



UNIVERZITET U BEOGRADU

Matematički fakultet

Branislav Vukotić

**EVOLUCIJA MAGNETNOG POLJA U OSTACIMA
SUPERNOVIH**

Magistarska teza

Beograd, 2006.

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Magnetno polje i elektromagnetno zračenje	1
1.2	Kosmološki aspekt magnetnog polja	1
1.2.1	Značaj magnetnog polja	1
1.2.2	Nastanak i pojačanje prvobitnih magnetnih polja: značaj ostataka supernovih	2
2	Ostaci supernovih	4
2.1	O hidrodinamičkoj evoluciji	4
2.2	Podela i neke važne karakteristike	7
2.3	Uzorak ostataka supernovih	10
3	Magnetno polje u ostacima supernovih	11
3.1	Zašto radio-područje?	11
3.2	Izračunavanje jačine magnetnog polja iz radio-sinhrotronske emisije	13
3.2.1	Klasičan način	13
3.2.2	Revidiran račun jednakog učešća	15
3.3	Diskusija dobijenih vrednosti za jačinu magnetnog polja	19
3.3.1	Međuzvezdano magnetno polje u M82	22
4	Evolucija magnetnog polja u ostacima supernovih	22
4.1	Kratak istorijat $H - D$ zavisnosti	22
4.2	Upotrebljen model evolucije	25
4.3	Evolutivne faze ostataka supernovih i evolucija magnetnog polja	25
4.4	Izračunavanje empirijskih vrednosti nagiba $H - D$ relacije . .	26
4.4.1	Fitovanje	26
4.4.2	$L_\nu - D$ korelacija	26
4.4.3	Direktno računanje	27
4.5	Diskusija	28
4.6	Evolucija magnetnog polja u ostacima supernovih iz M82 . . .	34
5	Zaključak	37

1 Uvod

1.1 Magnetno polje i elektromagnetno zračenje

U astrofizici se do saznanja dolazi tako što se analizira na osnovu fizičkih zakona, pre svega, elektromagnetno zračenje koje nam stiže od astronomskih objekata. Veliki značaj za formiranje tog zračenja, kao i za njegovu modifikaciju duž puta ka posmatraču i posmatračkim stanicama, ima upravo magnetno polje (H).

Mehanizmi zračenja se dele na termalne i netermalne. Pri zastupljenosti jakog magnetnog polja unutar termalno emitujućeg regiona gasa, npr. zvezde, dolazi do pojave "cepanja" energetskih nivoa, tj. do pojave Zemanovog efekta. Za razliku od termalnog, kod netermalnog zračenja magnetno polje je direktno odgovorno za nastanak zračenja. Kad se naelektrisana čestica kreće u magnetnom polju nastaje netermalno zračenje. Ako se naelektrisane čestice kreću sporo u odnosu na brzinu svetlosti, zračenje je ciklotronsko. Zračenje relativističkih čestica naziva se sinhrotronsko. Za slabija magnetna polja ono se detektuje u oblasti radio-talasa tj. dugotalasnom delu elektromagnetnog spektra, dok se za jača magnetna polja može javiti i na kraćim talasnim dužinama. Stepem polarizacije sinhrotronskog zračenja je veliki. Magnetno polje može posredno da polarizuje i termalno optičko zračenje. Na putu ka posmatraču, zračenje prevaljuje vrlo velika rastojanja kroz međuzvezdani prostor koji je ispunjen prašinom i magnetnim poljem. Magnetno polje orijentiše kristale prašine duž svojih silnica. Na taj način se može veliki broj malih polarizatora, čije su ose polarizacije orijentisane u istom pravcu, naći na putu zračenja. Krajnji rezultat je polarizovano zračenje koje stiže do posmatrača. Na zračenje koje je prethodno polarizovano, magnetno polje deluje tako što rotira ravan polarizacije. Ova pojava se još naziva i Faradejeva rotacija.

1.2 Kosmološki aspekt magnetnog polja

1.2.1 Značaj magnetnog polja

Magnetno polje ima veliki uticaj na formiranje i evoluciju Vasiona kao celine i objekata unutar nje. To se može primetiti kako na malim tako i na velikim prostorno-vremenskim skalama. Čak i veoma slaba magnetna polja mogu značajno uticati na materiju sa kojom koegzistiraju. Zbog toga je izučavanje magnetnog polja na velikim i malim crvenim pomacina z veoma važno za dobijanje odgovora na kosmološka pitanja vezana za formiranje i evoluciju galaksija. Jedno od osnovnih pitanja u proučavanju magnetnih polja u Vasioni je: odakle potiču i kako su nastala današnja magnetna polja?

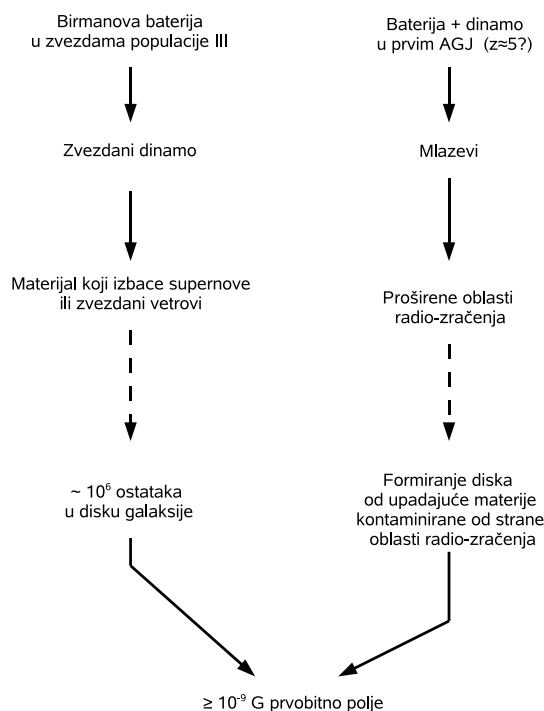
1.2.2 Nastanak i pojačanje prvobitnih magnetnih polja: značaj ostataka supernovih

Magnetna polja u međuzvezdanoj materiji (MZM) današnjih galaksija, pa čak i nekih na $z \approx 2$ (Kim & Balsara 2006), su reda veličine μG . Po današnjem mišljenju, nastala su pojačanjem slabih magnetnih polja u protogalaksijama. Da bi se objasnile vrednosti jačine polja u današnjim galaksijama, na osnovu do sada poznatih mehanizama pojačanja, prvobitna magnetna polja bi morala da budu u rasponu od približno $10^{-9} \text{ G} - 10^{-20} \text{ G}$ (Rees 2006). Raspoloživi načini za proveru hipoteza o prvobitnom magnetnom polju su posmatranja objekata na velikim z , kao i proučavanje tragova koje je prvobitno magnetno polje ostavilo u pozadinskom zračenju (Subramanian 2006). Ta slaba pra-polja su najverovatnije prvobitno nastala, a kasnije pojačana, kombinacijom tri vrste mehanizama: astrofizički, inflatorni (Gasperini 2006) i perturbacioni (Takahashi et al. 2006). Astrofizičku vrstu mehanizama sačinjavaju oni koji se, često, međusobno nadovezuju (slika 1), stvarajući i pojačavajući magnetno polje, a javljaju se u procesima evolucije vasioniskih objekata (pre svega protozvezda i protogalaksija).

