na granici između spoljašnjeg, kompresovanog, i unutrašnjeg, raređenog SN gasa nalazi se povratni udarni talas (*reverse shock*). U modelu Chevaliera (1982) unutrašnji deo ima profil gustine:

$$\rho = t^{-3} (r/tg)^{-n}, \quad (12)$$

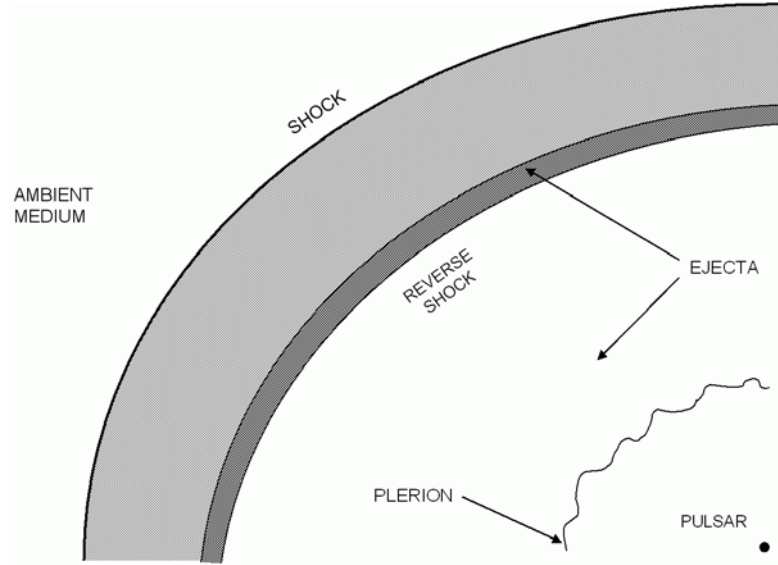
gustina okolne sredine je:

$$\rho = qr^{-s}, \quad (13)$$

i radijus udarnog talasa zavisi od vremena kao

$$R \propto (g^n/q)^{1/(n-s)} t^{(n-3)/(n-s)}. \quad (14)$$

$n$  je ceo broj,  $n > 5$ ,  $s = 0, 2$ , gde poslednji slučaj odgovara gubitku mase zvezde i interakciji SNR (SN) sa CSM, odnosno stacionarnim zvezdanim vetrom (*steady circumstellar wind* – CSW, npr. kod SN II). Konstante  $g$  i  $q$  zavise od parametara eksplozije, odnosno gubitka mase i gustine okolne



**Slika 10:** Slika tipičnog mladog ostatka supernove. Glavnina mase koncentrisana je u dve tanke ljuske, između prednjeg i povratnog udarnog talasa. Kompresovani gas SN i ISM razdvaja kontaktni diskontinuitet. U centru se eventualno nalazi kompaktan ostatak – pulsar, i oko njega plerion, sinhrotronska maglina nastala udarima pulsarskog vetra.

sredine ( $q = \rho_o$  za  $s = 0$ ). Za ostatke SN Ia tipične vrednosti su  $n = 7$  i  $s = 0$ , i rešenje daje:

$$R = 1.06 (E_o^2 / (\mathcal{M}_o \rho_o))^{1/7} t^{4/7}. \quad (15)$$

U adijabatskoj fazi, koja sledi, udarni talas usporava prema hidrodinamičkom rešenju Sedova (1959) za sfernosimetričnu eksploziju u homogenom medijumu, bez gubitka energije na zračenje:

$$R = 1.17 (E_o / \rho_o)^{1/5} t^{2/5}. \quad (16)$$

Ova faza generalno najduže traje, tako da se pretpostavlja da je većina posmatranih ostataka u adijabatskoj fazi.

Kada temperatura iza udarnog talasa dovoljno opadne postaju značajni gubici energije zračenjem, i ostatak iz faze održanja energije prelazi u fazu održanja impulsa (*momentum-conserving snowplow*):

$$4\pi R^3 \rho_o v / 3 = \text{const}, \quad (17)$$

tj. širi se kao  $R \propto t^{1/4}$ , ili moguće  $R \propto t^{2/7}$  (*pressure-driven snowplow*, videti Bandiera & Petruk 2004). Konačno, kada brzina širenja ostataka padne ispod lokalne brzine zvuka, nastupa disipativna faza, ostatak se deformiše

i "utapa" u okolnu međuzvezdanu sredinu. Pod pretpostavkom da je sva energija potrošena na rad nasuprot spoljašnjeg pritiska u ISM (zanemarujući, dakle radijativne gubitke),  $4\pi R^3 p_o/3 \lesssim E_o$  daje najveći mogući radijus do kojeg se proširio ostatak.

Prethodno opisanu evoluciju, isključujući radijativnu fazu, možemo obuhvatiti jednom jednostavnom unifikacionom shemom. Razmatramo samo tanku homogenu ljusku zapremine  $\bar{V} = fV = f \cdot 4\pi R^3/3$  iza udarnog talasa radijusa  $R = R(t)$ , gde je  $f = 1 - (1 - \Delta)^3$  i  $\Delta$  debljina ljuske. Pretpostavimo da je ukupna energija očuvana

$$dT + dU + |dU_o| = 0, \quad (18)$$

i to tako da se kinetička energija troši na rad nasuprot spoljašnjeg pritiska  $dT + p_o dV = 0$  (uticaj unutrašnjeg pritiska na dinamiku zanemarujemo, što je opravdano sve do radijativne faze, koju ovde isključujemo), dok se unutrašnja energija povećava samo na račun rada i unutrašnje energije prikupljenog materijala  $dU = p_o dV + dU_o$ . Imamo

$$d\left(\frac{1}{2}\mathcal{M}v^2 + p_o V\right) = 0, \quad (19)$$

$$\frac{1}{2}\mathcal{M}v^2 + p_o V = c_1 E_o = \text{const}, \quad (20)$$

odnosno

$$\frac{1}{2}v^2 = \frac{c_1 E_o - 4\pi R^3 p_o/3}{c_2 \mathcal{M}_o + 4\pi R^3 \rho_o/3}, \quad (21)$$

gde je  $\mathcal{M} = c_2 \mathcal{M}_o + 4\pi R^3 \rho_o/3$  ukupna masa, a  $c_1$  i  $c_2$ , udeo energije, odnosno mase SN u ljusci. Ako je  $p_o$  zanemarljivo (u ranim fazama), kada  $\rho_o \rightarrow 0$  imamo slobodno širenje, tj. kada  $\mathcal{M}_o \rightarrow 0$  Sedovljevu fazu. Za  $v \rightarrow 0$  (u kasnoj fazi) dobijamo maksimalan radijus ostatka. Iz Rankine-Hugoniotovih relacija za snažne udarne talase (u fazi Sedova),  $\rho = \mathcal{M}/\bar{V} = 4\rho_o$  dodatno možemo da dobijemo  $f = 0.25$ , odnosno tipičnu debljinu ljuske od oko 10 % vrednosti radijusa.

Problem kod hidrodinamičkog opisivanja SNR je u tome što egzaktna rešenja Eulerovih jednačina dobijamo metodom sličnosti (videti Sedov 1959, Shu 1992), gde se uvodi bezdimenziona promenljiva

$$\xi = crt^{-\lambda}, \quad (22)$$

odakle je  $R \propto t^\lambda$ , tj.  $v \propto R^{1-1/\lambda}$ . Samo za ovakav stepeni zakon širenja možemo dobiti kompletno rešenje za SNR, od udarnog talasa do mesta eksplozije, tako da je podela na faze neminovna.

### 3.1.1 $N(\leq D) - D$ relacija

Jedan od posebnih problema u izučavanju SNR je utvrditi u kojoj fazi se posmatrani ostatak nalazi. Potencijalno korisna statistička alatka koja nam može dati neke informacije o evoluciji ostataka supernovih je tzv.  $N(\leq D) - D$  relacija, odnosno kumulativni broj ostataka u funkciji dijametra.

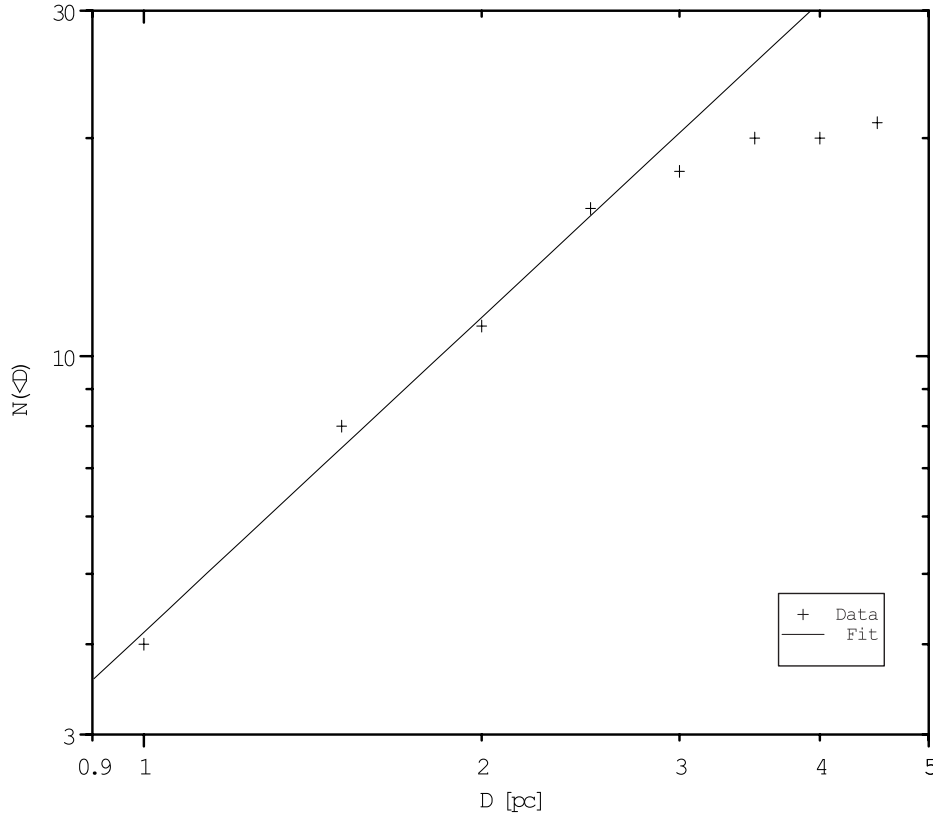
**Tabela 5:** Ostaci supernovih iz galaksije M82. Uglovni dijametri i gustine fluksa preuzeti su iz Huang et al. (1994), spektralni indeksi iz McDonald et al. (2002), dok su površinski sjaj i dijametri računati iz ovih podataka (Urošević et al. 2005), koristeći daljinu do M82  $d_{M82} = 3.9$  Mpc (Sakai & Madore 1999).

SNR	Uglovni dijametar $\theta$ (")	Fluks $S_{8.4 \text{ GHz}}$ (mJy)	Spektralni indeks $\alpha$	Površinski sjaj $\Sigma_1$ GHz ( $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ )	Dijametar $D$ (pc)
39.1+57.4	0.106	2.93	0.50	$1.6 \times 10^{-15}$	0.90
39.4+56.1	0.181	1.26	0.58	$6.1 \times 10^{-17}$	3.23
39.6+53.4	0.177	1.04	0.45	$5.7 \times 10^{-17}$	2.65
40.6+56.1	0.185	1.11	0.72	$8.3 \times 10^{-17}$	3.02
40.7+55.1	0.124	4.56	0.58	$6.3 \times 10^{-16}$	1.93
41.3+59.6	0.069	2.11	0.52	$9.0 \times 10^{-16}$	1.02
42.7+55.7	0.261	1.38	0.71	$5.0 \times 10^{-17}$	4.30
42.8+61.3	0.120	0.95	0.63	$1.4 \times 10^{-16}$	1.97
43.2+58.4	0.064	3.19	0.66	$1.7 \times 10^{-15}$	1.05
43.3+59.2	0.037	7.16	0.68	$1.2 \times 10^{-14}$	0.60
44.3+59.3	0.120	1.43	0.64	$2.1 \times 10^{-16}$	1.96
44.5+58.2	0.138	1.26	0.50	$1.1 \times 10^{-16}$	2.25
45.2+61.3	0.071	4.83	0.67	$2.3 \times 10^{-15}$	1.12
45.3+65.2	0.126	1.04	0.82	$2.1 \times 10^{-16}$	2.05
45.4+67.4	0.139	1.24	0.67	$1.5 \times 10^{-16}$	2.23
45.8+65.3	0.133	1.45	0.46	$1.3 \times 10^{-16}$	2.13
45.9+63.9	0.140	1.79	0.41	$1.3 \times 10^{-16}$	2.22
46.5+63.9	0.092	1.47	0.74	$5.4 \times 10^{-16}$	1.39
46.7+67.0	0.059	0.90	0.76	$7.7 \times 10^{-17}$	2.95
41.9+58.0	0.035	32.50	0.75	$8.6 \times 10^{-14}$	0.52
44.0+59.6	0.049	20.20	0.48	$1.3 \times 10^{-14}$	0.79

Ako pretpostavimo da je stopa eksplozija supernovih konstantna, barem u nekom ograničenom vremenskom intervalu, iz  $dN/dt = \nu = \text{const.}$  imaćemo:

$$N(\leq t) \propto t, \quad (23)$$

odnosno broj supernovih do nekog trenutka  $t$ , proporcionalan je vremenu.



**Slika 11:**  $N(\leq D) - D$  relacija za ostatke supernovih iz galaksije M82. Uzorak izgleda nije kompletan tako da su korišćene samo prve četiri tačke.

Pretpostavimo da imamo neki uzorak ostataka i raspoložemo njihovim merenim dijametrima. Neka ostaci u srednjem prate evoluciju  $D \propto t^m$ . Kako nam  $t(D)$  daje trenutke eksplozije možemo izvršiti smenu i dobiti  $N(\leq D) - D$  relaciju:

$$N(\leq D) \propto D^{1/m}. \quad (24)$$

Ako se posmatrani ostaci nalaze u fazi slobodnog širenja  $1/m = 1$ , dok je za Sedovljevu fazu  $1/m = 2.5$ .

$N(\leq D) - D$  relacija, međutim nosi sa sobom i određene probleme. Ako je gustina raspodele slučajna i uz to nije potpuna

$$dN/dD \propto e^{-(D-D_o)^2/2\sigma}, \quad (25)$$

$$N(\leq D) \propto \int_0^D e^{-(D-D_o)^2/2\sigma} dD \approx$$



$$\approx \int_0^D (1 - (D - D_o)^2/2\sigma + \dots) dD \propto D + \dots, \quad (26)$$

bez obzira na stvarnu evoluciju imaćemo  $1/m \approx 1$ . Pošto parametri relacije zavise od parametara eksplozije i evolucije koji nisu isti za sve ostatke, varijacije pre svega u gustini sredine, proizvešće ovakav slučajan karakter raspodele (Berkhuijen 1987). Sličan problem imamo i kod radio-evolucije, tj. kod tzv.  $\Sigma - D$  relacije, kako ćemo videti kasnije.

Primer jedne  $N(\leq D) - D$  relacija za ostatke supernovih u galaksiji M82 (tab. 5) dat je na slici 11. Relacija je

$$N(\leq D) = 4.1_{-0.3}^{+0.3} \cdot D^{1.5 \pm 0.1} \quad (27)$$

sa kvalitetom fita 99%. Nagib je blizak  $1/m = 1$  tako da ne možemo pouzdano znati da li su ostaci u fazi slobodnog širenja (prelaznoj fazi), ili je relacija posledica slučajnog karaktera raspodele. Kada bismo pouzdano znali zakon evolucije SNR,  $D = ct^m$ , iz  $N(\leq D) = kD^{1/m}$  mogli bismo odrediti

$$\nu = kc^{1/m}, \quad (28)$$

tj. prosečnu stopu supernovih u prošlosti.

### 3.2 Klasifikacija ostataka supernovih

Ostaci supernovih, u najgrubljim crtama, mogu se opisati kao:

- (i) ljuskasti ostaci (eng. *shell - S*), ili
- (ii) plerioni tj. centralno ispunjeni ostaci (eng. *plerionic, filled-centre - F*)

(videti sl. 1 i 10). Kod ljuskastih ostataka, u radio-oblasti dominira zračenje iz oblasti neposredno iza udarnog talasa, dok se kod pleriona vidi centralna sinhrotronska maglina nastala udarima pulsarskog vetra (eng. *pulsar-wind nebula - PWN*). Ostaci kod kojih su uočljive obe strukture predstavljaju kompozitni ili međutip (eng. *composite - C*). Poslednji tip ne treba mešati sa ostacima koji se pokazuju kao ljuskasti u radio-oblasti, a ispunjeni u X oblasti (eng. *mixed morphology*). Detalji ove klasifikacije mogu se videti kod Greena (2004)<sup>5</sup>.

Evolucija ostataka supernovih opisana prethodno, odnosi se zapravo na ljuskaste ostatke. Prisustvo pulsara i asocirane magline, pre svega kod mladih ostataka, može dodatno zakomplikovati evoluciju.

<sup>5</sup>Katalog galaktičkih ostataka supernovih dostupan je preko interneta na adresi: <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/index.html>

### 3.2.1 Veza supernova – ostatak supernove

Nasuprot navedenoj više fenomenološkoj klasifikaciji i podeli SNR prema evolutivnoj fazi, koja u pozadini podrazumeva iste parametre za sve ostatke, sve više se insistira na značaju osobina (tipova) SN i karakteristika okolne sredine (CSM, ISM), za evoluciju ostataka supernovih. Mathewson et al. (1983) klasifikovali su ostatke u četiri kategorije, u zavisnosti od njihovih optičkih osobina:

- (i) B (*Balmer-dominated*), sa dominantnim Balmerovim linijama,
- (ii) O (*Oxygen-rich*), bogate kiseonikom,
- (iii) P/C (*plerionic/composite*), plerione, odnosno kompozitne, i
- (iv) evoluirane ostatke.