Za pojačanje prvobitnih magnetnih polja je, po do sadašnjim shvatanjima, bio najzaslužniji galaktički dinamo-mehanizam¹ koji spada u grupu astrofizičkih mehanizama. Galaktički dinamo-mehanizmi imaju periode, za vreme kojih se jačina magnetnog polja poveća za $\approx e$ puta, reda veličine vremena rotacije galaksije u kojoj deluju. Zbog toga su galaktički dinamo-mehanizmi veoma spori u pojačavanju magnetnog polja (Rees 2006) i deluju na galaktičkim skalama dužine. Koji mehanizmi bi mogli stvoriti dovoljno jaka prvobitna magnetna polja, koja bi dinamo-mehanizam stigao da pojača do pomenutih vrednosti reda veličine μG ? Mehanizam kosmoloških perturbacija može da stvori polje od $\sim 10^{-19} \text{ G}$ na skali od 10 kpc u sadašnjosti. U prošlosti je polje bilo jače ali na manjim skalama zbog širenja svemira. Mehanizam Birmanove baterije² (Biermann 1950), koji spada u astrofizičke mehanizme, u stanju je da stvori jača magnetna polja, ali na manjim skalama. Opšte gledano, što je skala manja to je magnetno polje jače. Magnetno polje na malim skalama se širi na veće skale, eksplozijama supernovih ili mlazevima is aktivnih galaktičkih jezgara (AGJ), i pri tom slabi. Krajnji rezultat je da je prosečno magnetno polje na velikim skalama nešto veće nego

¹Dinamo-mehanizam je mehanizam koji vrši pretvaranje neke vrste energije, najčešće kinetičke, u magnetnu energiju. Primarni dinamo-mehanizmi stvaraju magnetno polje, dok sekundarni dinamo-mehanizmi pojačavaju već postojeće magnetno polje (videti npr. uvod iz Reinhardt & Rosenblum 1974).

²Ovaj mehanizam je indukovano od strane električnih struja koje nastaju u plazmi zbog toga što gradijent elektronskog pritiska nije paralelan gradijentu gustine.



Slika 1: Prikaz mogućeg zajedničkog delovanja astrofizičkih mehanizama pri kreiranju prvobitnih magnetnih polja. Originalna verzija slike se nalazi u radu Risa (Rees 2006).

što je bilo. Ovakav "kontaminirajući" scenario (Rees 2006) uzima sve više maha u modernim proučavanjima magnetnog polja. Efikasniji je od sporih galaktičkih dinamo-mehanizama i predstavlja najverovatnije objašnjenje jakih magnetnih polja u galaksijama na velikim z . Pošto AGJ deluju na skalama većim od galaktičkih, za galaktičke skale i manje, ostaci supernovih su od velikog značaja za "kontaminirajući" scenario (Kim & Balsara 2006). Postoji čak i mogućnost da su rani ostaci supernovih (populacija III) bili u stanju da sami proizvode magnetno polje pomoću Birmanove baterije (Hanayama et al. 2006). Naravno, postoji i alternativa za "kontaminirajući" scenario. To je stvaranje magnetnog polja usled Vejbelove nestabilnosti³ (Fujita & Kato 2006). Na ovaj način se stvaraju jaka magnetna polja koja ne zahtevaju dalje

³Vejbelova nestabilnost nastaje u bezsudarnoj plazmi ili razređenom jonizovanom gasu, zbog anizotropije funkcije raspodele čestica po brzinama. Stvaraju se struje i magnetna polja koja teže da funkciju raspodele učine izotropnom.

pojačanje dinamo-mehanizmima. Ovo bi bilo dobro objašnjenje jakih polja u eliptičnim galaksijama gde dinamo-mehanizmi, na nivou galaksije, skoro da i ne deluju.

Gore opisani mehanizmi stvaranja i pojačanja magnetnog polja su još uvek pod velikim velom spekulacija. Teško je proceniti na osnovu dosadašnjeg posmatračkog iskustva koji je najznačajniji. S druge strane, za sada nema potvrda da svi oni ne deluju zajedno kao skladna celina. Proučavanje magnetnog polja u današnjim i praostacima supernovih, na osnovu posmatračkih podataka i kompjuterskih simulacija i modela, moglo bi da pomogne u shvatanju važnosti ostataka supernovih (OS) za evoluciju magnetnog polja. To bi upotpunilo sve više učvršćeno mišljenje da su OS glavni krivci za kruženje i evoluciju materije u galaksijama, imajući u vidu da je magnetno polje nerazdvojivo od materije.

2 Ostaci supernovih

2.1 O hidrodinamičkoj evoluciji

Odličan rezime o hidrodinamičkoj evoluciji OS nalazi se u radu Arbutine iz 2005 godine (Arbutina 2005). Ovde će, uglavnom, biti pomenuto samo ono najvažnije za dalju diskusiju.

Po eksploziji supernove, kanonska vrednost kinetičke energije od $\sim 10^{51}$ erg se oslobađa u okolni prostor preko materijala izbačenog eksplozijom. Ostatak supernove započinje svoj život onda kad se formira udarni talas. Udarni talas nastaje u interakciji izbačenog materijala sa okolnom materijom i magnetnim poljem. Za tipične vrednosti brzine izbačenog materijala $\sim 10^4$ km/s i gustine sredine od $n_H \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ sudarni udarni talas se neće formirati. Tu se vidi značaj magnetnog polja, koje "hvata" naelektrisane čestice i stvara barijeru koja dovodi do nastanka udarnog talasa. Sa nastankom udarnog talasa počinje prva faza života ostatka supernove, tzv. **faza slobodnog širenja**. Za vreme ove faze, udarni talas se zbog svoje velike snage skoro slobodno kreće kroz prostor. Zbog toga imamo brzinu udarnog talasa $v_s \approx \text{const}$, tj. $R \propto t$, gde je R radijus ostatka supernove koji se sferno širi, a t vreme proteklo od eksplozije supernove. Parametri koji rukovode evolucijom ostatka u ovoj fazi su parametri eksplozije supernove, tj. masa izbačenog materijala M_{ej} i njegova kinetička energija E_0 . To daje da je $v_s^2 \propto E_0/M_{ej}$. Problematikom hidrodinamičke evolucije ostataka supernovih, tj. interakcije između materijala izbačenog u eksploziji i okolne sredine (koja može a i ne mora biti veoma modifikovana od strane zvezdanog vetra zvezde pretka), bavio se Ševalje (Chevalier 1982). Po modelu koji je koristio, za

materijal koji se ravnomerno širi i čija je gustina opisana stepenim zakonom, dobio je da je gustina opisana sa:

$$\rho = t^{-3} \left(\frac{r}{tg} \right)^{-n}. \quad (1)$$

Ovde je g konstanta, n parametar, a r razdaljina od centra eksplozije. Pretpostavljeno je da je gustina MZM u kojoj se ostatak širi oblika:

$$\rho = qr^{-s}, \quad (2)$$

gde je q konstanta a s parametar. Dalje, može se dobiti da je radijus udarnog talasa

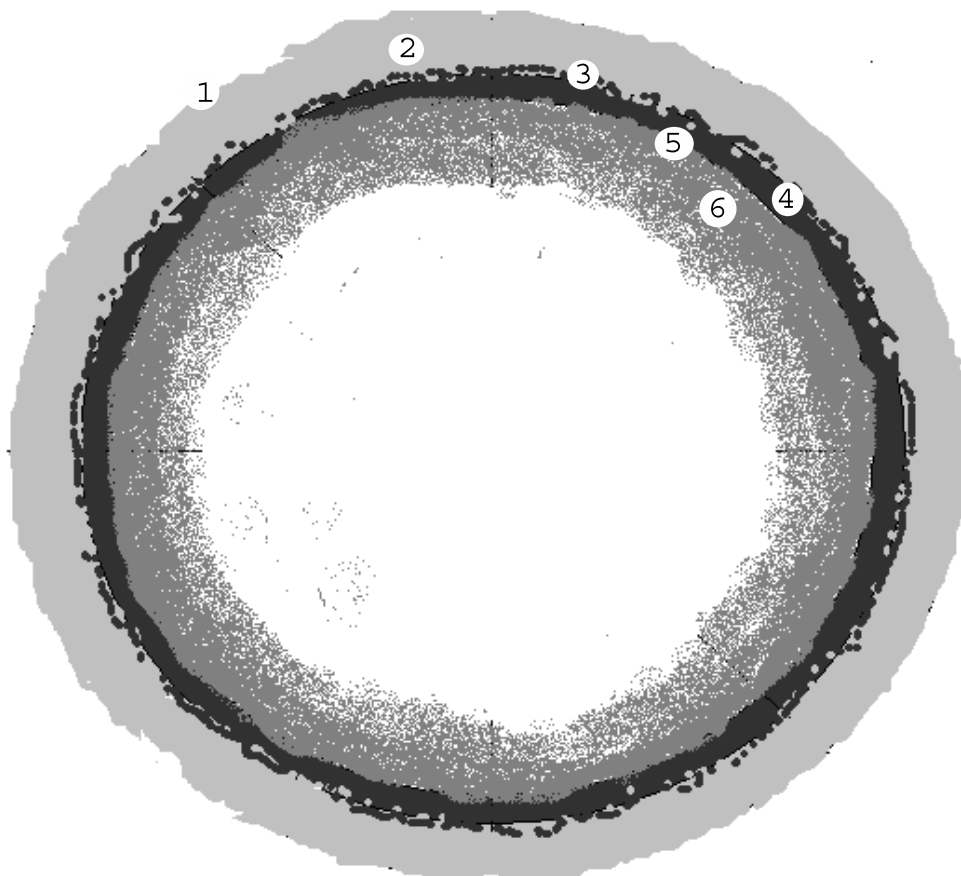
$$R \propto \left(\frac{g^n}{q} \right)^{\frac{1}{n-s}} t^{\frac{n-3}{n-s}}. \quad (3)$$

Konstante g i q zavise od parametara eksplozije i okolne sredine. Za ostatke nastale eksplozijom supernovih tipa Ia uobičajene vrednosti parametara su $n=7$ i $s=0$. To daje:

$$R \propto t^{4/7}. \quad (4)$$

Zbog stvaranja ljuske prebrisanog materijala ispred ljuske izbačenog materijala, pri kraju faze slobodnog širenja, dolazi do značajnijeg usporavanja izbačenog materijala. To dovodi do formiranja povratnog udarnog talasa koji se kreće kroz materijal izbačen eksplozijom. Granica između prebrisanog i izbačenog materijala naziva se kontaktni diskontinuitet. Sa početkom značajnijeg usporavanja izbačenog materijala, dolazi do pojave Rejli-Tejlor (Rayleigh-Taylor) nestabilnosti na kontaktnom diskontinuitetu (npr. Chevalier 1977 i reference u tom članku). Prema radu Gala (Gull 1973) ovakva nestabilnost stvara turbulentna kretanja koja pojačavaju magnetno polje unutar ostatka supernove. Slikovit prikaz pomenutih pojmova nalazi se na slici 2.

Kada masa MZM koju je prebrisao udarni talas postane veća od mase koja je izbačena u eksploziji približno 3 puta (Mills et al. 1984 i reference u tom članku), tj. dinamički značajnija, počinje **adijabatska ili Sedovljeva faza** evolucije (Sedov 1959). Generalno gledano, ovo je najduža faza u evoluciji ostatka supernove. U ovoj fazi evolucijom ostatka počinju da upravljaju karakteristike sredine u kojoj se ostatak širi, dok parametri eksplozije gube na značaju. Iako ostatak u ovoj fazi evidentno zrači, može se smatrati da su gubici energije na zračenje u odnosu na ukupnu energiju oslobođenu eksplozijom, koja je donekle transformisana u vrelu unutrašnjost ostatka, zanemarljivo mali. Odatle dolazi i ime adijabatska faza. Prema rešenju



Slika 2: Poprečni presek ljuskastog ostatka supernove u početnim fazama evolucije: 1 – udarni talas, 2 – MZM preko koje je prešao udarni talas, 3 – kontaktni diskontinuitet i Rejli-Tejlor nestabilnost, 4 – materijal koji je izbacila supernova i preko koga je prešao povratni udarni talas, 5 – povratni udarni talas, 6 – materijal koji je izbacila supernova.

Sedova (Sedov 1959) za sferno simetričnu eksploziju bez gubitaka energije na zračenje radijus je:

$$R \propto t^{2/5}. \quad (5)$$

U nastavku evolucije dolazi se do trenutka kad ostatak supernove izrači otprilike polovinu energije koja je u eksploziji supernove oslobođena kao kinetička energija izbačenog materijala. Tad je unutrašnjost ostatka supernove hladnija i gubici energije na zračenje su uporedivi sa unutrašnjom energijom gasa u ostatku supernove. To je početak **radijativne faze**. Obično se smatra da u ovoj fazi impuls materije prebrisane udarnim talasom, ostaje konstantan, pa imamo:

$$R^3 v_s = const, \quad (6)$$

tj.

$$R \propto t^{1/4}. \quad (7)$$

Do ovog rezultata je došao Ort (Oort 1951). Modifikujući Ortovo rešenje za slučaj kad je pritisak okolne materije zanemariv u odnosu na pritisak unutar ostatka supernove, Mekki i Ostrajker (McKee & Ostriker 1977) dobijaju:

$$R \propto t^{2/7}. \quad (8)$$

Primećuje se da se tokom evolucije radijus ostatka supernove ponaša kao:

$$R \propto t^m. \quad (9)$$

Uobičajen naziv za m je parametar usporavanja (videti npr. Bandiera & Petruk 2004).

Posle radijativne faze, a nekih $10^4 - 10^6$ godina od eksplozije supernove, nastupa **disipativna faza** tokom koje ostatak supernove nestaje poistovećujući se sa okolnom sredinom.

2.2 Podela i neke važne karakteristike

Jedna od najupečatljivijih karakteristika OS je jaka sinhrotronska emisija. Njihov spektar u radio-području je uglavnom netermalni i može se dobro aproksimirati kao

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (10)$$

gde je S_ν gustina fluksa zračenja po jediničnom intervalu frekvencije ν , a α predstavlja spektralni indeks. Pored netermalne (sinhrotronsko zračenje) i moguće termalne emisije u radio-kontinuumu, OS zrače i termalne optičke linije kao i X-kontinuum (zakočno i sinhrotronsko zračenje).