Na osnovu osobina supernovih i njihovih ostataka, van den Bergh (1988) je predložio da su B SNR povezani sa SN Ia – deflagracijom C/O belog patuljka u TDS, i karakterišu ih neradijativni, bez-sudarni udarni talasi velike brzine, koji interaguju sa okolnim ISM, a da O SNR potiču od SN Ib – eksplozija masivnih O ili W-R zvezda, i emisija im potiče, pre svega, iz interakcije udarnog talasa sa okozvezdanim materijalom (CSM), tačnije materijalom koji je zvezda-roditelj izgubila u poslednjim fazama evolucije. Slično, plerioni/kompozitni ostaci potiču od SN II – eksplozija masivnih B zvezda, i svoju energiju crpe iz rotacionih gubitaka kompaktnog zvezdanog ostatka – pulsara (PWN), uz eventualno prisustvo udarnog talasa i ljuske (u slučaju kompozitnog tipa). Sve tri grupe SNR, na posletku postaju evoluirani ostaci.

Na osnovu analize iz prvog dela, ova slika bi trebalo da bude donekle revidirana, ali suština ostaje ista: B ostaci potiču od supernovih Ia, iz populacije II, dok se svi ostali vezuju za populaciju I, uz određene manje ili veće razlike ostataka unutar ove šire klase.

### 3.2.2 Supernove, pulsari i rotacija zvezda-roditelja

Na pitanje veze supernova – ostatak kod kolapsirajućih supernovih posebno je teško odgovoriti, budući da ne postoji ni čvrsta veza zvezda-roditelj – supernova. Samo za dve supernove pouzdano su utvrđene zvezde-roditelji: plavi superdžin za SN 1987A u Velikom Magelanovom oblaku, i crveni superdžin za SN 1993J u galaksiji M81 (videti npr. Filippenko 1997).

Detaljniju analizu vezanosti ostataka kolapsirajućih supernovih za određeni tip supernove, sa posebnim težištem na asociiranim pulsarima, dao je, u

**Tabela 6:** Pregled O (*oxygen-rich*) ostataka (van den Bergh 1988, Arbutina & Urošević 2005, Chevalier 2005). Šest od osam O ostataka nema asocirane radio-pulsare, odnosno PWN. Za preostala dva koji sadrže pulsare, date su njihove osobine. Naznačena su dva ostatka koji sadrže radio-tihe neutronske zvezde (NZ).

SNR	Udaljenost $d$ [kpc]	Radio-tiha NZ	Pulsar (PWN)	Period $P$ [s]	Karakt.vreme ( $\tau = P/2\dot{P}$ ) $\tau$ [god]	Magn.polje ( $B^2 = 10^{39} P\dot{P}$ ) $B$ [gauss]
Cas A	3.4	+	–			
Pup A	2.2	+	–			
G 292.0+1.8	6.2	–	+	0.135	2890	$10 \times 10^{12}$
N132 D	50	–	–			
0540-69.3	50	–	+	0.050	1660	$22 \times 10^{12}$
0102-72.3	60	–	–			
0103-72.6	60	–	–			
NGC 4449	4200	–	–			

skorašnjem radu, Chevalier (2005). Kako je istakao još van den Bergh (1988), iako izraženo prisustvo kiseonika kod O ostataka ukazuje na SN Ib (odnosno Ic), vrlo je teško pouzdano razdvojiti ostatke SN Ib/c i SN II (posebno IIB), kao uostalom i razdvojiti ove od starijih ostataka SN Ia. Postoji, međutim, jedna zanimljiva karakteristika O ostataka, kojoj nije posvećena dovoljna pažnja, a može biti značajna: šest od osam O ostataka nema asocirane radio-pulsare, odnosno PWN (tab. 6).

Supernove Ib/c obično se smatraju kandidatima za asimetrične supernove. Asimetričnost eksplozija, tačnije odstupanje od sferne simetrije, pretpostavka je direktno vezana za tzv. problem pulsara – veliki broj ovih mladih objekata populacije I, pokazalo se, ima velike rezidualne brzine, koje više odgovaraju halo-populaciji. Tome treba dodati i uočena odstupanja nekih pulsara asociranih sa SNR od geometrijskog centra ostataka. Asimetrija usled rotacije kod supernovih je u skladu sa našim znanjem o rotaciji zvezda: O-B zvezde, zvezde-roditelji kolapsirajućih SN, imaju najbržu rotaciju, a rotacija je sve sporija kako idemo ka kasnijim spektralnim klasama. Pri gravitacionom kolapsu jezgra očuvani su magnetni fluks i moment impulsa, tako da imamo

$$B = B_o(R_o/R)^2, \quad (29)$$

$$\omega = \omega_o(R_o/R)^2, \quad (30)$$

čime se objašnjavaju jaka magnetna polja i velike uglovne brzine pulsara.

Glavna karakteristika ogoljenih supernovih je, međutim, gubitak mase, tj. H i He omotača zvezda-roditelja. Woosley et al. (1993, 1995) sugerišu da

**Tabela 7:** Pregled anomalijskih X-pulsara (Mereghetti 1999).

Pulsar	Period	Karakt.vreme	Magn.polje	SNR	Udaljenost
	$P$ [s]	$(\tau = P/2\dot{P})$ $\tau$ [god]	$(B^2 = 10^{39} P\dot{P})$ $B$ [gauss]		
1E 1048.1–5937	6.45	3400	$4.4 \times 10^{14}$		
1E 2259+586	6.98	$2.2 \times 10^5$	$5.9 \times 10^{13}$	G 109.1-1.0	3.5
4U 0142+61	8.69	$6.9 \times 10^4$	$1.3 \times 10^{14}$		
RXSJ170849–4009	11.00	8700	$4.7 \times 10^{14}$		
1E 1841–045	11.77	4700	$6.9 \times 10^{14}$	Kes 73	6.8
AX J1845.0–0300	6.97			G 29.6+0.1	

je u fazi crvenog superdžina gubitak mase približno ravnomeran, tipično

$$\dot{\mathcal{M}} \sim 10^{-5} \mathcal{M}_{\odot}/\text{god}, \quad (31)$$

dok je u Wolf-Rayet fazi, nakon što je uklonjen H omotač, zavisano od mase

$$\dot{\mathcal{M}} \approx k(\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot})^{\alpha}, \quad (32)$$

gde je  $\alpha = 2.5$ ,  $k = 5 \cdot 10^{-8} \mathcal{M}_{\odot}/\text{god}$  za vreme sagorevanja He, tj.  $k = 10^{-7} \mathcal{M}_{\odot}/\text{god}$  približno nakon paljenja C. Gubitak mase  $\dot{\mathcal{M}}$  znači i gubitak momenta impulsa  $\dot{J}$ . Ako pretpostavimo da zvezda rotira kao kruto telo, iako se masa tj. moment impulsa gubi iz spoljašnjih slojeva, transferom momenta impulsa iz jezgra ponovo se uspostavlja rotacija krutog tela (videti npr. Petrović et al. 2005). Posledica je usporena rotacija jezgra. Ako se, dodatno, ove zvezde ranih spektralnih klasa nalaze u TDS, zbog cirkulizacije tj. sinhronizacije rotacija će biti dodatno usporena (videti Tassoul 1978, str. 37, sl. 2.11). Na kraju, uprkos brzo rotirajućim roditeljima, nakon gravitacionog kolapsa i eksplozije supernove, imaćemo sporo rotirajuće radio-tihe neutronske zvezde<sup>6</sup>, kao kod Cas A, ili Pup A (Mereghetti et al. 2002, Chakrabarty et al. 2001, Petre et al. 1996). Ovi zaključci biće od značaja za kasniju analizu.

Slične karakteristike imaju još neki ostaci, G 296.5+10.0, RCW 103, kao i anomalijski X-pulsari (*Anomalous X-ray Pulsars – AXP*), koji se vezuju za magnetne neutronske zvezde - magnetare. U tabeli 7 date su njihove karakteristike. Uporediti periode ovih i npr. Crab i Vela pulsara sa  $P = 0.033$  s, odnosno 0.089 s.

<sup>6</sup>Ovakve mlade neutronske zvezde i dalje imaju jako magnetno polje. Budući da je magnetno polje, a ne rotacija mera starosti pulsara (videti Phinney & Kulkarni 1994), ovo je dokaz da se ove neutronske zvezde zaista radjaju kao sporo-rotirajuće.

Ipak, postoje i izuzeci, koji ukazuju da veza SN Ib/c – sporo rotirajuće radio-tihe neutronske zvezde, nije jednoznačna. Dva O ostatka imaju pulsare i PWN. Moguće je da prilikom eksplozije deo mase biva privučen nazad (Chevalier 2005). Ako postoji rotacija, akrecijom mase, kompaktno jezgro dobija i dodatan ugaoni momenat, i rotacija jezgra - neutronske zvezde se ubrzava. Nešto slično se dešava i kod starih pulsara u TDS.

S druge strane, ako postoji mehanizam koji će zaustaviti prenos momenta impulsa jezgra ka spolja, prilikom gubitka mase, rotacija će biti "sačuvana", i moguće da će zvezda završiti kao kolapsar, formirajući crnu rupu (Woosley 1993), uz prateću eksploziju supernove i gama-bljesak (Petrović et al. 2005). Ove posebne supernove Ic, tj. SN Id ili hipernove, izuzetno su retke. Osim već pomenute SN 1998bw, novije supernove asocirane sa gama-bljeskovima (eng. *gamma-ray bursts* – GRB), kandidati za hipernove, su SN 2003dh i 2003lw.

### 3.2.3 Parametri eksplozije i evolucije

U narednim poglavljima pokušaćemo da predstavimo neke tipične vrednosti parametara eksplozije i evolucije, za različite tipove supernovih i njihove ostatke. Ovo je vrlo značajno, kako za hidrodinamičku, tako i za radio-evoluciju ostataka supernovih koju ćemo uskoro razmotriti.

#### 3.2.3.1 Masa izbačenog materijala

U poglavlju 2.3.1 uspostavili smo veze:

- (i) SN Ia  $\rightarrow$  B SNR,
- (ii) SN Ib  $\rightarrow$  O SNR,
- (iii) SN II  $\rightarrow$  plerioni/kompozitni ostaci.

Ovakva shema je svakako suviše jednostavna za složene odnose na kakve nailazimo proučavajući pojedinačne supernove i njihove ostatke, međutim, može biti korisna za izučavanje nekih opštih osobina. Na osnovu svih dosadašnjih razmatranja ovu "klasičnu" osnovu mogli bismo donekle nadograditi. Pre svega, SN Ib podrazumevale bi SN Ib/c (ili IIb), tačnije one supernove nakon kojih ne ostaje aktivan radio-pulsar koji kasnije ima uticaj na evoluciju ostatka. Zatim, možemo uključiti i posebnu "ekstremnu" klasu supernovih Ic:

- (iv) SN Id  $\rightarrow$  ostaci hipernovih.

SN Ia nastaju deflagracijom belog patuljka u TDS, kada ova zvezda od pratioca prikupi akrecijom dovoljno mase tako da dostigne Chandrasekharovu granicu  $\mathcal{M}_{Ch} = 1.4\mathcal{M}_{\odot}$ . Budući da se razara čitava zvezda za masu SN možemo uzeti:

$$\mathcal{M}_o^{\text{Ia}} = 1.4\mathcal{M}_{\odot} . \quad (33)$$

Kod kolapsirajućih (*core-collapse*) supernovih situacija je dosta složenija budući da ove zvezde, s jedne strane gube znatan deo mase pre eksplozije, dok posle eksplozije u opštem slučaju ostaje kompaktan ostatak - neutronska zvezda neodređene mase  $\mathcal{M}_{\text{NZ}} \lesssim 3\mathcal{M}_{\odot}$ . Manji deo mase zvezde  $\delta\mathcal{M}$  biće transformisan u energiju pri TN reakcijama u procesu eksplozije, dok će značajan deo  $\Delta\mathcal{M}$  biti izgubljen u konačnim fazama evolucije. Za zvezdu početne mase  $20\mathcal{M}_{\odot}$ , i  $\Delta\tau \approx 10\% \tau \sim 10^6$  god. (videti sl. 4), u fazi crvenog superdžina biće izgubljeno  $\Delta\mathcal{M} = \dot{\mathcal{M}}\Delta\tau \approx 10\mathcal{M}_{\odot}$ , dakle polovina mase. S obzirom na mase zvezda-roditelja, možemo približno uzeti:

$$\mathcal{M}_o^{\text{cc}} \approx 2 - 20\mathcal{M}_{\odot} . \quad (34)$$

Zvezdama koje ne trpe značajan gubitak mase zvezdanim vetrom (ili prenosom u TDS) odgovaraju veće vrednosti mase SN, dok su za W-R zvezde vrednosti konačne, pa samim tim i izbačene mase, manje. Deo okolnog materijala, međutim, može biti prikupljen, npr. tokom faze radio-supernove, tako da je neka srednja vrednost od  $\mathcal{M}_o \sim 10\mathcal{M}_{\odot}$  optimalna. Ne očekujemo znatno veće vrednosti izbačene mase (za razliku od energije) ni u slučaju hipernovih.

### 3.2.3.2 Energija eksplozije

Sledeće što ćemo razmotriti je kinetička (plus termalna) energija koja se oslobađa u eksploziji, i koju obično nazivamo energija SN. Pretpostavka od koje se obično polazi jeste da ova energija iznosi  $10^{51}$  erga. Ovo je tek mali deo ukupne oslobođene energije  $\bar{E} = \delta\mathcal{M} \cdot c^2 \sim 10^{53}$  erga, pre svega u vidu neutrina. S druge strane, energije izračena u formi svetlosti, koju vidimo kao fenomen supernove, tek je procenat energije SN (svetlost SN potiče primarno od radioaktivnog Ni, a masa Ni je, kako se pokazuje, u korelaciji sa energijom SN).

Energiju SN, ne ulazeći u pravu prirodu izvora, možemo uslovno posmatrati kao oslobođenu gravitacionu potencijalnu energiju zvezde - presupernove, budući da je ona po definiciji energija koju je potrebno uložiti da bi zvezdu rastavili na delove infinitezimalne mase, beskonačno udaljene jedne od drugih. Unutrašnja energija zvezde je prema teoremi virijala uporediva

sa gravitacionom. Stoga, možemo pisati

$$E_o \approx -\Omega \approx G \frac{\mathcal{M}_{\text{NZ}} \mathcal{M}_o}{\mathcal{R}} + G \frac{\mathcal{M}_o^2}{\mathcal{R}} \sim G \frac{\mathcal{M}_o^2}{\mathcal{R}}, \quad (35)$$

budući da je obično  $\mathcal{M}_{\text{NZ}} \leq \mathcal{M}_o$ .

U slučaju supernovih tipa Ia za belog patuljka tipično imamo,  $\mathcal{R} \sim 10^{-2} \mathcal{R}_\odot$  i  $\mathcal{M}_o \approx 1.4 \mathcal{M}_\odot$ , što daje upravo  $E_o \sim 10^{51}$  erga! Za evoluiranu W-R zvezdu  $\mathcal{M}_o \sim 10 \mathcal{M}_\odot$ ,  $\mathcal{R} \sim \mathcal{R}_\odot$  (Woosley et al. 1993), ponovo dobijamo istu vrednost. Za SN II energija varira, ali uopšte  $E_o \lesssim 10^{51}$  erga.

U slučaju hipernovih očekujemo  $\mathcal{R} \rightarrow 0$ . Ako uključimo efekte opšte teorije relativnosti, procena reda veličine, za sferosimetrični slučaj (Misner et al. 1973) daje

$$\Omega \approx \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2G\Lambda}{\mathcal{R}c^2}}} \right) \Lambda c^2, \quad (36)$$

gde je  $\Omega$  gravitaciona potencijalna energija, a  $\Lambda = \mathcal{M}_\bullet + \mathcal{M}_o + \mathcal{U}/c^2 + \Omega/c^2$  ukupna masa-energija,  $\mathcal{M}_\bullet$  masa mirovanja jezgra - crne rupe,  $\mathcal{M}_o$  masa omotača i  $\mathcal{U}$  unutrašnja energija zvezde. U Newtonovskoj aproksimaciji  $\Lambda \approx \mathcal{M}$ , i razvojem u red dobijamo

$$\Omega \approx -G \frac{\mathcal{M}_o^2}{\mathcal{R}}. \quad (37)$$

Kod relativističkih objekata, međutim, gravitaciona energija (po apsolutnoj vrednosti) može da bude značajan deo mase mirovanja. Ako je ovaj deo samo nekoliko promila, za  $\mathcal{M}_o = 10 \mathcal{M}_\odot$ , imaćemo energije  $E_o \gtrsim 10^{52}$  erga.

### 3.2.3.3 Gustina sredine

Gustina sredine možda je najvažniji parametar u evoluciji ostataka supernovih. Život ostataka upravo se ogleda u interakciji sa okolnom međuzvezdanim sredinom (ISM). Ostaci supernovih masivnih zvezda-roditelja (SN II, Ib/c), međutim, verovatno će primarno interagovati sa okozvezdanim materijalom, tj. stacionarnim zvezdanim vetrom (CSW), a tek potom sa ISM. Generalno se u modelima uzima za gustinu:

$$\rho \propto r^{-s}, \quad s = \begin{cases} 0, & \text{za ISM} \\ 2, & \text{za CSW.} \end{cases} \quad (38)$$

Ako je na daljini do koje je dosegno zvezdani vetar  $R_o$ , gustina jednaka  $\rho_o$ , a ukupna masa  $\Delta \mathcal{M}$ , normiranjem dobijamo

$$\rho = \rho_o^{(3-s)/3} \left( \frac{(3-s)\Delta \mathcal{M}}{4\pi} \right)^{s/3} r^{-s}. \quad (39)$$

Za ostatke SN Ia je  $s = 0$ , pa imamo  $\rho = \rho_o$ .