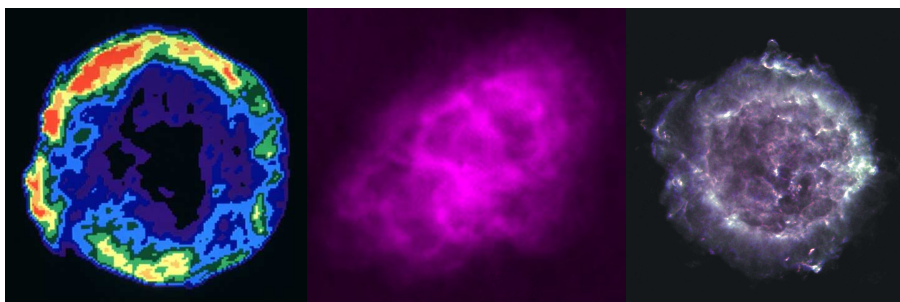
Dobar rezime podele ostataka supernovih nalazi se u radu Vejlera i Srameka (Weiler & Sramek 1988). Prvobitna, najgrublja podela tipova ostataka supernovih je na **ljuskaste** (S tip) i **kompozitne** (C tip). Ljuskast tip karakteriše ljuska (slika 2) koja se najčešće veoma dobro vidi u radio-području kao posledica jake sinhrotronske emisije. Kompozitni ostaci supernovih predstavljaju kombinaciju ljuske i pleriona koji ispunjava centralni deo ostatka supernove. Plerion je kompaktna celina koja predstavlja sinhrotronsku maglinu nastalu udarima pulsarskog vetra (videti sliku 10. u Arbutina 2005). Imaju $\alpha < 0.3$. Takođe, postoje i tzv. čisti plerioni kod kojih se ne vidi ljuska već samo plerion kao što je Krab (Crab) maglina na slici 3. Postoji i finija podela (Weiler & Sramek 1988), na osnovu spektra zračenja. Razlikuju se četiri grupe:

1. Balmer-dominantni (B ostaci supernovih),
2. ostaci supernovih bogati kiseonikom (O ostaci supernovih),
3. plerion-kompozitni i
4. evoluirani.

Balmer-dominantne karakteriše ljuska koja emituje Balmerove linije vodonika, a slaba je u emisiji [OIII] i [SII]. Spektralni indeks im je veći od 0.3. Takve osobine su najverovatnije posledica brzog, neradijativnog, bezsudarnog udarnog talasa koji se kreće kroz *retku sredinu* delimično neutralnog gasa okolne MZM. To su mladi ostaci supernovih koji su nastali od supernovih tipa Ia tj. brzim sagorevanjem (deflagracijom) belih patuljaka. Tipični predstavnici su Tiho (Tycho) na slici 3, Kepler (Kepler) i SN1006. Javljaju se i kao ljuskasti i kao plerion-kompozitni.

Ostaci supernovih bogati kiseonikom, nalaze se blizu HII regiona i nastali su eksplozijama vrlo masivnih zvezda ($< 25 M_{\odot}$). Materijal izbačen eksplozijom se sastoji od procesiranog materijala iz unutrašnjosti zvezde pretka. Emituju jake linije kiseonika, a u radio-području imaju takođe $\alpha > 0.3$. Zbog masivnih zvezda predaka, ovi ostaci supernovih se šire u okolini kojom dominira materija izbačena zvezdanim vetrom a ne MZM. Takva okolina je *veće gustine* od one u kojoj se šire B ostaci supernovih. Predstavnik grupe je Kasiopeja A (Cassiopeia A) na slici 3. Takođe se javljaju i kao ljuskasti i kao plerion-kompozitni.

Plerion-kompozitni ostaci supernovih sastoje se od kompaktnog centralnog objekta (pleriona) i magline ili ljuske koje obavijaju taj plerion. Kao i prethodne dve grupe ostataka supernovih imaju sebi svojstven spektar zračenja.



Slika 3: Ostaci supernovih posmatrani u radio-području. Slike su uzete sa internet stranice NRAO (National Radio Astronomy Observatory – www.nrao.edu). S leva na desno: Tiho (Tycho), Krab (Crab) maglina, Kasiopeja A (Cassiopeia A).

Evoluirane ostatke supernovih odlikuje spor udarni talas i nepravilna, nepotpuna ljuska. Sve prethodne tri vrste mladih ostataka postaju evoluirani. Spektralni indeks im je sličan O i B ostacima supernovih a zračenje potiče od interakcije udarnog talasa sa MZM.

Tokom evolucije ostatka supernove kinetička energija materijala izbačenog u eksploziji supernove troši se na: zagrevanje okolne MZM, povećanje gustine energije magnetnog polja unutar ostatka supernove, ubrzavanje kosmičkih zraka (Duric 2000a, Blandford & Ostriker 1978) i moguće pokretanje čitavih delova MZM (npr. model "Galaktičke fontane" gde se koronalni gas izbacuje eksplozijom supernove van diska Mlečnog puta a potom se hladi i pada natrag - tzv. bulk motion). Polovinom prošlog veka pojavile su se prve teorije koje opisuju evoluciju ostataka supernovih. Cilj tih prvobitnih teorija je većinom, slično današnjim, bio objašnjenje jake sinhrotronske emisije i evolucije površinskog radio-sjaja (Σ) ostataka supernovih. Sinhrotronska emisija zahteva magnetno polje i naelektrisane relativističke čestice. To nam omogućava da na osnovu Σ proučavamo evoluciju magnetnog polja u ostacima supernovih. Teorije o evoluciji Σ su razvijane uz korišćenje raznih pretpostavki i modela o evoluciji magnetnog polja. U ovom radu sam pokušao da empirijski, iz posmatranih Σ , odnosno gustine radio-fluksa ostataka supernovih, dođem do modela evolucije magnetnog polja. Do empirijskog modela evolucije H bi, teorijski, moglo da se dođe i na osnovu zračenja iz drugih delova elektromagnetnog spektra, ali su uzorci u tom slučaju vrlo siromašni.

U dosadašnjim teorijama, najviše je upotrebljavan sferno simetrični, a lju-skasti model ostatka supernove. Pri tom se koristi parametar f koji predstavlja deo zapremine ostatka supernove koji zauzima ljuska. Obično se koristi $f = 0.25$. To se objašnjava činjenicom da udarni talas kompresuje okolnu materiju oko 4 puta (Blandford & Ostriker 1978), te ona, unutar ostatka

supernove, zauzima četvrtinu zapremine. U ovom radu je takođe usvojen ljuskast i sferno simetričan model ostatka supernove.

2.3 Uzorak ostataka supernovih

Sve više je zastupljeno mišljenje da što je ostatak stariji, njegovom evolucijom odnosno luminoznošću, uglavnom upravlja gustina MZM u kojoj se ostatak širi (Duric 2000b). Ovo saznanje će biti korišćeno prilikom izbora uzoraka.

Galaktički uzorci ostataka supernovih su pod uticajem veoma jakih selekcionih efekata (Green 2004). Vangalaktički uzorci su opterećeni blažim selekcionim efektima. Kod Galaktičkih uzoraka, kako se daljina do objekta povećava, tako je veći i sjaj neophodan da se premaši donja granica detekcije (linija senzitivnosti). Kod vangalaktičkih uzoraka linije senzitivnosti su iste za sve ostatke supernovih unutar uzorka iz neke galaksije. To je zbog toga što se, aproksimativno, svi ostaci supernovih nalaze na istoj daljini galaksije domaćina. Jasno je da je za izučavanje $H - D$ (gde je D dijametar ostatka supernove) korelacije, (videti npr. jednačinu (35)), neophodno da postoji $L - D$ (gde je $L = 4\pi d^2 S$ radio-luminoznost ostatka supernove, a d daljina do ostatka supernove) korelacija u korišćenom uzorku. Ako uzorak ne pokazuje postojanje $L - D$ korelacije nameću se dve mogućnosti. Prva je da luminoznost ostataka supernovih ne evoluiraju sa dijametrom (ili ne evoluiraju na sličan način kod sličnih ostataka supernovih), što je vrlo malo verovatno. Druga mogućnost je da se nekorelisanost javlja usled nepotpunog uzorka zbog selekcionih efekata. Zbog svega pomenutog su upotrebljivi uzorci traženi među vangalaktičkim ostacima supernovih, kao i među ostacima supernovih koji evoluiraju u sličnim uslovima. Jedini vangalaktički uzorak koji, po radu Arbutine i saradnika (2004), pokazuje postojanje $L - D$ korelacije je sačinjen od ostataka supernovih iz galaksije M82 (Huang et al. 1994). Potvrda statističke pouzdanosti ovog uzorka dobijena je i pomoću Monte Karlo simulacije (Urošević et al. 2005), gde je takođe pokazano i da su ostali vangalaktički uzorci (Veliki i Mali Magelanov Oblak, M31, M33) statistički nepouzdati. Gore izloženi rezon implicira da ostaci supernovih iz M82 evoluiraju u sredinama sličnih karakteristika. To je i za očekivati ako se pretpostavi da su OS iz M82 posledica zvezdorodne aktivnosti koja je počela sudarom između M81 i M82 (Arbutina et al. 2006), koji je proizveo slične uslove za nastanak i evoluciju svih detektovanih ostataka supernovih. Pored uzorka iz galaksije M82 pokazano je da postoji neka $L - D$ korelacija i za Galaktičke ostatke koji su asocirani sa džinovskim molekularnim oblacima (Arbutina et al. 2004). Prirodni nastavak rada Arbutine i saradnika (2004) je rad Arbutine i Uroševića (2005). U radu Arbutine i Uroševića iz 2005. godine,

autori impliciraju da evolucija površinskog sjaja OS zavisi od karakteristika MZM u kojoj se OS šire, a prvenstveno od gustine. Takođe su formirali tri uzorka OS od već postojećih (Galaktičkih i vangalaktičkih iz Velikog Magelanovog Oblaka, Malog Magelanovog Oblaka i dr.): Galaktički OS asocirani sa džinovskim molekularnim oblacima (MC – Giant Molecular Clouds), OS bogati kiseonikom (O – Oxygen Rich) i OS kojima dominiraju Balmerove linije vodonika (B – Balmer Dominated). Ovakva podela je u skladu sa gustinom sredine u kojoj se ostaci supernovih šire. Najgušća sredina je u molekularnim oblacima, a kroz najređu se šire Balmer-dominantni ostaci supernovih, koji su nastali deflagracijom belih patuljaka i šire se u retkoj okolnoj sredini (koja nije ispunjena materijom iz zvezdanog vetra npr.). Arbutina i Urošević su takođe ukazivali da je uzorak iz M82 jedan od najboljih, kao i da ti OS evoluiraju u gustim okolinama molekularnih oblaka.

Upotrebljeni uzorci su uzorak iz M82 i tri uzorka iz rada Arbutine i Uroševića (2005). Da bi se proverila pouzdanost dobijenih vrednosti za jačinu magnetnog polja, vrednosti proizašle iz metode korišćene u ovom radu su poredene sa vrednostima nađenim u literaturi. Pretražen je katalog posmatračkih karakteristika Galaktičkih OS (Guseinov et al. 2003, Guseinov et al. 2004ab) i internet arhiva radova ADS (Astrophysical Data System⁴).

U MC, O i B uzorke, koji su korišćeni u ovom radu, nisu uključeni OS koji imaju pulsare u svojoj unutrašnjosti (PWN – Pulsar Wind Nebulae), zato što je pretpostavljen ljuskasti model ostataka supernovih. Relativistički elektroni visokih energija brzo gube energiju sinhrotronskim zračenjem. Zbog toga spektar zračenja prosečnog ostatka supernove ima spektralni indeks 0.5. Kod PWN ostataka supernovih, centralni pulsar dodatno snabdeva ostatak supernove visoko enrgetskim relativističkim elektronima. Zbog toga je nagib spektra zračenja kod pulsara nešto blaži i u proseku iznosi $0 < \alpha < 0.3$ (Gaensler & Slane 2006). Zbog toga su iz pomenutih uzoraka uklonjeni svi OS sa spektralnim indeksom manjim od 0.4, kao i oni za koje je pokazano da sadrže pulsar.

3 Magnetno polje u ostacima supernovih

3.1 Zašto radio-područje?

Postoje razni načini da se proceni H u ostacima supernovih. Procene mogu da se čine merenjem mere rotacije ili cepanja spektralnih linija (Fürst & Reich 2003), ali su opterećene selekcionim efektima (Heiles 1976). To ih

⁴ADS je projekat koji finansira NASA, a koji održava tri bibliografske baze podataka koje sadrže više od 4.7 miliona zapisa.

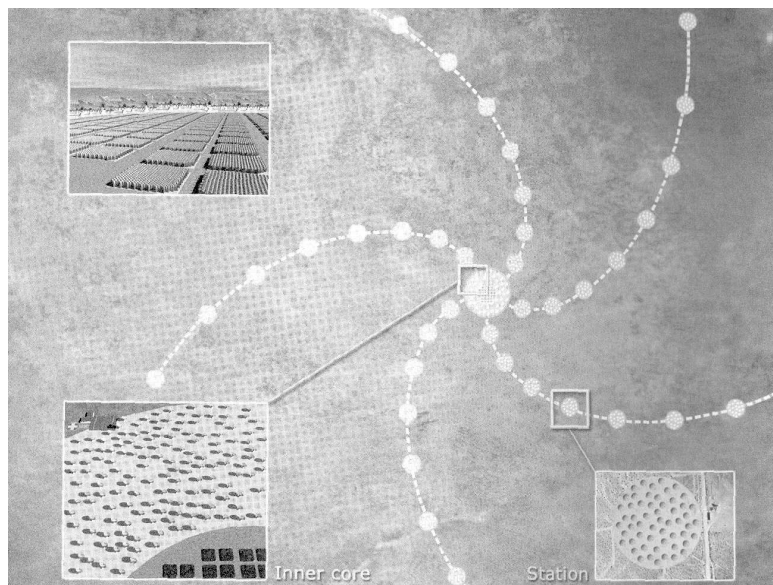
čini primenljivim pojedinačno samo na mali broj dobro proučavanih ostataka supernovih. Problem prilikom procene H iz radio-sinhrotronskog fluksa zračenja na osnovu formule za sinhrotronsku emisivnost (Pacholczyk 1970, jednačina (3.50)):