McKee & Ostriker (1977) predlažu trokomponentni model ISM regulisan eksplozijama supernovih. Komponente i neke karakteristične vrednosti njihovih parametara prikazane su u tabeli 8. Gustina se obično izražava preko koncentracije  $\rho_o = \mu m_H n_H$ , gde je  $m_H$  masa vodonikovog atoma, a  $\mu$  srednja molekulska težina ( $\mu = 1.4$  za odnos H i He,  $n_{He}:n_H = 1:10$ ).

**Tabela 8:** Trokomponentni model ISM (McKee & Ostriker 1977).

Komponenta		Temp. $T$ [K]	Koncentr. $n_H$ [cm <sup>-3</sup> ]	Step.jon. $\chi = n_e/n_H$
Vrela ( <i>hot</i> ) jonizovana	HIM	$4.5 \times 10^5$	$3.5 \times 10^{-3}$	1.0
Topla ( <i>warm</i> ) jonizovana	WIM	8000	0.25	0.68
neutralna	WNM	8000	0.37	0.15
Hladna ( <i>cold</i> ) neutralna	CNM	80	42	$10^{-3}$

U Galaktičkim molekulskim oblacima obično se uzima  $n_H \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ , dok u džinovskim kompleksima i oblastima formiranja zvezda, poput zvezdodrodnih (eng. *starburst*) galaksija, gustina može dostići  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , uz povišenu temperaturu i jonizaciju. Gledano u celini, dakle, gustina ISM može imati vrednosti u vrlo širokom rasponu od  $10^{-3}$  do  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ .

### 3.2.3.4 Magnetno polje

U međuzvezdanom medijumu preovladava magnetno polje jačine  $B_{\text{ISM}} \approx 5 \mu\text{G}$ . Da bismo objasnili sinhrotronsko zračenje SNR potrebne su mnogo veće vrednosti za jačinu magnetnog polja unutar ostataka. Pojačanje magnetnog polja, uz mehanizam difuznog ubrzanja ultrarelativističkih elektrona, protona i težih jona koji čine kosmičko zračenje (*cosmic rays* – CR), jedna je od glavnih karakteristika ostataka supernovih.

Postoje različiti modeli pojačanja i evolucije magnetnog polja. Jedan od modela podrazumeva turbulentno pojačanje u konvektivnoj zoni, između udarnog talasa i kontaktog diskontinuiteta, moguće kao posledicu Rayleigh-Taylor (R-T) nestabilnosti, tj. prodiranja materijala SN veće specifične težine u sakupljeni ISM, primarno vodonik.

Ako magnetni fluks kroz površinu koja se kreće zajedno sa plazmom ostaje očuvan,  $\Phi = B \cdot S$ , u skladu sa Alfvenovom teoremom, evolucija magnetnog polja nakon amplifikacije će slediti zakon

$$B = B_o(D/D_o)^{-2}, \quad (40)$$

gde je  $D$  dijametar ostatka. Gull (1973) procenjuje maksimalno magnetno polje  $B_o^2 = B_{max}^2 \approx \mu_o \rho_o E_o / \mathcal{M}_o$ , na kraju faze slobodnog širenja.



Sinhrotronsko zračenje elektrona, međutim, sugeriše da se pojačanje polja dešava tamo gde i ubrzavanje čestica, na udarnom talasu i neposredno iza njega. Novije teorije tako pretpostavljaju da se deo energije udarnog talasa transformiše u energiju magnetnog polja i kosmičkog zračenja. Ako je ova energija očuvana

$$dW_{\text{CR}} + dW_e + dW_B = 0, \quad (41)$$

i postoji preraspodela između ove tri komponente, tako da im je odnos konstantan, poslednji član,  $d(\frac{B^2}{2\mu_o}\bar{V}) = 0$ , daje

$$B = [12\mu_o c_3 E_o / (\pi f)]^{1/2} D^{-3/2}. \quad (42)$$

U kasnim fazama magnetno polje u SNR oslabi do vrednosti u ISM, odnosno

$$B \approx 4B_{\text{ISM}} = \text{const}, \quad (43)$$

iz Rankine-Hugoniotovih relacija, za transverzalno polje. Na osnovu svega rečenog, možemo za evoluciju magnetnog polja uopšteno uzeti  $B \propto D^{-\delta}$ , gde je  $\delta = 0 - 2$  i zavisi od evolutivne faze.

### 3.2.3.5 Sažetak

Na kraju, možemo na jednom mestu sabrati osnovne zaključke prethodnih razmatranja. Pre svega, jasno je da različiti tipovi supernovih ostavljaju iza sebe različite ostatke. Kod SN II, uslovno rečeno, očekujemo da vidimo radio-pulsare i njima asocirane magline (PWN), čije prisustvo može dodatno zakomplikovati evoluciju, pre svega mladih ostataka, tako da ćemo se ograničiti na SN I. Neke tipične vrednosti tri osnovna parametra eksplozije i evolucije: masa i energija SN, i gustina okolnog ISM, za različite tipove supernovih dati su u tabeli 9.

**Tabela 9:** Parametri eksplozije i evolucije za različite tipove supernovih i njihove ostatke.

SN/SNR	Masa SN $\mathcal{M}_o [\mathcal{M}_\odot]$	Energija SN $E_o [\text{erg}]$	Gustina ISM $n_o = n_{\text{H}} [\text{cm}^{-3}]$
Ia	1.4	$10^{51}$	0.1 ( $10^{-3}$ )*
Ib/c	10	$10^{51}$	10 ( $10^3$ )**
Id	10	$10^{52}$	10 ( $10^3$ )**

\* U haloima. \*\* U zvezdorodnom okruženju.

Značaj tipa SN za evoluciju mladih ostataka je jasan. Budući da je enegija eksplozije za "normalne" supernove približno ista, težište je na masi

izbačenog materijala i interakciji sa okozvezdanim (CSM) okruženjem SN Ib/c. Međutim, podela je moguća i kod starijih ostataka, pre svega u zavisnosti od sredine, tj. gustine ISM. Zvezde-roditelji SN Ia, kao stare dugovečne zvezde, imaju dovoljno vremena da napuste okruženje u kojem su rođene i eksplodiraju u relativno retkoj sredini. Ovo dobro ilustruje slika 2 – već na osnovu lokacije supernove možemo pretpostaviti njen tip. S druge strane, supernove mladih masivnih zvezda, a samim tim i njihove ostatke, naći ćemo najverovatnije u gustoj sredini (npr. molekulskim oblacima), zbog kratkog života njihovih zvezda-roditelja. Osnovni parametar po kojem bi mogli razlikovati ostatke hipernovih, od ovih poslednjih, jeste energija.

### 3.3 Radio-evolucija

Karakterističan spektar sinhrotronskog zračenja – zračenje ultrarelativističkih elektrona u magnetnom polju, jedna je od glavnih posmatračkih karakteristika ostataka supernovih. Luminoznost sinhrotronskog izvora može se izraziti kao (videti Pacholczyk 1970, Rohlfs 1986, Shu 1991):

$$L_\nu = \varepsilon_\nu \bar{V} = C(\alpha, \kappa) K B^{1+\alpha} \bar{V} \nu^{-\alpha}, \quad (44)$$

gde je  $\varepsilon_\nu$  emisivnost,  $\bar{V} = (\pi/6) f D^3$  zapremina izvora,  $\alpha$  spektralni indeks,  $\nu$  frekvencija zračenja, dok  $\kappa$  izražava odnos ultrarelativističkih elektrona prema protonima i težim jonima iz kosmičkog zračenja. Koeficijent  $K$  potiče iz stepenog zakona energetske raspodele elektrona,  $N(E)dE = K E^{-\Gamma}$ , gde je  $\Gamma = 2\alpha + 1$  tzv. energetski indeks. Očekujemo da se  $K$  i magnetno polje  $B$  kod ostataka supernovih, u opštem slučaju, menjaju starenjem tj. širenjem ostatka.

Promena luminoznosti sa dijametrom,  $L_\nu = L_\nu(D)$ , predstavlja radio-evoluciju ostataka supernovih. Obično se evolucija prikazuje kao tzv.  $\Sigma - D$  relacija,

$$\Sigma_\nu = A D^{-\beta}, \quad (45)$$

budući da površinski sjaj  $\Sigma$ ,

$$\Sigma_\nu = S_\nu / \Omega = L_\nu / (\pi^2 D^2), \quad (46)$$

za razliku od luminoznosti  $L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu$ , ne zavisi od udaljenosti izvora  $d$ . Merena gustina fluksa je  $S_\nu$ ,  $\Omega \approx \pi\theta^2/2$  je prostorni ugao izvora, dok je  $\theta$  ugaoni dijametar.

### 3.3.1 $\Sigma - D$ relacija

#### 3.3.1.1 Teorijska relacija

Prvu  $\Sigma - D$  relaciju izveo je Shklovsky (1960a), razmatrajući širenje sferno-simetrične sinhrotronske magline. Ako su gubici energije elektrona zanemarljivi, tj. širenje je adijabatsko, imamo

$$dW_e = -p dV, \quad (47)$$

za relativistički gas,  $p = \frac{1}{3}\epsilon = \frac{1}{3}\frac{W}{V}$ , sa raspedelom  $N(E)dE = KE^{-\Gamma}$ , imamo

$$\frac{dW}{W} = \frac{dE}{E} = -\frac{1}{3}\frac{dV}{V}, \quad (48)$$

odakle se može izvesti  $K \propto D^{-(2+\Gamma)}$ . Za ovakvu evoluciju  $K$ , uz  $B \propto D^{-2}$  Shklovsky nalazi

$$\Sigma_\nu \propto D^{-\beta} = D^{-4(1+\alpha)} = D^{-6}, \quad (49)$$

tj.  $\beta = 6$  za tipično  $\alpha = 0.5$ .

U sledećih četrdesetak godina mnogi autori pokušali su unaprediti teorijsku i sa novim posmatračkim podacima dobiti nove empirijske relacije (deta-ljan prikaz istorije  $\Sigma - D$  relacije dat je u Urošević 2000). Od značajnijih teorijskih radova treba pomenuti teoriju Duric & Seaquista (1986). Ova teorija zasnovana je na Bellovoj (1978a,b) formulaciji Fermijevog mehanizma ubrzanja čestica i evoluciji pojačanog turbulentnog magnetnog polja (Fedorenko 1983, Gull 1973), i Sedovljevom hidrodinamičkom rešenju (Sedov 1959).

Bell (1978b) daje sledeći izraz za  $K$ :

$$K \propto n_H(\Gamma - 1)(E_{inj}^2 + 2m_e c^2 E_{inj})^{(\Gamma-1)/2}, \quad (50)$$

gde je  $E_{inj} \approx m_p v^2$  energija sa kojom čestice ulaze u proces ubrzanja udarnim talasom,  $v$  je brzina udarnog talasa, a  $m_e$  i  $m_p$  mase elektrona i protona, respektivno. Za  $B \propto D^{-\delta}$ ,  $\delta = 1.5 - 2$ , Duric & Seaquist (1986) nalaze:

$$\beta = \begin{cases} 6\alpha + \delta\alpha + \delta - 1, & v \gg v_o \\ 3\alpha + \delta\alpha + \delta - 1, & v \ll v_o, \end{cases} \quad (51)$$

gde je  $v_o = \sqrt{m_e/m_p} c \approx 7000$  km/s. U Sedovljevoj fazi, gde očekujemo  $v \ll v_o$ , dobija se dakle

$$\Sigma_\nu \propto D^{-7/2}, \quad (52)$$

za  $\alpha = 0.5$  i  $\delta = 2$ . Pored toga što se odnosi samo na ostatke u Sedovljevoj fazi, relacija i dalje zavisi od energije i gustine okolne sredine,

$$\Sigma_\nu \propto E_o^\alpha \rho_o^{1-\alpha} D^{-(3\alpha+\delta\alpha+\delta-1)}, \quad (53)$$

koji verovatno variraju od ostatka do ostatka.

Noviju teoriju radio-sinhrotronske evolucije SNR, koja se delimično zasniva na modelu Reynolds & Chevaliera (1981), dali su Berezhko & Völk (2004). Koeficijent  $K$  iz raspodele elektrona dobija se ako normiramo raspodelu elektrona u intervalu  $\{E_{\min} = m_e c^2, E_{\max} \gg E_{\min}\}$  na srednju gustinu energije  $\epsilon = W_e/\bar{V}$ :

$$K = \begin{cases} \epsilon(\Gamma - 2)E_{\min}^{\Gamma-2}, & \Gamma > 2, \\ \epsilon \ln(E_{\max}/E_{\min}), & \Gamma = 2, \\ \epsilon(2 - \Gamma)E_{\max}^{\Gamma-2}, & \Gamma < 2. \end{cases} \quad (54)$$

Ako pretpostavimo, kao Reynolds & Chevalier (1981), da se deo energije SN pretvara u energiju magnetnog polja i kosmičkih zraka, između kojih postoji konstantna preraspodela, imamo:

$$W_e \propto W_{\text{CR}} \propto W_B \propto E_o, \quad (55)$$

odakle je  $K \propto B^2 \propto E_o D^{-3}$ . Ovako se dobija  $\Sigma - D$  relacija u fazi Sedova

$$\Sigma_\nu \propto D^{-(7+3\alpha)/2} \propto D^{-17/4}. \quad (56)$$

Berezhko & Völk (2004) razmatraju evoluciju sinhrotronske emisivnosti numerički, za SNR koji prolazi kroz različite faze. Približni analitički izrazi dati su u tabeli 10. Analiza se odnosi primarno na SN Ia, odnosno na starije ostatke koji interaguju sa ISM.

**Tabela 10:** Hidrodinamička i radio-evolucija ostataka kroz različite faze (prema Berezhko & Volk 2004). Luminoznost je izražena kao  $L_\nu \propto KB^{1+\alpha}\bar{V} \propto D^{\bar{\delta}}$ . Tokom slobodnog širenja  $K \propto \rho_o v$ , odnosno  $\rho_o v^2$  u Sedovljevoj fazi. Magnetno polje  $B \propto K^{1/2}$ , osim u kasnoj Sedovljevoj fazi kada padne na vrednost  $B_{\text{ISM}} \propto \rho_o^{1/2}$ . Površinski sjaja je  $\Sigma_\nu = L_\nu/(\pi^2 D^2) = AD^{-\beta}$ , tj.  $\beta = 2 - \bar{\delta}$ . Koeficijent  $\beta$  u drugom i trećem redu poslednje kolone dat je za vrednost  $\alpha = 0.5$ .

Faza	$v \propto$	$L_\nu \propto$	$\beta$
Rano slob.širenje	$(E_o/\mathcal{M}_o)^{1/2}$	$(E_o/\mathcal{M}_o)^{(3+\alpha)/4} \rho_o^{(3+\alpha)/2} D^3$	-1
Kasno slob.širenje	$(E_o^2/(\mathcal{M}_o \rho_o))^{1/4} D^{-3/4}$	$(E_o^2/\mathcal{M}_o)^{(3+\alpha)/8} \rho_o^{3(3+\alpha)/8} D^{3(5-\alpha)/8}$	5/16
Rana Sedovljeva	$(E_o/\rho_o)^{1/2} D^{-3/2}$	$E_o^{(3+\alpha)/2} D^{-3(1+\alpha)/2}$	17/4
Kasna Sedovljeva	$(E_o/\rho_o)^{1/2} D^{-3/2}$	$E_o \rho_o^{(1+\alpha)/2}$	2

Za mlade ostatke SN Ib/c, međutim, u prvoj fazi očekujemo interakciju sa CSM, i potom sa ISM. U poslednjem slučaju, iz jednačina (12)–(14), na osnovu dimenzione analize imamo  $g^n = \mathcal{M}_o(E_o/\mathcal{M}_o)^{(n-3)/2}$  i  $q = \rho_o$ , tj.

$$R \propto (E_o^9/(\mathcal{M}_o^7 \rho_o^2))^{1/24} t^{3/4} \quad \text{i} \quad (57)$$

$$v \propto (E_o^9 / (\mathcal{M}_o^7 \rho_o^2))^{1/18} D^{-1/3}, \quad (58)$$

za  $s = 0$  i  $n = 12$ . Ako je  $K \propto \rho v$  i  $B \propto K^{1/2}$ , konačno dobijamo

$$\Sigma_\nu \propto (E_o^9 / \mathcal{M}_o^7)^{(3+\alpha)/36} \rho_o^{4(3+\alpha)/9} D^{(3-\alpha)/6} \propto D^{5/12}, \quad (59)$$

za  $\alpha = 0.5$ .<sup>7</sup> Za razliku od SN Ia, kod SN Ib/c, u ovoj fazi sjaj raste sa dijametrom!

Osnovni problem u boljem razumevanju radio-evolucije SNR jeste veliki broj parametara u modelima. U takvoj situaciji teško je postaviti čvrste teorijske osnove, tj. odlučiti se za konkretnu teoriju. U delu koji sledi razmotrićemo samo empirijsku  $\Sigma - D$  relaciju.

### 3.3.1.1 Empirijska relacija

Prvu teorijsku  $\Sigma - D$ , kao što smo videli, izveo je Shklovsky (1960a). Shklovsky (1960b) je takođe prvi predložio upotrebu empirijske relacije za određivanje udaljenosti do ostataka supernovih. Sa novim posmatračkim podacima, narednih godina, usledile su i nove empirijske relacije (videti u Urošević 2000). Od važnijih, skorašnjih razmatranja  $\Sigma - D$  relacije za galaktičke ostatke treba pomenuti rad Case & Bhattacharya (1998).

Urošević (2000, 2003) i Urošević et al. (2005) razmatraju empirijske  $\Sigma - D$  relacije za galaktičke i vangalaktičke ostatke supernovih. Njihova analiza pokazuje da je  $\beta \approx 2$  za ostatke u svim, normalnim galaksijama, uključujući i našu, dok je samo u slučaju kompaktnih ostataka u zvezdorodnoj (*starburst*) galaksiji M82  $\beta \approx 3.5$ .

Koristeći se odgovarajućim definicijama za površinski sjaj, gustinu fluksa i radio-luminoznost, možemo pisati

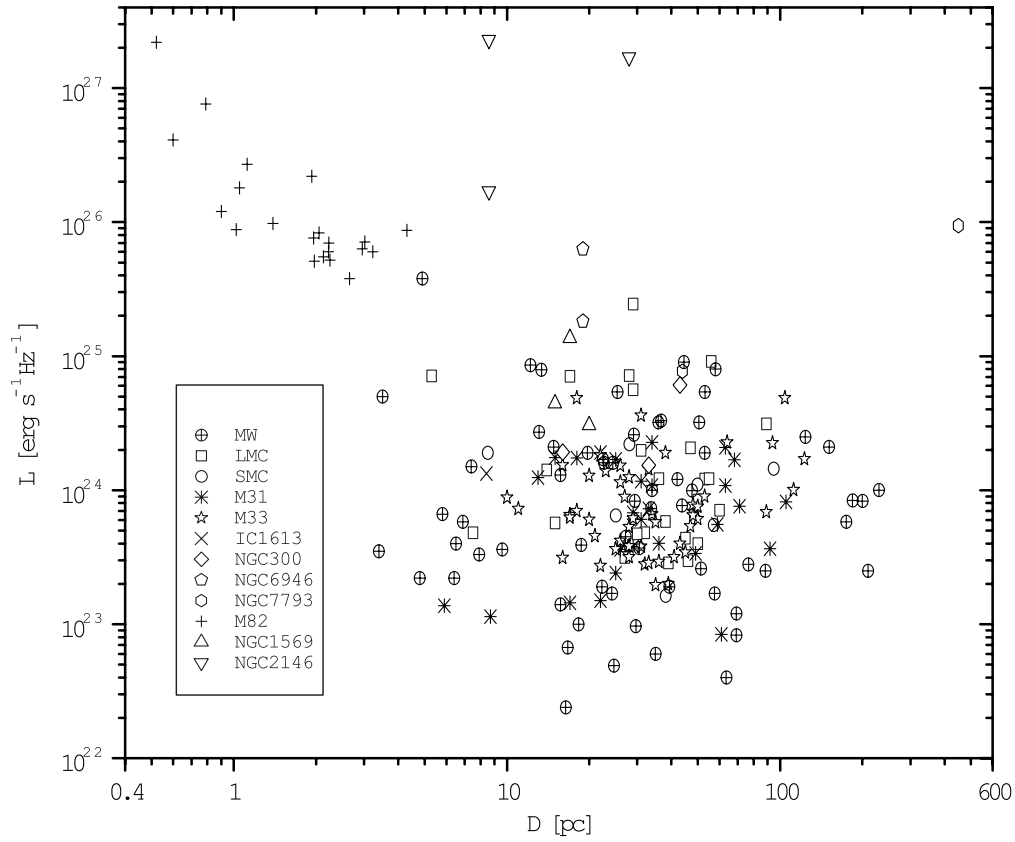
$$\Sigma_\nu \propto S_\nu \theta^{-2} \propto L_\nu D^{-2}. \quad (60)$$

Da bi naglasili zavisnost luminoznosti od dijametra ostatka,  $\Sigma - D$  relacija može se izraziti kao:

$$\Sigma_\nu = AD^{-2+\bar{\delta}}. \quad (61)$$

Empirijsko  $\beta \approx 2$  znači da je  $\bar{\delta} = 0$ , što ukazuje da je luminoznost ostataka tokom evolucije konstantna  $L_\nu = \text{const.}$ . Međutim, čak i ako je raspodela fluksa, odnosno luminoznosti,  $L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu$ , sa dijametrom slučajna, tj. nemamo stvarnu relaciju, opet dobijamo  $\Sigma_\nu \propto D^{-2}$ , prosto zato što je obrnuta zavisnost od kvadrata dijametra uslovljena definicijom površinskog sjaja. Ovo je tzv. "trivijalna  $\Sigma - D$  relacija".

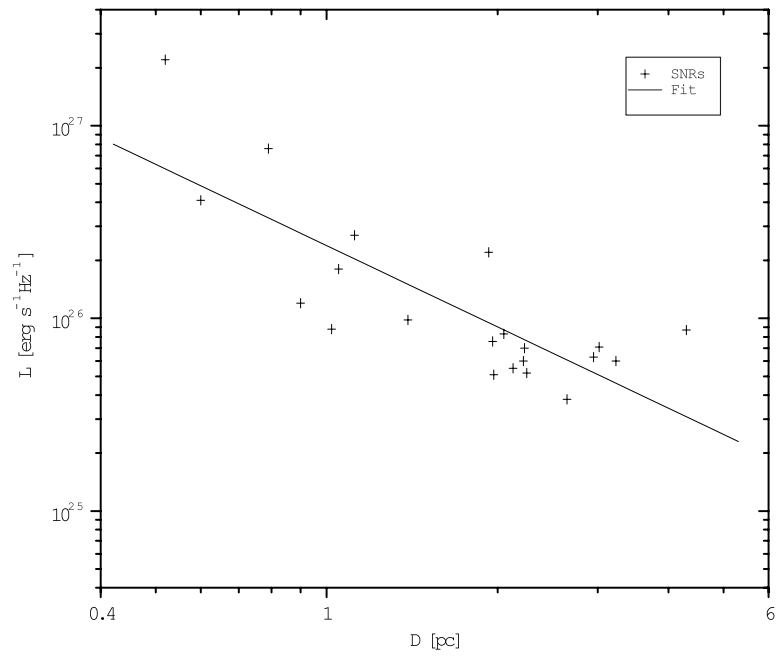
<sup>7</sup>U slučaju interakcije sa CSM imamo  $s = 2$  i  $n = 12$ , odakle je  $R \propto t^{9/10}$ , odnosno  $v \approx \text{const}$ , što uz  $\rho \propto R^{-2}$  daje  $\Sigma_\nu \propto D^{-(2+\alpha)}$ , tj.  $L_\nu \propto t^{-\alpha}$ , karakteristično za radio-supernove.



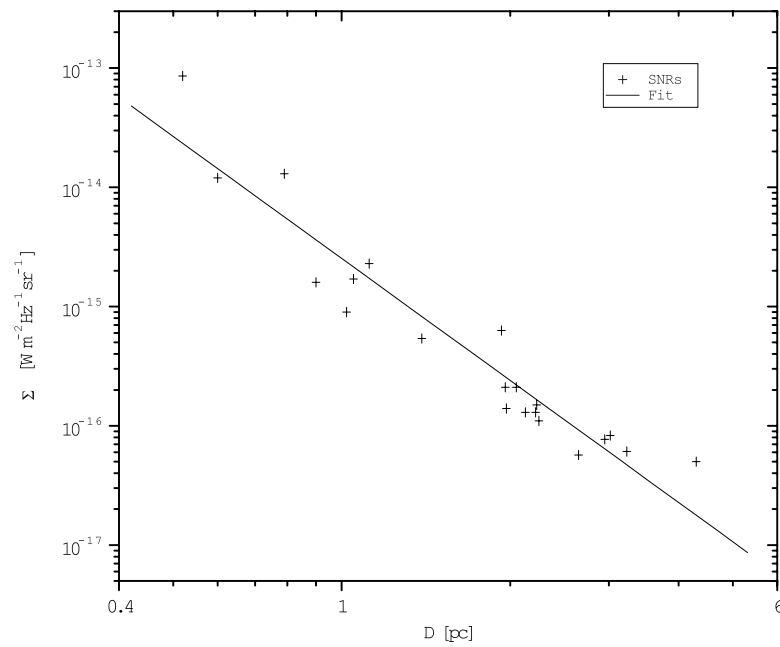
**Slika 12:** Slika prikazuje  $L - D$  zavisnost za Galaktičke i vangalaktičke SNR (uključujući galaksije IC 1613 (1), NGC 300 (3), NGC 6946 (2), NGC 7793 (2), NGC 1569 (3) and NGC 2146 (3)) iz uzorka Arbutina et al. (2004).

Analiza  $L - D$  korelacije data je u Arbutina et al. (2004). Analizirani su Galaktički ostaci sa poznatim daljinama (videti Green 2004), uključujući radio-petlje (Berkhuijsen 1973, 1986), i vangalaktički ostaci (Urošević et al. 2005)<sup>8</sup>. Slika 12 prikazuje sve ostatke u uzorku. Očigledno, ne postoji korelacija, izuzev za ostatke supernovih iz galaksije M82. To znači da empirijsko  $\beta = 2$  ima više statistički, nego fizički uzrok, i stvarna relacija u ovom slučaju ne postoji. Rešenje koje podrazumeva konstantnu luminoznost tokom evolucije SNR ostaje, naravno, kao mogućnost, ali nema nikakvu prednost nad ostalim rešenjima. Situacija sa  $\beta = 2$  kod  $\Sigma - D$  relacije je tako slična onoj pri  $1/m = 1$  kod  $N(\leq D) - D$  relacije. Verovatan uzrok posmatrane disperzije su ponovo različiti parametri eksplozije i varijacije u gustini sredine, za pojedinačne ostatke.

<sup>8</sup>Katalog vangalaktičkih ostataka supernovih dostupan je preko interneta na adresi: <http://astro.matf.bg.ac.yu/dejanurosevic/catalogue/index.html>



Slika 13:  $L - D$  zavisnost za SNR iz galaksije M82.



Slika 14:  $\Sigma - D$  relacija za SNR is galaksije M82.

Situacija je, čini se, drugačija u slučaju SNR iz galaksije M82 (tab. 5). Relacija koja se dobija je

$$\Sigma_{1\text{GHz}} = 2.5_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-15} D^{-3.4 \pm 0.3} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (62)$$

sa kvalitetom fita  $r^2 = 91\%$ .  $L - D$  korelacija ima koeficijent  $|r| = 0.80$  (videti sl. 13 i 14). Možemo još definisati relativnu grešku

$$f = \left| \frac{d_{\text{M82}} - d_{\Sigma}}{d_{\text{M82}}} \right| \quad (63)$$

kao meru tačnosti ako bi se ova relacija koristila za procenu udaljenosti. Udaljenost do galaksije M82 je  $d_{\text{M82}} = 3.9 \text{ Mpc}$  (Sakai & Madore 1999), a  $d_{\Sigma}$  je udaljenost koja se dobija iz  $\Sigma - D$  relacije, za svaki pojedinačan ostatak. Maksimalna i srednja greška su  $f_{\text{max}} = 0.33$  i  $\bar{f} = 0.14$ , respektivno <sup>9</sup>.

Ostatke iz M82 karakterišu mali dijametri i veliki sjaj. Chevalier & Fransson (2001) diskutovali su povećanu radio-luminoznost ostataka u ovoj zvezdorodnoj galaksiji, i zaključili da je ona povezana sa većom gustinom u molekulskim oblacima u M82 (tj. u centralnoj oblasti ove galaksije). Gustina može dostići i  $n_{\text{H}} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , što je za dva reda veličine više u odnosu na srednju gustinu u Galaktičkim molekulskim oblacima (GMO), sa  $n_{\text{H}} \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ . Povećana gustina dovodi i do tipično manjih dijametara ostataka, tako da uprkos svojoj kompaktnosti SNR iz M82 ne moraju biti tako mladi. Naprotiv, budući da ostaci u gustoj grudvastoju sredini, kakva je u molekulskim oblacima, brzo postaju radijativni (Chevalier 1999), moguće je da su prilično evoluirali i nalaze se u radijativnoj fazi (Chevalier & Fransson 2001). Problem u kojoj se fazi SNR nalaze je otvoreno pitanje za sve ostatke, a ne samo za one iz M82.

### 3.3.1.3 Ostaci u molekulskim oblacima

Kao što smo videli galaktički ostaci pokazuju veliko rasipanje u  $LD$ -ravni, i kao posledica toga imamo trivijalnu  $\Sigma - D$  relaciju. Zanimljivo je, međutim, videti kako se ponašaju ostaci u Galaktičkim molekulskim oblacima. SNR Cas A, na primer, čija SN, smatra se, nije posmatrana zbog velike apsorpcije u okolnoj sredini, dobro leži na fitu za M82, sa  $f = 0.10$ . Analizu  $\Sigma - D$  relacije za SNR asocirane sa GMO izvršili su Huang & Thaddeus (1985) i Arbutina et al. (2004) (tab. 11). Dobijena relacija slična je onoj za SNR iz

<sup>9</sup>Interesantno je da SNR iz druge zvezdorodne galaksije, NGC 1569, dobro leže na fitu za SNR iz M82, sa relativnim greškama 0.05, 0.06 i 0.27. SNR iz treće zvezdorodne galaksije u uzorku, NGC 2146, imaju znatno veće greške (0.79, 0.86 i 0.55) i svi su iznad fita za M82. Oni su verovatno "energičniji"; dva su čak mogući ostaci hipernovih (Urošević et al. 2005, videti sl. 12).



**Tabela 11:** Posmatrane i usvojene gustine fluksa za O SNR iz Magelanovih oblaka. Kao imena, korišćena su oznake X-izvora.  $S_{1\text{GHz}}$  i  $\alpha$  su dobijeni fitom ( $S_\nu = S_{1\text{GHz}}(\nu/1\text{GHz})^{-\alpha}$ ). Posmatrane gustine fluksa preuzete su iz Filipović et al. (1998).

Gustina fluksa (u mJy) i spektralni indeks	Izvor			
	LHG		IKT	
	35	79	22	23
$S_{408\text{MHz}}$	9230	2430	650	–
$S_{843\text{MHz}}$	6980	1055	500	271
$S_{1.4\text{GHz}}$	4414	–	1846	–
$S_{2.3\text{GHz}}$	3262	–	–	–
$S_{2.45\text{GHz}}$	2708	–	1631	252
$S_{2.7\text{GHz}}$	2800	540	560	–
$S_{4.75\text{GHz}}$	2251	980	455	88
$S_{4.85\text{GHz}}$	2315	–	411	52
$S_{5\text{GHz}}$	2200	510	320	–
$S_{8.4\text{GHz}}$	1220	–	–	–
$S_{8.55\text{GHz}}$	1437	650	450	165
$S_{8.8\text{GHz}}$	1500	500	310	–
$S_{14.7\text{GHz}}$	480	480	–	–
$\alpha$	0.7	0.4	0.3	0.5
$S_{1\text{GHz}}$	5800	1200	800	250

M82:

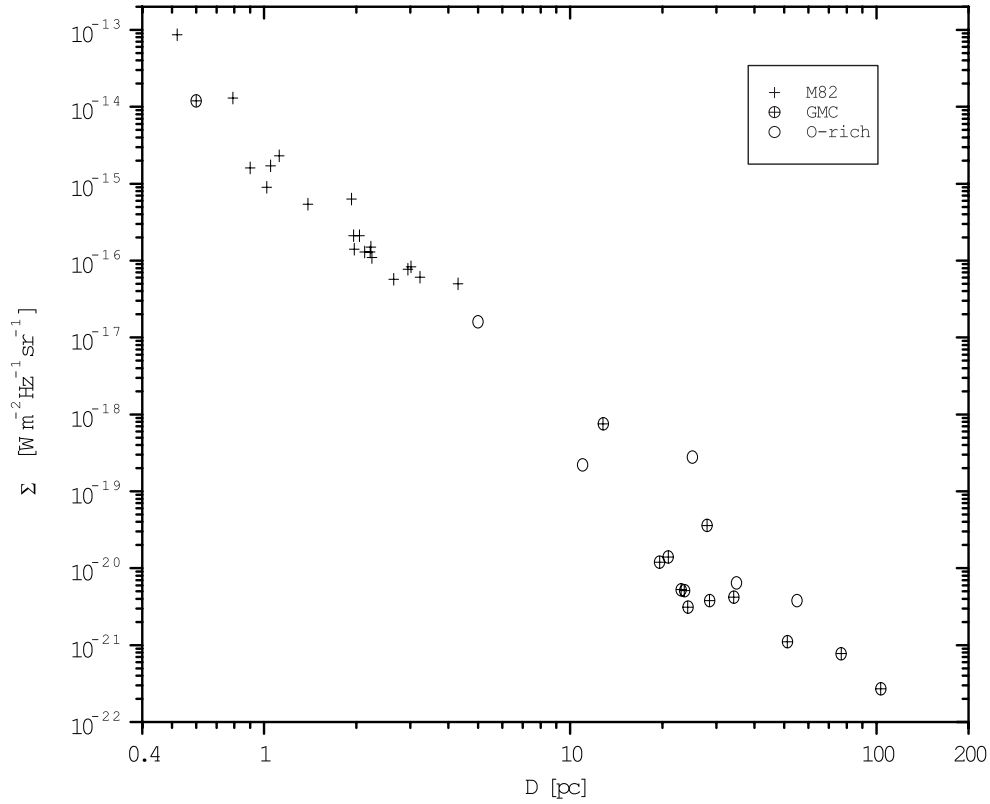
$$\Sigma_{1\text{GHz}} = 1.1_{-0.8}^{+3.7} \times 10^{-15} D^{-3.5 \pm 0.5} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (64)$$

sa kvalitetom fita od 84% (koeficijent  $L - D$  korelacije je 0.70). Ako ponovo izračunamo relativne greške daljine, za ovu relaciju,

$$f = \left| \frac{d_1 - d_\Sigma}{d_1} \right| \quad (65)$$

gde je  $d_1$  nezavisno određena daljina, a  $d_\Sigma$  daljina na osnovu fita, dobijamo  $f_{\text{max}} = 0.59$  i  $\bar{f} = 0.28$ .