$$\varepsilon_\nu = c_5(\gamma)N_0(\nu/2c_1)^{(1-\gamma)/2}(H \sin \theta)^{(\gamma+1)/2}, \quad (11)$$

jeste nepoznavanje parametara funkcije stepene raspodele broja relativističkih elektrona po energiji E :

$$N(E) = N_0 E^{-\gamma}, \quad (12)$$

gde $\gamma = 2\alpha + 1$ predstavlja energetski spektralni indeks. Konstante c_5 i c_1 su date u radu Paholjčika (Pacholczyk 1970), a θ predstavlja ugao između vektora magnetnog polja i pravca ka posmatraču. Nepoznavanje broja relativističkih elektrona dovodi do potrebe uvođenja pretpostavke o koncentraciji relativističkih čestica. Moguće je, međutim, iz fluksa X-zračenja (rasejanja relativističkih elektrona na fotonima pozadinskog zračenja) odrediti koncentraciju relativističkih čestica, pa u kombinaciji sa radio-fluksom i H . Primena ovakvog načina je diskutabilna zbog konfuzije sa termalnim zakočnim zračenjem iz X-područja (Harris & Grindlay 1979). Sinhrotronsko zračenje takođe postoji i u optičkom i X-području i opisano je istim formula-
ma kao i u radio-području. Međutim, optička i X sinhrotronska zračenja zahtevaju vrlo jaka magnetna polja i relativističke čestice jako visokih energija (Ginzburg & Syrovatskii 1965). Kao takva ona se javljaju samo kod veoma malog broja "egzotičnih" ostataka supernovih (npr. Krab maglina), te nisu od velike koristi za statističko-empirijski pristup. Uzevši sve ovo u obzir, naše znanje o magnetnom polju u OS se temelji uglavnom na podacima iz radio-područja, uz korišćenje neophodnih pretpostavki. Prirodno je da ako želimo da proučavamo magnetno polje u što većem broju ostataka supernovih koristimo uzorke iz radio-područja uz primenu neke od neophodnih pretpostavki. Takav prilaz, opet, ima svojih problema. Uzorci su, iako najkvalitetniji mogući, i dalje opterećeni vrlo jakim selekcionim efektima. Što su slabiji selekcionni efekti to je korelacija između Σ i dijametra ostataka supernovih D kvalitetnija, pa je moguće dobiti kvalitetniju $H - D$ korelaciju. U radio-području je ipak moguće naći dovoljno dobre uzorke da bi dobijena $H - D$ relacija bila smisljena. Za razliku od optičkih i X-zraka, radio-talasi su najmanje osetljivi na apsorpciju i rasejanje u MZM. To im daje velike dužine koherencije, što, korišćenjem tehnike radio-interferometrije, daje najbolju rezoluciju od svih ostalih posmatračkih tehnika. To uveliko pomaže u detekciji ostataka supernovih. Za pouzdano statističko izučavanje empirijske $H - D$ relacije brojni i pouzdani uzorci su od ključne važnosti. Danas je taj



Slika 4: SKA (Square Kilometre Array) – radio-teleskop budućnosti.

uslov delimično ispunjen samo za uzorke u radio-području. Radio-teleskopi budućnosti (SKA, slika 4) bi trebalo da uveliko poboljšaju sadašnju situaciju.

3.2 Izračunavanje jačine magnetnog polja iz radio-sinhrotronske emisije

Dva najčešće korišćena načina za određivanje vrednosti jačine magnetnog polja iz radio-sinhrotronske emisije su:

- minimum ukupne energije

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{CR}} + E_H = \min, \quad (13)$$

gde indeksi CR i H respektivno označavaju kosmičke zrake i magnetno polje i

- račun jednakog učešća tj. jednaka podela između energija kosmičkih zraka i magnetnog polja

$$E_{\text{CR}} = E_H. \quad (14)$$

3.2.1 Klasičan način

Klasičan metod minimuma energije je do u detalje prezentovao Paholjčik (Pacholczyk 1970). Ako su E_1 i E_2 granične energije energetskog spektra ele-

elektrona, a $c_2 = (2e^4)/(3m_e^4c^7) = 2.37 \cdot 10^{-3}$ u CGS sistemu jedinica (konstanta koja je data u radu Paholjčika a gde su m_e i e masa i naelektrisanje elektrona, respektivno), iz jednačine za luminoznost:

$$L = - \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{dt} N(E) dE = N_0 c_2 H^2 \sin^2 \theta \int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma+2} dE, \quad (15)$$

i ukupnu energiju elektrona:

$$E_e = \int_{E_1}^{E_2} EN(E) dE = N_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma+1} dE, \quad (16)$$

eliminacijom N_0 , posle integracije, dobija se:

$$E_e = c_2^{-1} L (H \sin \theta)^{-2} \frac{(\gamma - 3)}{(\gamma - 2)} \frac{(E_1^{-\gamma+2} - E_2^{-\gamma+2})}{(E_1^{-\gamma+3} - E_2^{-\gamma+3})}. \quad (17)$$

Iz uglovne raspodele sinhrotronskog zračenja, za relativističke elektrone kod kojih se najviše energije zrači na višim harmonicima možemo uvesti kritičnu frekvenciju

$$\nu_c = c_1 H \sin \theta E^2 \quad (18)$$

kojom se zamene energije E_1 i E_2 . Ovde je $c_1 = (3e)/(4\pi m_e^3 c^5) = 6.27 \times 10^{18}$ takođe u CGS sistemu jedinica. Jednačina (18) omogućava da se umesto energije elektrona koji zrače na nekoj frekvenciji upotrebi ta ista frekvencija. Zamenom (18) u (17) dobija se:

$$E_e = c_2^{-1} c_1^{1/2} \tilde{c}(\alpha, \nu_1, \nu_2) (H \sin \theta)^{-3/2} L = c_{12}(\alpha, \nu_1, \nu_2) (H \sin \theta)^{-3/2} L, \quad (19)$$

gde je $c_{12}(\alpha, \nu_1, \nu_2)$ još jedna konstanta koja zavisi i od spektralnog indeksa $\alpha = -(1 - \gamma)/2$. Ukupna energija unutar ostatka supernove je:

$$E_{\text{tot}} = E_e + E_p + E_H, \quad (20)$$

gde su E_p i

$$E_H = (H^2 f R^3)/6, \quad (21)$$

energije "teških" čestica (protona) i magnetnog polja, respektivno. Dalje se pretpostavlja da su energetske spektri protona i elektrona međusobno paralelni u delu energetskog spektra iz koga potiču oni elektroni koji zrače unutar intervala (ν_1, ν_2) (slika 5). Ovu aproksimaciju su u svom radu detaljno razmotrili Bek i Krause (Beck & Krause 2005, u daljem tekstu BK). Obično se uzima da je $\nu_1 = 10^7$ Hz, a $\nu_2 = 10^{11}$ Hz. To bi, na osnovu jednačine (18), za jačinu magnetnog polja od 1 mG respektivno odgovaralo vrednostima