Za očekivati je da ostaci u molekulskim oblacima (kao SNR iz M82 i GMO) potiču od supernovih masivnih zvezda-roditelja, koje se rađaju i ostaju u ovoj sredini, zbog kratkog životnog veka. Intresentno je, u tom smislu, razmotriti O ostatke. Kao što smo videli trenutno je poznato osam O ostataka (van den Bergh 1988, Park et al. 2003), uz Cas A i Pup A, koji su već uključani u uzorak SNR u GMO, tu je još jedan galaktički ostatak, četiri iz Magelanovih oblaka i jedan iz NGC 4449. Njihove osobine date su u tabelama 12 i 13.



Slika 15:  $\Sigma - D$  zavisnost za ostatke iz M82, GMO i O SNR .

Dva O ostatka, G 292.0+1.8 i 0540–69.3 u Velikom Magelanovom oblaku, sadrže radio-pulsare i asocirane plerione (videti tab. 6).  $\Sigma - D$  relacija za preostalih šest (uključujući Cas A i Pup A sa radio-tihim neutronske zvezdama) je

$$\Sigma_{1\text{GHz}} = 2.2_{-1.3}^{+3.1} \times 10^{-15} D^{-3.3 \pm 0.4} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (66)$$

sa kvalitetom fita od 96 %. Koeficijent  $L - D$  korelacije je 0.90,  $f_{\text{max}} = 0.48$  i  $\bar{f} = 0.23$ . Ponovo nalazimo sličnosti sa relacijama za SNR iz M82 i GMO. Sve tri klase ostataka su prikazane zajedno na slici 15.

Ostaci na slici 15 definišu jednu širu traku u  $\Sigma D$ -ravni. Kao što smo videli u prethodnoj glavi sve teorije, bar tokom određene faze, predviđaju  $\Sigma_\nu = AD^{-\beta}$ , gde je  $A \propto \rho_o^\eta$ ,  $\eta > 0$ . Svi ostaci u tom slučaju nalazili bi se u uslovno paralelnim trakama, oni koji su ispod trake u kojoj su grupisani ostaci u gustoj sredini (npr. molekulskim oblacima) verovatno se nalaze u ređoj sredini, dok su iznad oni koji imaju veći energetske depozit (npr. ostaci hipernovih). U sledećem delu nastojaćemo da proširimo analizu na ostatke u retkoj međuzvezdanoj sredini.

**Tabela 12:** Osnovne osobine 14 galaktičkih ostataka asociiranih sa molekularnim oblacima (Huang & Thaddeus 1985, Arbutina et al. 2004). Za daljine  $d_l$  videti Arbutina et al. (2004). Daljine  $d_{\Sigma'}$  i  $d_{\Sigma''}$  su izvedene iz  $\Sigma - D$  relacije za SNR iz GMO i MS2, respektivno.

Kataloško ime	Drugo ime	Uglovni dijametar $\theta$ [']	Fluks $S_{1\text{GHz}}$ [Jy]	Površinski sjaj $\Sigma_{1\text{GHz}} [\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{Hzsr}}]$	Daljina $d_l$ [kpc]	Linearni dijametar $D$ [pc]	Daljina $d_{\Sigma'}$ [kpc]	Daljina $d_{\Sigma''}$ [kpc]
G34.7-0.4	W44	31	230	$3.6 \times 10^{-20}$	3.1	28	2.1	2.9
G42.8+0.6		24	3	$7.8 \times 10^{-22}$	11.0	77	8.1	11.7
G78.2+2.1	$\gamma$ Cygni	60	340	$1.4 \times 10^{-20}$	1.2	21	1.4	2.0
G84.2-0.8		18	11	$5.1 \times 10^{-21}$	4.5	24	6.3	9.0
G89.0+4.7	HB 21	104	220	$3.1 \times 10^{-21}$	0.8	24	1.3	1.8
G109.1-1.0	CTB 109	28	20	$3.8 \times 10^{-21}$	3.5	29	4.4	6.3
G111.7-2.1	Cas A	5	2720	$1.6 \times 10^{-17}$	3.4	5	2.3	3.0
G132.7+1.3	HB 3	80	45	$1.1 \times 10^{-21}$	2.2	51	2.2	3.2
G166.2+2.5	OA 184	79	11	$2.7 \times 10^{-22}$	4.5	103	3.4	4.9
G189.1+3.0	IC 443	45	160	$1.2 \times 10^{-20}$	1.5	20	2.0	2.8
G260.4-3.4	Puppis A	55	130	$6.5 \times 10^{-21}$	2.2	35	1.9	2.7
G309.8+0.0		22	17	$5.3 \times 10^{-21}$	3.6	23	5.1	7.3
G315.4-2.3	MSH 14-63	42	49	$4.2 \times 10^{-21}$	2.8	34	2.9	4.1
G349.7+0.2		2	20	$7.5 \times 10^{-19}$	22.0	13	13.7	18.7

\*Za dva ostatka, W44 i IC443, kasnije je ustanovljeno da sadrže pulsare.

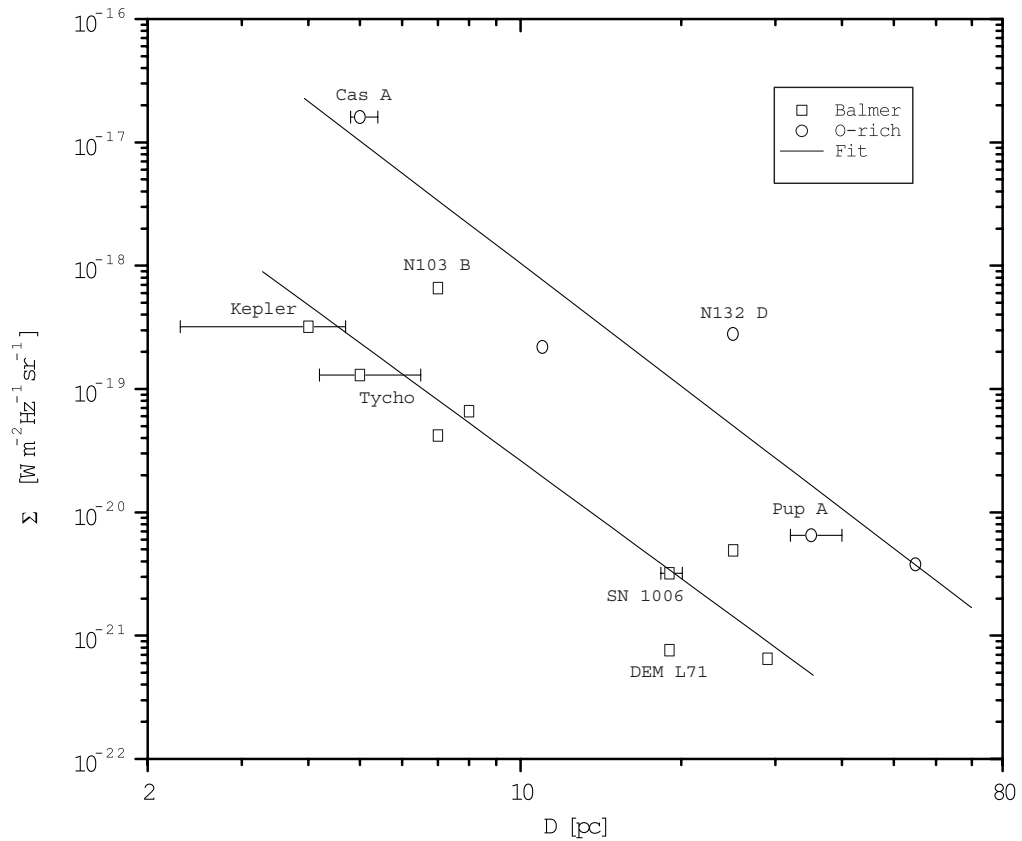
**Tabela 13:** Osnovne osobine 8 O (*oxygen-rich*) ostataka (Arbutina & Urošević 2005). Uglovni dijametri i gustine fluksa za glaktičke ostatke su preuzeti iz Greenovog (2004) kataloga. Uglovni (ili linearni) dijametri za SNR iz Magelanovih oblaka su iz Mathewson et al. (1983). Gustine fluksa su iz tabele 12. Za podatke o SNR iz NGC 4449 videti Seaquist & Bignell (1978), Bignell & Seaquist (1983) i Patnaude & Fesen (2003). Reference za usvojene udaljenosti su u fusnoti. Daljina izvedena iz  $\Sigma - D$  relacije je  $d_{\Sigma}$ .

Kataloško ime	Drugo ime	Oznaka X-izvora	Uglovni dijametar $\theta$ (")	Fluks $S_{1\text{GHz}}$ (mJy)	Površinski sjaj $\Sigma_{1\text{GHz}}$ ( $\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$ )	Daljina $d_l$ (kpc)	Linearni dijametar $D$ (pc)	Daljina $d_{\Sigma}$ (kpc)
G 111.7-2.1	Cas A	-	$5 \times 60$	$2720 \times 10^3$	$1.6 \times 10^{-17}$	$3.4^a$	5	3.0
G 260.4-3.4	Pup A	-	$55 \times 60$	$130 \times 10^3$	$6.5 \times 10^{-21}$	$2.2^b$	35	3.0
G 292.0+1.8	-	-	$10 \times 60$	$15 \times 10^3$	$2.3 \times 10^{-20}$	$6.2^c$	18	-
LMC 0525-69.6	N132 D	LHG 35	105	5800	$2.8 \times 10^{-19}$	$50^d$	25	-
LMC 0540-69.3	-	LHG 79	8	1200	$1.0 \times 10^{-17}$	$50^d$	2	-
SMC 0102-72.3	-	IKT 22	44	800	$2.2 \times 10^{-19}$	$60^d$	11	-
SMC 0103-72.6	-	IKT 23	190	250	$3.8 \times 10^{-21}$	$60^d$	55	-
NGC 4449	-	-	0.03	20	$1.2 \times 10^{-14}$	$4200^e$	0.6	-

\*Reference: <sup>a</sup>Reed et al. (1995); <sup>b</sup>Reynoso et al. (1995); <sup>c</sup>Gaensler & Wallace (2003); <sup>d</sup>Westerlund (1990); <sup>e</sup>Karachentsev et al. (2003).

### 3.3.1.4 Ostaci u retkoj međuzvezdanoj sredini

Kako smo videli ranije, Mathewson et al. (1983) klasifikovali su ostatke supernovih, na osnovu optičkih osobina, u četiri kategorije: B (*Balmer-dominated*), O (*oxygen-rich*), plerione/kompozitne, i evoluirane ostatke. Van den Bergh (1988) je predložio da su B ostaci koje karakterišu neradijativni, bez-sudarni udarni talasi velike brzine, u interakciji sa okolnim ISM, povezani sa supernovama tipa Ia (deflagracija C/O belog patuljka u TDS). Za očekivati je da ćemo ove dugovečne zvezde-roditelje male mase, za razliku od njihovih masivnih rođaka, nalaziti u sredini manje gustine (videti sl. 5). Ovo čini B ostatke idealnim kandidatima za proučavanje evolucije SNR u retkoj međuzvezdanoj sredini.



**Slika 16:**  $\Sigma - D$  zavisnost za B i O ostatke. Ostatak iz NGC 4449 nije prikazan na slici. Ucertane greške daju raspon dijametara usled greške u određivanju daljine do SNR. Linije predstavljaju regresione prave.

**Tabela 14:** Posmatrane i usvojene gustine fluksa za B (Ia) SNR u Velikom Magelanovom oblaku i IKT 25 u Malom Magelanovom oblaku.  $S_{1\text{GHz}}$  i  $\alpha$  su dobijeni iz fita ( $S_\nu = S_{1\text{GHz}}(\nu/1\text{GHz})^{-\alpha}$ ), osim za LHG 10 i IKT 25 za koje je pretpostavljeno  $\alpha = 0.5$ . Posmatrane gustine fluksa za LHG 13, 26 i 89 su preuzete iz Filipović et al. (1998). Za preostala tri izvora, LHG 10, 14 and IKT 25,  $S_{408\text{MHz}}$  je iz Mathewson et al. (1983),  $S_{843\text{MHz}}$  je iz Mills et al. (1984), i  $S_{5\text{GHz}}$  je preuzeto iz Tuohy et al. (1982).

Gustina fluksa (u mJy) i spektralni indeks	Izvor					
	10	13	LHG		89	IKT 25
$S_{408\text{MHz}}$	< 20	1570	100	250	190	–
$S_{843\text{MHz}}$	10	753	82	145	97	13
$S_{1.4\text{GHz}}$	–	1060	–	–	–	–
$S_{2.3\text{GHz}}$	–	960	–	–	–	–
$S_{2.45\text{GHz}}$	–	966	–	–	–	–
$S_{2.7\text{GHz}}$	–	900	–	–	–	–
$S_{4.75\text{GHz}}$	–	529	–	–	46	–
$S_{4.85\text{GHz}}$	–	626	–	–	–	–
$S_{5\text{GHz}}$	< 5	530	30	–	–	–
$S_{8.4\text{GHz}}$	–	–	–	–	–	–
$S_{8.55\text{GHz}}$	–	226	–	57	–	–
$S_{8.8\text{GHz}}$	–	400	–	–	–	–
$S_{14.7\text{GHz}}$	–	160	–	–	–	–
$\alpha$	(0.5)	0.6	0.5	0.5	0.6	(0.5)
$S_{1\text{GHz}}$	9	1100	70	150	100	12

Postoje tri poznata Galaktička B ostatka: Tycho, Kepler i SN 1006, i još četiri u Magelanovim oblacima, koje navode Mathewson et al. (1983): LHG 10, 14, 26 and 89 (koristili smo oznake X-izvora). Tuohy et al. (1982) su konstruisali  $\Sigma - D$  relaciju na 408 MHz za ovih sedam ostataka i pokazali da ona pada sistematski ispod relacije za ostale SNR.

U ovu analizu uključili smo još dva ostatka: 0104-72.3 (IKT 25) iz Malog Magelanovog oblaka (van den Bergh 1988) i ostatak SN Ia N 103B u Velikom Magelanovom oblaku (Hughes et al. 1995). Osobine B (Ia) ostataka date su u tabelama 14 i 15. Nova  $\Sigma - D$  relacija na 1 GHz je:

$$\Sigma_{1\text{GHz}} = 3.9_{-2.9}^{+11.3} \times 10^{-17} D^{-3.2 \pm 0.6} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (67)$$

sa kvalitetom fita od 83 %. Koeficijent  $L - D$  korelacije je 0.64,  $f_{\text{max}} = 0.56$  i  $\bar{f} = 0.23$ .

**Tabela 15:** Osnovne osobine 9 B (*Balmer-dominated*) tj. Ia ostataka. Uglavni dijameri i gustine fluksa za galaktičke ostatke su iz Greenovog (2004) kataloga. Ugaoni (linearni) dijameri za ostale ostatke su iz Mathewson et al. (1983, 1984). Za gustine fluksa videti tabelu 14. Reference za usvojene udaljenosti su u fusnoti. Daljina izvedena iz  $\Sigma - D$  relacije je  $d_{\Sigma}$ .

Kataloško ime	Drugo ime	Oznaka	Ugaoni dijametar $\theta$ (")	Fluks $S_{1\text{GHz}}$ (mJy)	Površinski sjaj $\Sigma_{1\text{GHz}}$ ( $\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$ )	Daljina $d_1$ (kpc)	Linearni dijametar $D$ (pc)	Daljina $d_{\Sigma}$ (kpc)
G 4.5+6.8	Kepler	-	$3 \times 60$	$19 \times 10^3$	$3.2 \times 10^{-19}$	$4.8^a$	4	5.4
G 120.1+1.4	Tycho	-	$8 \times 60$	$56 \times 10^3$	$1.3 \times 10^{-19}$	$2.3^b$	5	2.7
G 327.6+14.6	SN1006	-	$30 \times 60$	$19 \times 10^3$	$3.2 \times 10^{-21}$	$2.2^c$	19	2.2
LMC 0505-67.9	DEM L71	LHG 10	80	9	$7.6 \times 10^{-22}$	$50^d$	19	-
LMC 0509-68.7	N103 B	LHG 13	30	1100	$6.6 \times 10^{-19}$	$50^d$	7	-
LMC 0509-67.5		LHG 14	30	70	$4.2 \times 10^{-20}$	$50^d$	7	-
LMC 0519-69.0		LHG 26	35	150	$6.6 \times 10^{-20}$	$50^d$	8	-
LMC 0548-70.4		LHG 89	105	100	$4.9 \times 10^{-21}$	$50^d$	25	-
SMC 0104-72.3		IKT 25	100	12	$6.5 \times 10^{-22}$	$60^d$	29	-

\*Reference: <sup>a</sup>Reynoso & Goss (1999); <sup>b</sup>Chevalier et al. (1980); <sup>c</sup>Winkler et al. (2003); <sup>d</sup>Westerlund (1990).

**Tabela 16:** Procene gustine sredine za pojedinačne ostatke. Za upoređivanje, dati su dijametar, površinski sjaj, pretpostavljeni tip SN, i faza SNR.

SNR	$D$ (pc)	$\log \Sigma_{1\text{GHz}}$ ( $\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$ )	$n_{\text{H}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	Tip	Faza
Kepler	4	-18.5	$0.4 - 0.7^{a,b}$	Ia	pre-Sedovljeva
Tycho	5	-18.9	$0.3 - 0.5^{a,c,d}$	Ia	pre-Sedovljeva
0509-67.5	7	-19.4	$0.05^{e,f}$	Ia	pre-Sedovljeva
0519-69.0	8	-19.2	$\sim 0.1^e$	Ia	pre-Sedovljeva
DEM L71	19	-21.1	$0.4 - 0.8^{e,g,h}$	Ia	Sedovljeva
SN 1006	19	-20.5	$0.06^a, 0.3^i$	Ia	Sedovljeva
0548-70.4	25	-20.3	$\sim 0.1^e$	Ia	Sedovljeva
Cas A	5	-16.8	$3^a$	Ib	pre-Sedovljeva
IKT 22	11	-18.7	$2^j$	Ib	Sedovljeva
N132 D	25	-18.6	$3^e$	Ib	Sedovljeva?
IKT 23	55	-20.4	$0.2^{j,k}$	Ib	Sedovljeva?

\*Reference: <sup>a</sup>Videti tab. 1 u Truelove & McKee (1999), i reference tamo.

<sup>b</sup>Cassam-Chenai et al. (2004), <sup>c</sup>Hughes (2000), <sup>d</sup>Dechourchelle et al. (2001), <sup>e</sup>Optička studija Tuohy et al. (1982) i Smith et al. (1991). <sup>f</sup>Warren & Hughes (2004), <sup>g</sup>X -studija SNR u Velikom Magelanovom oblaku (Hughes et al. 1998). <sup>h</sup>Ghavamian et al. (2003), Rakowski et al. (2003). <sup>i</sup>Videti Berezhko et al. (2002) i reference tamo. <sup>j</sup>X-studija SNR u Malom Magelanovom oblaku (van der Heyden et al. 2004). <sup>k</sup>Park et al. (2003).

Slika 16 prikazuje zajedno O i B ostatke. Relacije dobijene fitom imaju sličan nagib, ali je relacija za B ostatke znatno ispod prve, što je i za očekivati za ostatke u ređoj sredini. Da bi dalje analizirali značaj gustine sredine za radio-evoluciju pokušali smo pronaći u literaturi neke tipične vrednosti gustine za pojedinačne ostatke. Rezultati ove potrage su prikazani u tabeli 16.

Iako je jasno uočljiva razlika u gustini za ove dve klase ostataka (pretpostavimo supernovih Ia i Ib/c), brojke su još uvek prilično nepouzdana da bismo uhvatili efekat različite gustine za pojedinačne ostatke. Neki ostaci koji su značajno iznad fita mogu se povezati sa gušćom okolinom. N103 B se nalazi na rubu H II oblasti (Lewis et al. 2003), i može predstavljati ostatak SN Ia u relativno gustoj sredini, što bi objasnilo njegov sjaj.<sup>10</sup> Slična situacija može se odnositi na ostatak SN Ib N132 D, nedaleko 30 Dor magline u Velikom Magelanovom oblaku (Morse et al. 1996, Blair et al. 2000). Postoje, međutim i izuzeci: DEM L71 koji je u gušćoj sredini, nalazi se ispod

<sup>10</sup>Poreklo ovog ostatka (SN Ia), međutim, nije nesporno (van der Heyden et al. 2002). Uzgred, dodajmo da postoje i drugi kandidati za ostatke SN Ia, koje treba detaljnije proučiti (van der Heyden et al. 2004).



ostatka SN 1006 koji je sjajniji, ali u ređoj sredini. Budući da očekujemo da površinski sjaj zavisi i od energije SN,  $\Sigma \propto \rho_o^\eta \cdot E_o^{\eta'}$ , moguće objašnjenje je u nižoj energiji ovog ostatka ( $E_o \approx 4 \cdot 10^{50}$  erga, Ghavamian et al. 2003). Ovo bi moglo naglasiti značaj energije za posmatranu disperziju kod  $\Sigma - D$  relacije, generalno (Berezhko & Volk 2004).

B (Ia) ostaci pretpostavljamo interaguju direktno sa ISM, međutim, kod O ostataka, dodatno, ne treba zanemariti značaj CSM sa svojom kompleksnošću. N132 D, prethodno pomenut, moguće da je upravo interaguje sa gustim "zidom" šupljine stvorene zvezdanim vetrom.

### 3.3.1.5 Zaključak

Na osnovu prethodne analize pokušaćemo izvesti neke kvalitativne zaključke o radio-evoluciji. Sve razmatrane relacije imaju određene sličnosti, pre svega u nagibu,  $\beta \leq 3.5$  (što je znatno više od nepouzdanе vrednosti  $\beta = 2$ ). Ova vrednost poklapa se sa onom predviđenom teorijom Duric & Seaquista (1986), međutim, njihov model možda nije adekvatan, pre svega sa stanovišta evolucije magnetnog polja. Noviji teorijski model daju Berezhko & Volk (2004). Pitanje koje se postavlja jeste da li ovakve empirijske relacije uopšte predstavljaju evolutivnu traku nekog tipičnog ostatka. Ovo bi mogao biti slučaj ako bi se svi razmatrani ostaci nalazili u istoj, npr. Sedovljevoj fazi, ili u najmanju ruku, u kasnoj pre-Sedovljevoj ("slobodnom širenju"), ili ranoj post-Sedovljevoj (radijativnoj) fazi. Čak i samo za Sedovljevu fazu fit ne mora neophodno biti linearan (u logaritamskoj skali).

U tom smislu, možda je razumnije posmatrati ove  $\Sigma - D$  relacije kao svojevrsnu meru disperzije ostataka u  $\Sigma D$ -ravni. Iz ovog ugla gledano, nalazimo da razmatrane relacije za ostatke u gustoj i ređoj sredini (pretpostavimo tipa Ib/c i Ia), definišu dve šire trake, ili bolje rečeno dva domena u  $\Sigma D$ -ravni, jedan iznad drugoga. Granice domena naravno nisu čvrste i oni se mogu delimično preklapati. Budući da gustina sredine za SNR može varirati od  $10^{-3}$  do  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , a da energija, pretpostavljamo, ne odstupa znatno od  $10^{51}$  erga, osobine ISM čini se imaju najveći uticaj na evoluciju SNR, tj. na uočenu disperziju kod  $\Sigma - D$  relacije, na većim skalama (po sjaju). Za ostatke SN Id, koji se kao i SN Ib/c mogu povezati sa gustim okruženjem, ali imaju veću energiju,  $E_o \geq 10^{52}$  erga, energija SN ima veći značaj i oni će se naći iznad ovih ostataka (tj. biće sjajniji, za isti dijametar, što i jeste slučaj kod kandidata za ostatke hipernovih; Urošević et al. 2005, videti sl. 12 u ovoj tezi). Glavni zaključak jeste da, iako  $\Sigma - D$  relacija za sve ostatke ima znatnu disperziju, ovi ostaci se mogu grupisati u klase, za koje se disperzija značajno smanjuje. Proučavanje ovih klasa i njihova dalja diferencijacija, u cilju boljeg razumevanja evolucije SNR, pruža neke nade.

Na malim skalama (npr. samo za klasu SN Ia) situacija još nije sasvim

jasna. Brojke sa kojima baratamo u statističkim studijama SNR i dalje su daleko od sigurnih. Gustina sredine je i ovde svakako važna, međutim teško se može dovesti u neku kvantitativnu vezu sa sjajem, budući da osobine sredine variraju ne samo od ostataka do ostataka, već i kod pojedinačnih ostataka (npr. CSM kod ostataka supernovih masivnih zvezda-roditelja), što unosi dodatnu konfuziju. S druge strane, jednako važne mogu biti i varijacije u energiji SN.

Uzorak je svakako suviše mali da bi se mogli doneti neki čvrsti zaključci. Postoje predlozi da vangalaktički ostaci detektovani u optičkom delu spektra (SNR sa odnosom intenziteta linija  $[S II]/H\alpha > 0.4$ ), koji se, u većini, ne detektuju u radio i X-oblasti, evoluiraju u relativno retkoj sredini (videti npr. Duric 2000). Oni, međutim, ne mogu biti uključeni u analizu, zbog slabe radio-emisije. Optičke potrage za SNR, dodatno, ne detektuju B ostatke (Pannuti et al. 2000).

Na kraju, možemo zaključiti da su nam potrebni, kako čvršće teorijske osnove, tako i dodatna posmatranja; optička i X-posmatranja koja će otkriti nove B (Ia) i O (Ib/c) ostatke, preciznija radio-posmatranja postojećih, i radio-detekcija istorijskih SN I (kao npr. SN 1885A, 1895B, itd. – za gornju granicu detekcije radio-zračenja videti sl. 5 i reference u Cowan & Branch 1985). Novu perspektivu mogle bi doneti i potrage za ostacima supernovih u eliptičnim galaksijama.

### 3.3.2 Selekcioni efekti

Pored inherentnih različitosti, koje mogu uticati na jasnu sliku o evoluciji SNR, ne treba zanemariti i uvek prisutne selekzione efekte. Dva osnovna efekta su prisutna u svakom uzorku (Green 1984, 1991, 2004): prvo, zbog ograničene osetljivosti možemo detektovati samo ostatke koji su dovoljno sjajni, i uz to nisu "utopljeni" u pozadinsku radio-emisiju, i drugo, prostorna rezolucija uslovljava da vidimo samo dovoljno velike (uglavnom nama bliske) ostatke.

Poseban selekcioni efekat koji oblikuje uzorak Galaktičkih ostataka (Case & Bhattacharya 1998) je tzv. *Malmquist bias*: u bilo kojoj potrazi za SNR sa ograničenom osetljivošću (donjom granicom fluksa), po prirodi sjajniji ostaci će biti favorizovani, budući da su uzeti iz veće zapremine. Drugim rečima nećemo videti mnogo starijih evoluiranih ostataka slabog sjaja, poput radiopetlji (Urošević 2000, 2003). Ovaj efekat vezan je za daljinu do SNR i ima osobinu da povećava nagib empirijske  $\Sigma - D$  relacije.

Vangalaktički ostaci imaju tu prednost što se svi SNR izabrane galaksije praktično nalaze na istoj daljini. I kod ovih ostataka, međutim, prisutan

je efekat ograničene osetljivosti, koji pak ima tendenciju da smanjuje nagib posmatrane  $\Sigma - D$  relacije (Urošević et al. 2005).

Pored navedenih posmatračkih efekata, selekcionni efekti mogu imati i fizičku pozadinu. Obzirom na dužinu trajanja, očekujemo da je većina posmatranih ostataka u Sedovljevoj fazi, SNR u retkoj sredini će biti izostavljeni iz uzorka zbog slabe emisije, itd.

### 3.3.3 Problem daljina

Opšti problem u astronomiji je pouzdano određivanje daljina do posmatranih objekata. Ostaci supernovih u tom smislu nisu izuzetak. Daljine do SNR određuju se na više načina; na osnovu sopstvenog kretanja i radijalnih brzina optičkih filamenata (tj. udarnog talasa), kinematički – npr. na osnovu apsorpcije neutralnog vodonika H I u pravcu SNR, na osnovu asocijacije sa molekulskim oblacima ili H II oblastima, preko asociiranog pulsara, iz X-posmatranja (Kassim et al. 1994), itd.

Metod sopstvenih kretanja i radijalnih brzina podrazumeva bar dva merenja: merenje sopstvenog kretanja materijala iza udarnog talasa (filamenta) na rubu ostatka,  $\mu$ [""/god], i radijalne brzine u centru ostatka,  $v_{\text{rad}}$ [km/s]. Na osnovu

$$v = v_{\text{rad}} = v_{\text{tan}} = 4.74 \mu/\pi, \quad (68)$$

možemo po paralaksi  $\pi$ [""] odrediti daljinu do ostatka u parsecima,  $d = 1/\pi$ .

Merenje apsorpcije H I na  $\lambda = 21$  cm u pravcu SNR u cilju određivanja daljina dosta je nepreciznije i podrazumeva korišćenje dodatnih parametara rotacije Galaksije (uzima se za galaktocentričnu daljinu i brzinu Sunca,  $R_{\odot} = 8.5$  kpc,  $\Theta_{\odot} = 220$  km/s). Metod se sastoji u merenju radijalne brzine (Doplerovog pomaka) za koju apsorpcija zračenja u pravcu SNR prestaje. Oortov obrazac tada daje

$$V_{\text{rad}} = A(R_{\odot})d \sin 2l, \quad (69)$$

odakle se može izračunati daljina  $d$ . Galaktička longituda ostatka je  $l$ ,  $A(R_{\odot}) = -\frac{1}{2}R_{\odot} \frac{d\Omega}{dR}|_{R=R_{\odot}}$  je Oortova konstanta,  $\Omega = \Theta/R$ .

Sve nabrojane metode nose dosta nepreciznosti, tako da samo mali broj ostataka ima relativno dobro određene daljine. Značaj pouzdane  $\Sigma - D$  relacije, za ovu svrhu, bio bi stoga veliki. Budući da su sve postojeće relacije pod uticajem kako različitih parametara eksplozije i evolucije pojedinačnih ostataka, tako i selekcionnih efekata (fizičkih i posmatračkih), trenutno korišćenje  $\Sigma - D$  relacija za određivanje daljina takođe je vrlo neprecizno. Poseban problem je teorijska osnova. U najboljem slučaju određivanje daljina

ovde može imati isti smisao kao fitovanje glavnog niza na H–R (Hertzsprung–Russell) dijagramu, odnosno spektralna paralaksa zvezda.  $\Sigma$ – $D$  relacija tada ne bi predstavljala evolutivnu traku, kao što to nije ni glavni niz.

### 3.4 Zračenje ostataka supernovih u X-oblasti

Zračenje ostataka supernovih dominantno potiče od elektrona. U radio-oblasti to je netermalno sinhrotronsko zračenje ultrarelativističkih elektrona u magnetnom polju, dok u X-oblasti dominira "meko" ( $\sim 1$  keV) zračenje termalnih elektrona (tzv. zakočno zračenje ili *bremsstrahlung*). Kod starih ostataka i ostataka koji se šire u jako gustoj sredini ( $n_{\text{H}} \sim 300 \text{ cm}^{-3}$ ), međutim, možemo detektovati zakočno zračenje u radio-oblasti (Urošević 2000, Urošević & Pannuti 2005). S druge strane posebna pažnja u novije vreme posvećena je detekciji netermalnog X-zračanja kod mladih ostataka (videti npr. Vink 2004). Za ovo zračenje odgovorni su elektroni sa energijama  $\lesssim 10^{15}$  eV!

Morfološki, ostaci u X-oblasti izgledaju slično kao u radio-oblasti. Kod mladih ostataka termalno zračenje može poticati sa povratnog udarnog talasa, dok kod pleriona potiče iz unutrašnjosti. Kod većine ostataka, međutim, i u X-oblasti je uočljiva ljuska (videti sl. 17). Kod nekih ostataka vidi se ljuska u radio-oblasti, ali izgledaju ispunjeni u X-oblasti (tzv. *mixed morphology*).

Razmotrićemo detaljnije termalno zračenje SNR (videti npr. Shu 1991). Pođimo od jednačine prenosa zračenja

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} + \kappa_{\nu}I_{\nu} = \varepsilon_{\nu}, \quad (70)$$

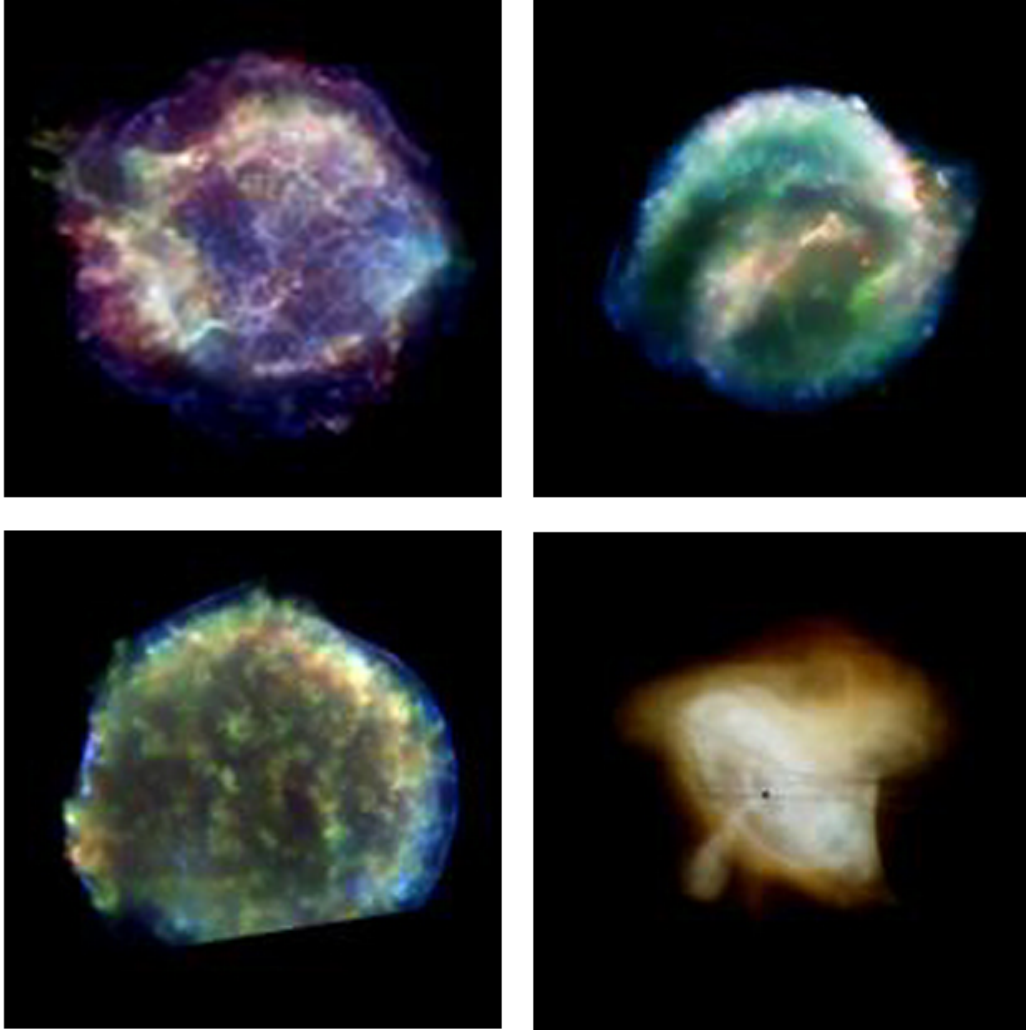
gde je  $I_{\nu}$  specifični intenzitet,  $\varepsilon_{\nu}$  i  $\kappa_{\nu}$  koeficijenti emisije i apsorpcije, i  $s$  je put zraka. U uslovima lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR),  $\varepsilon_{\nu}/\kappa_{\nu} = B_{\nu}(T)$ , rešenje jednačine (70) je

$$I_{\nu} = I_{\nu}^{(o)}e^{-\tau_{\nu}} + B_{\nu}(T)(1 - e^{-\tau_{\nu}}). \quad (71)$$

Plankova funkcija je

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (72)$$

što se svodi na Reyleigh-Jeansov zakon u radio-oblasti  $B_{\nu}(T) = 2\nu^2/c^2 kT$ ,  $I_{\nu}^{(o)}$  je intenzitet pozadinskog izvora, i  $\tau_{\nu} = \int \kappa_{\nu}ds$  je optička dubina. Za optički gustu sredinu,  $\tau_{\nu} \rightarrow \infty$ ,  $I_{\nu} = B_{\nu}(T)$ , dok je za optički retku sredinu  $\tau_{\nu} \ll 1$ ,  $I_{\nu} \approx B_{\nu}(T)\tau_{\nu}$  (ako je  $I_{\nu}^{(o)} = 0$ ). Ako je sredina potpuno prozračna  $I_{\nu} = \int \varepsilon_{\nu}ds$ .