od približno -1.5 i 0.5 na horizontalnoj osi slike 5. Pod pretpostavkom paralelnosti, ukupna energija kosmičkih zraka bi iznosila $(1 + k)E_e$, gde k predstavlja odnos E_p/E_e . Dobija se:

$$E_{\text{tot}} = (1 + k)c_{12}H^{-3/2}L + \frac{H^2 f R^3}{6}. \quad (22)$$

Računanjem nule prvog izvoda za funkciju $E_{\text{tot}}(H)$ dobija se minimum za:

$$H = 36^{2/7}(1 + k)^{2/7}c_{12}^{2/7}f^{-2/7}D^{-6/7}L^{2/7}. \quad (23)$$

Ovakav metod za izračunavanje H naziva se metod **minimума energije**. Imajući u vidu tačnost dobijenih vrednosti za H Paholjčik je poistovetio $H \sin \theta$ i H . Uočljivo je da funkcija $E_{\text{tot}}(H)$ ima nulu prvog izvoda u tački

$$E_H = \frac{3}{4}E_{\text{CR}}. \quad (24)$$

Računom jednakog učešća, korišćenjem (21), (19) i (14) dobija se:

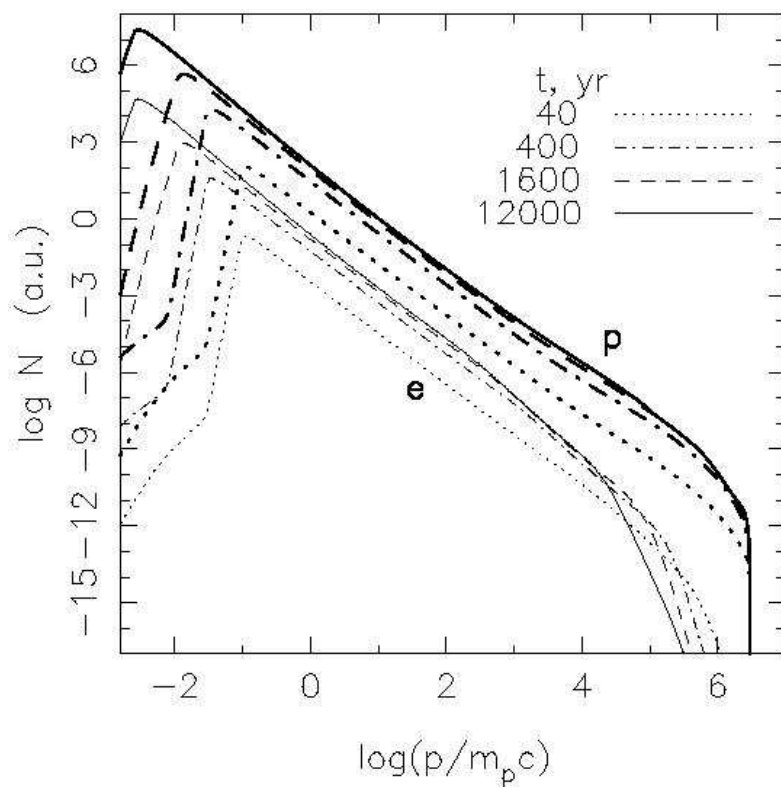
$$H = 48^{2/7}(1 + k)^{2/7}c_{12}^{2/7}f^{-2/7}D^{-6/7}L^{2/7}. \quad (25)$$

Zbog jednačina (24) i (14) (činjenice da se $3/4$ i 1 razlikuju za $1/4$), imajući na umu tačnost upotrebljenih metoda za računanje H , računi minimuma energije i jednakog učešća se često poistovećuju (BK). Oba metoda daju vrednosti za jačinu magnetnog polja koje se razlikuju do na konstantu i oba se koriste u naučnoj praksi. U ovom radu korišćen je račun jednakog učešća. Za sad nema direktnih dokaza da aproksimacija jednakog učešća ne važi kod ostataka supernovih. U prilogu ovog rada nalazi se programski kod, pisan u programskom jeziku C, koji je služio za izračunavanje jačina magnetnog polja. Vrednosti dobijene klasičnim računom jednakog učešća prikazane su u tabeli 1.

3.2.2 Revidiran račun jednakog učešća

Revidiran račun jednakog učešća razvijen je u radu BK. Autori rada prvo ističu tri mane klasičnog metoda za izračunavanje jačine magnetnog polja:

1. Jednačina (11) koristi emisivnost ($\varepsilon \sim (L/D^3)$) usrednjenu po zapremini izvora. Iz (25) se vidi da je $L \propto H^{7/2}$, što govori da većina srednje emisivnosti potiče iz delova izvora sa jakim magnetnim poljem. Zbog toga je dobijeno magnetno polje veće od svoje prosečne vrednosti unutar izvora.



Slika 5: Simulirani spektar kosmičkih zraka za kinetičku energiju od $E = 10^{51}$ erg materijala izbačenog u eksploziji i gustinu okolne sredine od $N_H = 0.3 \text{ cm}^{-3}$. Spektar protona označen je širokim, a elektrona tankim linijama za različite vremenske trenutke u evoluciji ostatka supernove. Slika je uzeta iz rada Berezhko & Völk 2004.

2. Korišćenje granica integracije ν_1 i ν_2 unosi dodatnu grešku. Zaista, ako znamo da je frekvencija na kojoj jedan relativistički elektron, sinhrotronski emituje najviše energije $\nu_{\max} = 0.29\nu_c$ (Longair 1994, strana 224), na osnovu (18), veliki doprinos emisiji na frekvencijama između ν_1 i ν_2 daće i elektroni nižih energija od onih koje prema (18) odgovaraju intervalu (ν_1, ν_2) , a greška će zavistiti od jačine magnetnog polja. Zbog toga što granice integracije u jednačinama (15) i (16) zavise od H , klasičan račun jednakog učešća formalno nije tačan.
3. Pretpostavljeno je da se veličina k ne menja sa energijom. To je posmatranjima moguće potvrditi samo na uskom delu energetskog spektra (slika 5). Veliko je pitanje da li i protoni i elektroni trpe iste energetske gubitke duž celog energetskog spektra. Zbog toga se procene jačine magnetnog polja pomoću klasičnog računa jednakog učešća smatraju dosta grubim.