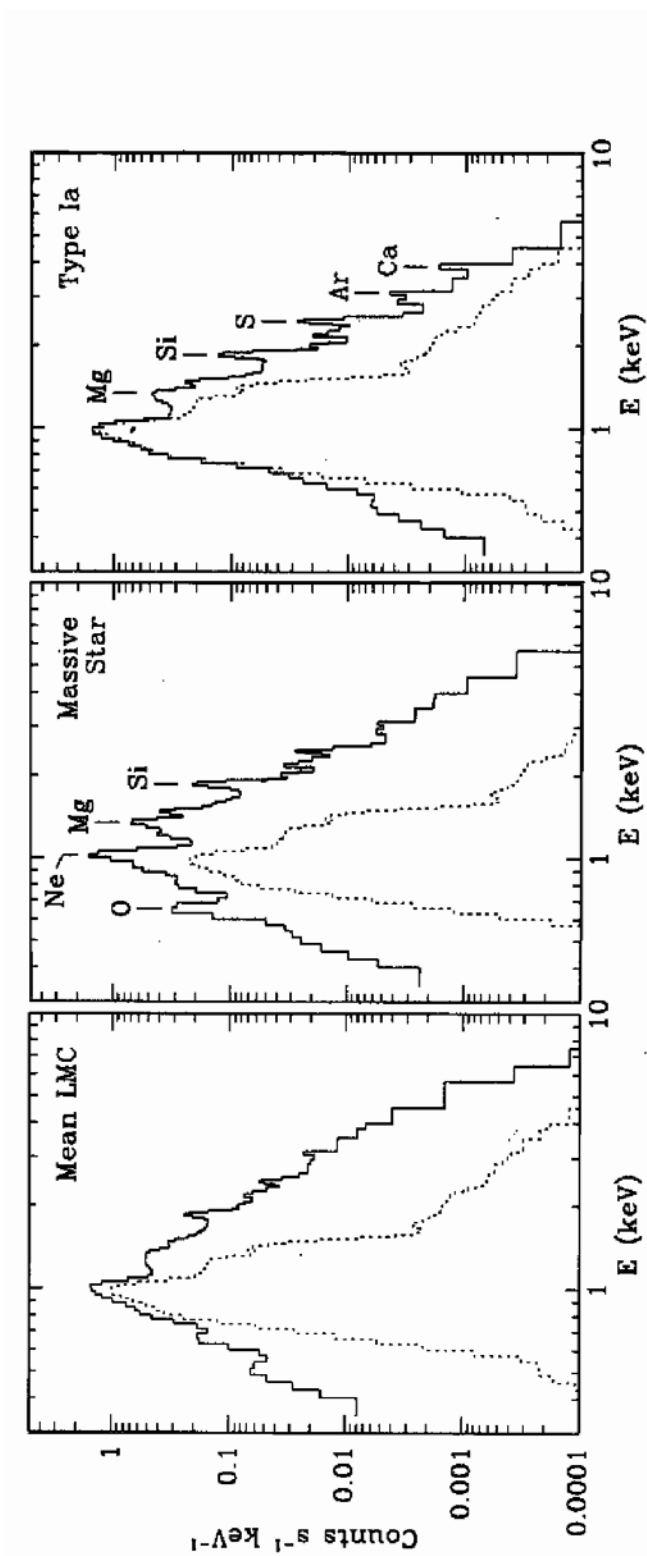


**Slika 17:** Ostaci supernovih u X-delu spektra. Sleva na desno i odozgo na dole su: Cas A, Kepler, Tycho, Crab SNR (izvor: *Chandra X-ray Observatory / Harvard Smithsonian Center for Astrophysics / NASA*)

Zapreminska emisivnost kod zakočnog zračenja (slobodno-slobodnih prelaza) data je formulom:

$$\varepsilon_\nu = \sum_i n(Z_i)n_e \left( \frac{2m_e}{3\pi kT} \right)^{1/2} \left( \frac{32\pi^2 Z_i^2 e^6}{3m_e^2 c^3} \right) \bar{g}_\nu e^{-h\nu/kT}. \quad (73)$$

Sabrani su doprinosi zračenju svih jona  $Z_i$  koncentracija  $n(Z_i)$ . Gaunt faktor  $\bar{g}_\nu \lesssim 1$  unosi kvantno-mehaničku korekciju.



**Slika 18:** Sleva na desno, tipičan X-spektar Velikog Magelanovog oblaka (u srednjem), ostatka SN masivne zvezde - roditelja (SN II, Ib/c) i SN Ia (Hughes et al. 1995). Tačkastom linijom posebno je predstavljena emisija Fe. Kod SN Ia dominiraju linije elemenata od Si do Fe, dok se kod kolapsirajućih supernovih, kao proizvod nukleosinteze, posebno izdvajaju O i Ne.

U radio-oblasti, međutim,  $\bar{g}_\nu \propto \nu^{-0.1}$ , i kako je  $h\nu \ll kT$  dobijamo za radio-luminoznost izvora na datoj frekvenciji  $L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu = \int \varepsilon_\nu dV \propto \nu^{-0.1}$ . Spektralni indeks  $\alpha = 0.1$  na niskim frekvencijama, karakterističan je za H II oblasti.

U X-oblasti  $e^{-h\nu/kT} \neq 1$  i moramo zadržati celokupan izraz (73). Za ukupnu luminoznost ovde približno imamo

$$L = \int_{\nu_L}^{\infty} L_\nu d\nu \propto n_{\text{H}} n_{\text{e}} (kT)^{1/2} e^{-E_L/kT} V, \quad (74)$$

gde je  $E_L = h\nu_L$  donja granična frekvencija detektora. Značajan deo zračenja, posebno kod mlađih ostataka, dolazi i od emisionih linija. X-spektroskopija SNR tako može poslužiti za dijagnostiku tipa SN (Hughes et al. 1995, sl. 18 u ovoj tezi).

### 3.4.1 H–R dijagram za ostatke supernovih

Razmotrimo detaljnije ukupnu X-luminoznost SNR. Prema Magnier et al. (1997) jednačinu (74) možemo pisati kao:

$$L_X = \bar{\Lambda} n_o^2 \bar{V}, \quad (75)$$

gde je  $\bar{V} = f\pi D^3/6$  efektivna zapremina SNR u  $\text{cm}^3$ ,  $n_o$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] gustina okolne sredine i  $\bar{\Lambda}$  funkcija temperature:

$$\bar{\Lambda}(T) = 3(kT)^{1/2} e^{-E_L/kT}, \quad (76)$$

u jedinicama  $10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^3$ . Temperatura  $kT$  je izražena u keV. Emisija u linijama uključena je prelazom  $\log \bar{\Lambda} \rightarrow \log \bar{\Lambda} + \Delta \log \bar{\Lambda}$ , gde je

$$\Delta \log \bar{\Lambda} = -\frac{0.2n_o}{1 + 1.5(\log kT - 0.5)^2}. \quad (77)$$

Poslednji izraz je analitički predstavljen numerički model za doprinos emisionih linija SNR u adijabatskoj fazi, sa energijom  $E_{51} = 1$ . Temperatura snažnog udarnog talasa, data je kao

$$kT = \bar{\mu} m_{\text{H}} p/\rho = 3/16 \bar{\mu} m_{\text{H}} v^2, \quad (78)$$

odakle se iz Sedovljevog rešenja dobija  $D^3 = 4900 E_{51} n_o^{-1} (kT)^{-1} [\text{pc}^3]$ . Kombinujući poslednju sa prethodnim jednačinama konačno dobijamo

$$L_X \propto f \delta \bar{\Lambda} n_o (kT)^{-1/2} e^{-E_L/kT}, \quad (79)$$

**Tabela 17:** Osnovni podaci za ostatke u Velikom (LMC) i Malom Magelanovom oblaku, za X-oblast, preuzeti iz Hughes et al. (1998) i van der Heyden et al. (2004).

Ime	Drugo ime	Temp. $kT$ [keV] <sup>a</sup>	Luminoznost $L_X$ [ $10^{36}$ erg/s] <sup>a,c</sup>	Dijametar $D$ [pc] <sup>b</sup>	SN/SNR
LMC 0453-68.5		0.51	0.98	30	
LMC 0505-67.9	DEM L71	0.82	3.4	21	B
LMC 0506-68.0	N 23	0.53	2.5	13	
LMC 0525-66.0	N 49B	0.41	3.2	34	
LMC 0525-66.1	N 49	0.58	6.3	16	
LMC 0525-69.6	N 132D	0.68	30	24	O
LMC 0535-66.0	N 63A	0.62	20	17	
SMC 0044-73.4	DEM S32	1.29	0.16	40	
SMC 0045-73.4	IKT 2	0.39	0.2	19	
SMC 0046-73.4	HFPK 419	0.28	0.57	26	
SMC 0046-73.5	IKT 4	3.50	0.18	24	
SMC 0047-73.5	IKT 5	0.71	0.096	34	Ia
SMC 0049-73.6	IKT 6	0.54	0.66	43	Ib/c (II)
SMC 0056-72.5	IKT 16	1.76	0.39	58	
SMC 0057-72.2	IKT 18	0.51	0.39	46	
SMC 0101-72.4	IKT 21	0.58	0.58	18	
SMC 0102-72.3	IKT 22	0.78	13	14	O
SMC 0103-72.6	IKT 23	0.68	1.5	58	O
SMC 0103-72.4	DEM S128	0.61	0.078	36	Ia
SMC 0104-72.3	IKT 25	0.60	0.45	32	Ia

<sup>a</sup>Podaci za IKT 4, 5, 6, 21, 23, 25 i DEM S128 dobijeni su na osnovu nedinamičkog modela, dok je za ostale primenjen Sedovljev dinamički model.

<sup>b</sup>Mereni X-dijametri.

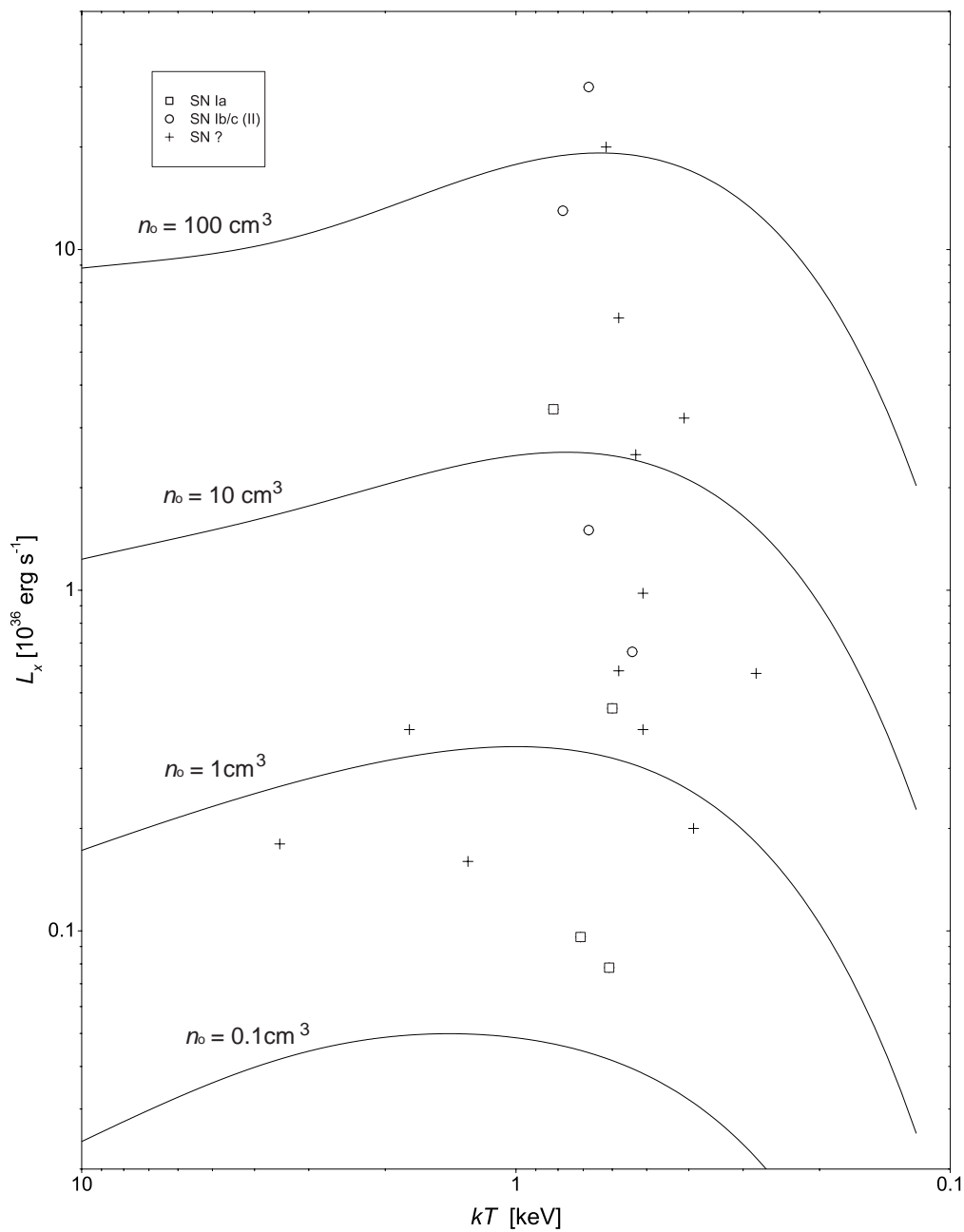
<sup>c</sup>Luminoznost  $L_X$  za LMC SNR je za interval 0.5–5 keV, dok je za SMC SNR 0.5–2 keV. Razlika nije toliko bitna budući da se radi o ekspanzionalnom "repu" spektralne raspodele.

gde je  $\delta\bar{\Lambda}(T, n_o) = 10^{\Delta \log \bar{\Lambda}}$ .

Ako bismo imali merene luminoznosti i elektronske temperature iz X-zračenja, mogli bismo konstruisati svojevrsan "H–R dijagram" za ostatke supernovih i uporediti njihovu raspodelu sa predviđenim evolutivnim trakama. Ovi podaci, iz studija X-zračenja ostataka u Velikom (Hughes et al. 1998, Nishiuchi 2001) i Malom Magelanovom oblaku (van der Heyden et al. 2004) dati su u tabeli 17.

Slika 19 predstavlja H–R, odnosno  $L_X - kT$  dijagram za ostatke supernovih. Pored samih ostataka, na slici su prikazane i evolutivne trake opadajuće temperature za različite gustine. Model evolucije dat jednačinom (79) podrazumeva  $E_{51} = 1$ ,  $f = 0.25$  i  $E_L = 0.5$  keV.





Slika 19: H-R dijagram za ostatke supernovih.

Kao i u slučaju  $\Sigma - D$  relacije uočljiva je značajna disperzija tačaka. S obzirom na spektralnu i prostornu rezoluciju X-posmatranja, i proceduru fitovanja, sami podaci su prilično nepouzdana. Model je takođe samo približan; zanemarili smo varijacije u energiji, moguće je da je efektivna zapremina veća, i dr.

Uprkos tome, uočljivo je da za istu temperaturu poznati ostaci SN Ia u srednjem imaju manju luminoznost u odnosu na SN Ib/c (II), kao posledica toga što se nalaze u manje gustoj sredini. Situacija dakle odgovara onoj kod  $\Sigma - D$  relacije u radio-oblasti. Na osnovu ovoga možemo zaključiti da bi tri ostatka male luminoznosti sa  $kT > 1$  keV, IKT 4, 16 i DEM S32, mogli biti kandidati za SN Ia.

Primer H–R dijagrama je samo ilustrativan, kao nešto na čemu treba raditi u budućnosti, međutim, i kao takav ukazuje na značaj sredine za evoluciju različitih tipova ostataka supernovih.

## 4 Zaključak

Tematika ovog rada je vezana za uspostavljanje čvršće povezanosti supernovih sa svojim ostacima, ali i bolje razumevanje samog fenomena supernove. Opšte je prihvaćena slika o dve različite klase supernovih: SN Ia koje potiču od starih zvezda, populacije II (nastaju deflagracijom C/O belog patuljka u TDS), i SN II, Ib/c koje potiču od mladih masivnih zvezda i nastaju kao rezultat gravitacionog kolapsa. Posebna pažnja u ovom radu posvećena je poslednjoj grupaciji. U ovom pravcu, učinjeno je sledeće:

- (i) razmotreni su različiti tipovi supernovih i njihove moguće zvezde-roditelji, kao i mogućnost korišćenja SN Ib/c kao "standardnih sveća", sa posebnim osvrtom na problem ekstinkcije,
- (ii) naglašeno je odsustvo radio-pulsara kod ostataka SN Ib/c (I Ib) i ponuđeno objašnjenje u gubitku mase i ugaonog momenta, tj. usporenoj rotaciji (posebno u TDS).

Kod ostataka supernovih, urađeno je sledeće:

- (i) detaljno je predstavljena njihova hidrodinamička i posebno radio-evolucija i prikazani su rezultati na ovom polju,
- (ii) kao i preliminarni rezultati na polju X-evolucije, gde je konstruisan svojevrsan "H-R dijagram" za ostatke supernovih u Velikom i Malom Magelanovom oblaku.

Glavni rezultati odnose se na radio-evoluciju, gde su razmatrani ostaci u zvezdorodnoj galaksiji M82, galaktičkim molekulskim oblacima, i na kraju O (*oxygen-rich*) i B (*Balmer-dominated*) ostaci. Ostaci O i B tipa čine posebne male grupe ostataka za koje se pretpostavlja da potiču od SN Ib/c, odnosno SN Ia, respektivno.

Razlike između ostataka ove dve klase, Ia i Ib/c (II), jasno su izražene u početnim fazama evolucije (odsustvo/pojava radio-supernove, razlike u masi SN), ali se postepeno gube u kasnijim fazama. U radu se međutim naglašava značaj parametara eksplozije i evolucije, posebno gustine okolne sredine. Dok se energija SN malo razlikuje za sve tipove (osim za hipernove), razlike u gustini sredine idu i preko šest redova veličine! Iako nam i dalje nedostaje dublje teorijsko razumevanje sinhrotronskog mehanizma, sve teorije daju direktnu zavisnost intenziteta zračenja od gustine (isto važi i za zračenje termalnog porekla). Dugovečne zvezde-roditelji SN Ia imaju dovoljno vremena da napuste okruženje u kojem su rođene i eksplodiraju u relativno retkoj sredini,

dok će mlade masivne zvezde populacije I u većini ostati vezane za gustu sredinu (npr. molekulske oblake), zbog svog kratkog veka. Razlika između SN Ia i Ib/c tako zbog uticaja sredine delom ostaje očuvana i u kasnijim fazama. Kao posledica svega, B (Ia) ostaci imaju, u srednjem, manju radio-luminoznost (i X-luminoznost). Ovo je i glavni zaključak teze.

Ostaje, međutim, dovoljno tema za istraživanje u budućnosti, budući da su mnogi problemi navedeni u radu tek "načeti". Ovde ćemo nabrojati samo neke.

- (i) Pre svega, predstoji još dosta teorijskog rada na radio-evoluciji. Posebno se ovo može odnositi na ljuskaste ostatke supernovih masivnih zvezda (SN Ib/c), što je već započeto u ovom radu.
- (ii) Sa posmatračke strane bilo bi značajno izvršiti nove potrage u radio-oblasti, za ostacima u galaksijama M81, M82 i M83. Proučavani ostaci u M82 čine, do sada, najhomogeniju klasu ostataka supernovih. Stopa supernovih u ovoj galaksiji može se vezati za stopu rađanja zvezda. Uzrok ove zvezdorodne aktivnosti verovatno je upravo galaksija M81, sa kojom se M82 nalazi u sudaru. Zanimljivo bi bilo videti eventualni povratni efekat sudara na M81. Oblježna spiralna galaksija M83 idealna je za proučavanje zbog male inklinacije, do sada je u njoj zabeleženo čak šest istorijskih supernovih, i već postoji izvršena potraga za ostacima u optičkom delu (Blair & Long 2004). Posebno značajne bi mogle biti i potrage za ostacima supernovih u eliptičnim galaksijama, budući da se u njima pojavljuju gotovo isključivo SN Ia.
- (iii) Izučavanje SN Ib/c i njihova moguća primena kao standardnih sveća još jedan je od poslova za budućnost. Ovo bi moglo biti važno u kosmologiji, na velikim crvenim pomacima, gde očekujemo nedostatak SN Ia, i dominaciju kolapsirajućih SN. U prvom planu je model ekstinkcije, koja je za ove tipove supernovih, upravo zbog okruženja, znatna, za razliku od SN Ia.
- (iv) Na kraju, posebno važan bi se mogao pokazati dalji rad na H-R dijagramu za ostatke supernovih, sa novim podacima i savršenijim modelima evolucije.

## Literatura

- Arbutina B., Urošević D., Stanković M., Tešić Lj., 2004, MNRAS, **350**, 346
- Arbutina B., Urošević D., 2005, MNRAS, **360**, 76
- Arnett D., 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis*, Princeton University Press, Princeton
- Baade W., Zwicky F., 1934a, PNAS, **20**, 254
- Baade W., Zwicky F., 1934b, PNAS, **20**, 259
- Bandiera R., Petruk O., 2004, A&A, **419**, 419
- Barbon R., Boundi V., Cappellaro E., Turatto M., 1999, A&A, **139**, 531
- Bell A.R., 1978a, MNRAS, **182**, 147
- Bell A.R., 1978b, MNRAS, **182**, 443
- Berezhko E. G., Völk H.J., 2004, A&A, **427**, 525
- Berezhko E. G., Ksenofontov L.T., Völk H.J., 2002, A&A, **395**, 943
- Berkhuijsen E.M., 1973, A&A, **24**, 143
- Berkhuijsen E.M., 1986, A&A, **166**, 257
- Berkhuijsen E.M., 1987, A&A, **181**, 398
- Bignell R.C., Seaquist E.R., 1983, ApJ, **270**, 140
- Blair W.P., Long K.S., 2004, ApJS, **155**, 101
- Blair W.P. et al., 2000, ApJ, **537**, 667
- Branch D., 1998, ARA&A, **36**, 17
- Cappellaro E., Turatto M., Tsvetkov D.Yu., Bartunov O.S., Pollas C., Evans R., Hamuy M., 1997, A&A, **322**, 431
- Cappellaro E., Evans R., Turatto M., 1999, A&A, **351**, 459
- Case G.L., Bhattacharya D., 1998, ApJ, **504**, 761
- Casebeer G., Branch D., Blaylock M., Millard J., Baron E., Richardson D., Ancheta C., 2000, PASP, **112**, 1433
- Cassam-Chenaï G., Decourchelle A., Ballet J., Hwang U., Hughes J.P., Petre R., 2004, A&A, **414**, 545
- Chakrabarty D., Pivovarov M.J., Hernquist L.E., Heyl J.S., Narayan R., 2001, ApJ, **548**, 800
- Chevalier R.A., 1982, ApJ, **258**, 790
- Chevalier R.A., 1999, ApJ, **511**, 798
- Chevalier R.A., 2005, ApJ, **619**, 839
- Chevalier R.A., Fransson C., 2001, ApJ, **558**, L27
- Chevalier R.A., Kirshner R.P., Raymond R.C., 1980, ApJ, **235**, 186
- Colgate S.A., White R.H., 1966, ApJ, **143**, 626
- Cowan J.J., Branch D., 1985, ApJ, **293**, 400
- Cox A.N., ured., 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, 4. izd., Springer - AIK Press, New York, str.389

- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G., Buta R.J., Paturel G., Foque P., 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, Springer-Verlag, New York
- Decourchelle A. et al., 2001, *A&A*, **365**, L218
- Duric N., 2000, u Proc. WE-Heraeus Seminar 232, The Interstellar Medium in M31 and M33, ured. Berkhujsen E.M., Beck R., Walterbos R.A.M., Shaker, Aachen, str. 127
- Duric N., Seaquist E.R., 1986, *ApJ*, **301**, 308
- Fedorenko V.N., 1983, u IAU Symposium 101, Supernova Remnants and their X-ray Emission, ured. Danziger J., Gorenstein P., Reidel, Dordrecht, str. 183
- Filippenko A.V., 1997, *ARA&A*, **35**, 309
- Filipović M.D., Haynes R.F., White G.L., Jones P.A., 1998, *A&A*, **130**, 421
- Fowlera W.A., Hoyle F., 1964, *ApJS*, **9**, 201
- Gaensler B.M., Wallace B.J., 2003, *ApJ*, **594**, 326
- Gal-Yam A., Ofek E.O., Shemmer O., 2002, *MNRAS*, **332**, L73
- Ghavamian P., Rakowski C.E., Hughes J.P., Williams T.B., 2003, *ApJ*, **590**, 833
- Green D.A., 1984, *MNRAS*, **209**, 449
- Green D.A., 1991, *PASP*, **103**, 209
- Green D.A., 2004, *BASI*, **32**, 335
- Green D.A., Stephenson F.R., 2003, astro-ph/0301603
- Gull S.F., 1973, *MNRAS*, **161**, 47
- Hamuy M., 2003, astro-ph/0301006
- Hatano K., Branch D., Deaton J., 1998, *ApJ*, **502**, 177
- Hillebrandt W., Niemeyer J.C., 2000, *ARA&A*, **38**, 191
- Hoyle F., Fowlera W.A., 1960, *ApJ*, **132**, 565
- Huang Y.-L., Thaddeus P., 1985, *ApJ*, **295**, L13
- Huang Z.P., Thuan T.X., Chevalier R.A., Condon J.J., Yin Q.F., 1994, *ApJ*, **424**, 114
- Hughes J.P., 2000, *ApJ*, **545**, L53
- Hughes J.P., Hayashi I., Koyama K., 1998, *ApJ*, **505**, 732
- Hughes J.P. et al., 1995, *ApJ*, **444**, L81
- Imshennik V.S., Nadezhin D.K., 1996, u Stars and Relativity, ured. Zel'dovich Ya.B. i Novikov I.D., Dover Books, New York, str. 345
- Iwamoto K., Nomoto K., Höflich P., Jamaoka H., Kumagai S., Shigeyama T., 1994, *ApJ*, **437**, L115
- Karachentsev I.D. et al., 2003, *A&A*, **398**, 467
- Kassim N.E., Hertz P., Van Dyk S.D., Weiler K.W., 1994, *ApJ*, **427**, L95
- Kennicutt R.C. Jr., 1984, *ApJ*, **277**, 361
- Leibundgut B., 2001, *ARA&A*, **39**, 67
- Lewis K.T., Burrows D.N., Hughes J.P., Slane P.O., Garmire G.P., Nousek J.A., 2003, *ApJ*, **582**, 770

- Magnier E.A., Primini F.A., Prins S., van Paradijs J., Lewin W.H.G., 1997, *ApJS*, **490**, 649
- Mathewson D.S., Ford V.L., Dopita M.A., Tuohy I.R., Long K.S., Helfand D.J., 1983, *ApJS*, **51**, 345
- Mathewson D.S., Ford V.L., Dopita M.A., Tuohy I.R., Mills B.Y., Turtle A.J., 1984, *ApJS*, **55**, 189
- McDonald A.R., Muxlow T.W.B., Wills K.A., Pedlar A., Beswick R.J., 2002, *MNRAS*, **334**, 912
- Miller D.L., Branch B., 1990, *AJ*, **100**, 530
- Miller G.E., Scalo J.M., 1979, *ApJS*, **41**, 513
- Mills B.Y., Turtle A.J., Little A.G., Durdin J.M., 1984, *Aust.J.Phys.*, **37**, 321
- Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A., 1973, *Gravitation*, Freeman & Co., San Francisco, str. 604
- McKee C.F., Ostriker J.P., 1977, *ApJ*, **218**, 148
- Mereghetti S., 1999, *astro-ph/9911252*
- Mereghetti S., Tiengo A., Israel G.R., 2002, *ApJ*, **569**, 275
- Morse J.A. et al., 1996, *AJ*, **112**, 509
- Nishiuchi M., 2001, Ph.D. Thesis, Kyoto University
- Nomoto K., 1984 *ApJ*, **277**, 791
- Nomoto K., Jamaoka H., Pols O.R., van den Heuvel E.P.J., Iwamoto K., Kumagai S., Shigeyama T., 1994, *Nature*, **371**, 227
- Pacholczyk A. G., 1970, *Radio Astrophysics: Nonthermal Processes in Galactic and Extragalactic Sources*, Freeman & Co., San Francisco
- Pannuti T.G., Duric N., Lacey C.K., Goss W.M., Hoopes C.G., Walterbos R.A.M., Magnor M.A., 2000, *ApJ*, **544**, 780
- Patnaude D.J., Fesen R.A., 2003, *ApJ*, **587**, 221
- Park S., Hughes J.P., Burrows D.N., Slane P.O., Nousek J.A., Garmire G.P., 2003, *ApJ*, **598**, L95
- Petre R., Becker C.M., Winkler P.F., 1996, *ApJ*, **465**, L43
- Petrović J., Langer N., Yoon S.-C., Heger A., 2005, *A&A*, **435**, 247
- Phinney E.S., Kulkarni S.R., 1994, *ARA&A*, **32**, 591
- Rakowski C.E., Ghavamian P., Hughes J.P., 2003, *ApJ*, **590**, 846
- Reed J.E., Hester J.J., Fabian A.C., Winkler P.F., 1995, *ApJ*, **440**, 706
- Reynolds S.P., Chevalier R.A., 1981, *ApJ*, **245**, 912
- Reynoso E.M., Dubner G.M., Goss W.M., Arnal E.M., 1995, *AJ*, **110**, 318
- Reynoso E.M., Goss W.M., 1999, *ApJ*, **118**, 926
- Rohlfs K., 1986, *Tools of Radio Astronomy*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, str. 188
- Sakai S., Madore B.F., 1999, *ApJ*, **526**, 599
- Salpeter E.E., 1955, *ApJ*, **121**, 161
- Saquist E.R., Bignell R.C., 1978, *ApJ*, **226**, L5

- Sedov L.I., 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Academic Press, New York
- Shklovsky I.S., 1960a, *Astron. Zh.*, **37**, 256
- Shklovsky I.S., 1960b, *Astron. Zh.*, **37**, 369
- Shu F.H., 1991, *Physics of Astrophysics Vol. I: Radiation*, University Science Books, Sausalito, str. 173, 393
- Shu F.H., 1992, *Physics of Astrophysics Vol. II: Gas Dynamics*, University Science Books, Sausalito, str. 230
- Smith R.C., Kirshner R.P., Blair W.P., Winkler, P.F. 1991, *ApJ*, **375**, 652
- Sodroski T.J., Odegard N., Arendt R.G., Dwek E., Weiland J.L., Hauser M.G., Kelsall T., 1997, *ApJ*, **480**, 173
- Tassoul J.-L., 1978, *Theory of Rotating Stars*, Princeton University Press, Princeton, str. 37
- Truelove J.K., McKee C.F., 1999, *ApJS*, **120**, 299
- Tully R.B., 1988, *Nearby Galaxy Catalogue*, Cambridge University Press, Cambridge
- Tuohy I.R., Dopita M.A., Mathewson D.S., Long K.S., Helfand D.J., 1982, *ApJ*, **261**, 473
- Urošević D., 2000, Ph.D. Thesis, University of Belgrade
- Urošević D., 2003, *Ap&SS*, **283**, 75
- Urošević D., Pannuti T.G., 2005, *Aph*, **23**, 577
- Urošević D., Pannuti T.G., Duric N., Theodorou A., 2005, *A&A*, **435**, 437
- van den Bergh S., 1988, *ApJ*, **327**, 156
- van den Bergh S., 1990, *AJ*, **99**, 843
- van den Bergh S., Tammann G.A., 1991, *ARA&A*, **29**, 363
- van der Heyden K.J., Behar E., Vink J., Rasmussen A.P., Kaastra J.S., Bleeker J.A.M., Kahn S.M., Mewe R., 2002, *A&A*, **392**, 955
- van der Heyden K.J., Bleeker J.A.M., Kaastra J.S., 2004, *A&A*, **421**, 1031
- Van Dyk A.V., Hamuy M., Filippenko S.D., 1996, *AJ*, **111**, 2017
- Vink J., 2004, *AdSpR*, **33**, 356
- Warren J.S., Hughes J.P., 2004, *ApJ*, **608**, 261
- Weiler K.W., Van Dyk S.D., Montes M.J., Panagia N., Sramek R.A., 1998, *ApJ*, **500**, 51
- Weiler K.W., Sramek R.A., 1988, *ARA&A*, **26**, 295
- Westerlund B.E., 1990, *A&AR*, **2**, 29
- Winkler P.F., Gupta G., Long K.S., 2003, *ApJ*, **585**, 324
- Woltjer L., 1972, *ARA&A*, **10**, 129
- Woosley S.E., 1993, *BAAS*, **25**, 894
- Woosley S.E., Weaver T.A., 1986, *ARA&A*, **24**, 205
- Woosley S.E., Langer N., Weaver T.A., 1993, *ApJ*, **411**, 823
- Woosley S.E., Langer N., Weaver T.A., 1995, *ApJ*, **448**, 315