Glavno poboljšanje revidiranog metoda u odnosu na klasični jeste da umesto odnosa energija teških i lakih relativističkih čestica (k) koristi odnos njihovih koncentracija K . Integracija se, umesto po energijama koje zrače čestice (spektru zračenja), viši po energetskom spektru (raspodeli) samih čestica. Time se dobija formalno tačan metod i do neke se uklanjaju nedostaci navedeni pod tačkom 3. Što se tiče tačke 1, BK su koristili, umesto usrednjene emisivnosti, intenzitet zračenja usrednjen po dužini puta kroz izvor duž vizure na kojoj se taj intenzitet meri. U ovom radu se ipak, pri primeni metoda revidiranog računa jednakog učešća, koristi usrednjena emisivnost. Razlog je što se u korišćenim uzorcima većina ostataka supernovih vide kao tačkasti objekti pa ne postoji mogućnost mapiranja njihovog intenziteta. Takođe, morfološki gledano, realno je očekivati da ostaci supernovih u većoj ili manjoj meri odstupaju od homogenog i sferno-simetričnog ljuskastog modela. Zbog toga, procene prosečnih vrednosti magnetnog polja unutar ostataka supernovih koje su dobijene u ovom radu korišćenjem revidiranog računa jednakog učešća, najverovatnije su veće nego stvarne vrednosti. Procena odstupanja je jako teška zbog nepoznavanja morfologije ostataka supernovih u uzorcima. Za potrebe ovog rada egzaktno vrednosti jačine magnetnog polja nisu od ključne važnosti i procene na nivou reda veličine su sasvim dovoljne.

Da bi se izračunala ukupna gustina energije relativističkih čestica potrebno je da se integrali njihov energetski spektar. Najveći deo energije odlazi na protone. Njihova gustina energije se može dobiti iz

$$\epsilon_p \cong \int_{E_1}^{E_p} n_{p,0} (E_p/E_0)^{-\gamma_p} E dE + \int_{E_p}^{E_2} n_{p,0} E_0 (E/E_0)^{1-\gamma_p} E dE. \quad (26)$$

Veličina $E_p = 938.28 \text{ MeV} = 1.5033 \times 10^{-3} \text{ erg}$ predstavlja energiju mirovanja protona, $E_1 = 10 \text{ keV}$ je granica ispod koje se čestice ne ubrzavaju, E_0 je energija normalizacije i u CGS sistemu koji je ovde korišćen iznosi 1 erg, $n_{p,0}$ predstavlja koncentraciju protona energije E_0 ($n_p(E) \cong n_{p,0}(E_p/E_0)^{-\gamma_p} dE$ za $E_1 < E < E_p$), a γ_p je energetski spektralni indeks za protone. Energija $E_2 = 3 \times 10^{15} \text{ eV} = 4807 \text{ erg}$ je, na osnovu dosadašnjeg znanja, gornja granica do koje su ostaci supernovih u stanju da ubrzavaju kosmičke zrake (Vink 2004). Preko ove energije udarni talasi ostataka supernovih, za koje se smatra da ubrzavaju čestice Fermijevim mehanizmom prvog reda, skoro uopšte nisu u stanju da ubrzavaju čestice. To je zbog toga što karakteristične skale dužine visokoenergetskih čestica (npr. Larmorov radijus) prevazilaze prostorne dimenzije sistema za ubrzavanje (visokoenergetske čestice "ne vide" udarni talas). Integracijom jednačine (26) dobija se

$$\epsilon_p \cong n_{p,0} E_0^2 \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{E_2}{E_p} \right), \quad \gamma_p = 2 \quad (27)$$

i

$$\epsilon_p \cong n_{p,0} E_0^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{E_0}{E_p} \right)^{\gamma_p-2} + \frac{1}{2-\gamma_p} \left[\left(\frac{E_0}{E_2} \right)^{\gamma_p-2} - \left(\frac{E_0}{E_p} \right)^{\gamma_p-2} \right] \right\}, \quad \gamma_p \neq 2. \quad (28)$$

Radi jednostavnosti i preciznosti može se uvesti aproksimacija jednakosti gustine energije kosmičkih zraka i gustine energije protona:

$$\epsilon_{\text{CR}} \cong \epsilon_p. \quad (29)$$

Ovakva aproksimacija se opravdava velikim energetskim gubicima elektrona usled njihovog jakog sinhrotronskog zračenja. Ti gubici uzrokuju da energetski spektar elektrona bude strmiji od energetskog spektra protona (videti visokoenergetski deo spektra na slici 5). Šta više, moguće je, da je greška u određivanju gustine energije kosmičkih zraka, ako zanemarimo doprinos elektrona, manja od greške u slučaju pretpostavke paralelnosti energetskih spektara elektrona i protona.

Za sinhrotronsku luminoznost koristimo jednačinu:

$$L_\nu = 4\pi c_2 (\gamma_e) n_{e,0} E_0^{\gamma_e} f V (\nu/2c_1)^{(1-\gamma_e)/2} H_\perp^{(\gamma_e+1)/2}. \quad (30)$$

Jednačina (30) je nešto izmenjeni oblik jednačine (A15) iz apendiksa A u radu BK. Umesto intenziteta koristi se luminoznost iz razloga koji su navedeni gore, a odnose se na tačku 1. Veličine koje u indeksu imaju "e" odnose se na karakteristike elektrona, dok indeks "p" označava da se radi o protonima.

Veličina H_{\perp} je jačina magnetnog polja u ravni tangentno postavljenoj na nebesku sferu, a V predstavlja zapreminu ostatka supernove. Konstanta c_2 je isto što i konstanta c_5 u radu Paholjčika (Pacholczyk 1970). Imajući u vidu (29), zamenom $n_{e,0}$ iz (30) u (27) i (28), uvodeći pri tom $K = n_{p,0}/n_{e,0}$ dobija se:

$$\epsilon_{\text{CR}} = KA(\gamma_p, L_{\nu}, \nu, V, f, i)H^{-\frac{\gamma_p+1}{2}}C(\gamma_p, E_2), \quad (31)$$

gde je:

$$A(\gamma_p, L_{\nu}, \nu, V, f, i) = \frac{L_{\nu}}{4\pi fV} \frac{(\nu/(2c_1))^{(\gamma_p-1)/2}}{c_2(\gamma_p)E_0^{\gamma_p}c_4(i)} \quad (32)$$

i

$$C(\gamma_p, E_2) = E_0^2 \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{E_2}{E_p} \right), \quad \gamma_p = 2, \quad (33)$$

$$C(\gamma_p, E_2) = E_0^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{E_0}{E_p} \right)^{\gamma_p-2} + \frac{1}{2-\gamma_p} \left[\left(\frac{E_0}{E_2} \right)^{\gamma_p-2} - \left(\frac{E_0}{E_p} \right)^{\gamma_p-2} \right] \right\}, \quad \gamma_p \neq 2. \quad (34)$$

Veličina $c_4(i)$ predstavlja odnos $H_{\perp}^{(\gamma_p+1)/2}/H^{(\gamma_p+1)/2} = [\cos(i)]^{(\gamma_p+1)/2}$, gde je i ugao inklinacije između magnetnog polja i ravni tangentne na nebesku sferu. Zbog nepoznavanja morfologije ostataka supernovih u korišćenim uzorcima, imajući u vidu tačnost procene H , pretpostavimo da je magnetno polje unutar ostataka supernovih u potpunosti turbulentno i da ima izotropnu uglovnu raspodelu u tri dimenzije. To za posledicu daje $c_4(i) = (2/3)^{(\gamma_p+1)/2}$. Primenom pretpostavke jednakog učešća ($\epsilon_{\text{CR}} = \epsilon_H$) konačno se dobija:

$$H = [8\pi KA(\gamma_p, L_{\nu}, \nu, V, f, i)C(\gamma_p, E_2)]^{\frac{1}{\alpha+3}}. \quad (35)$$

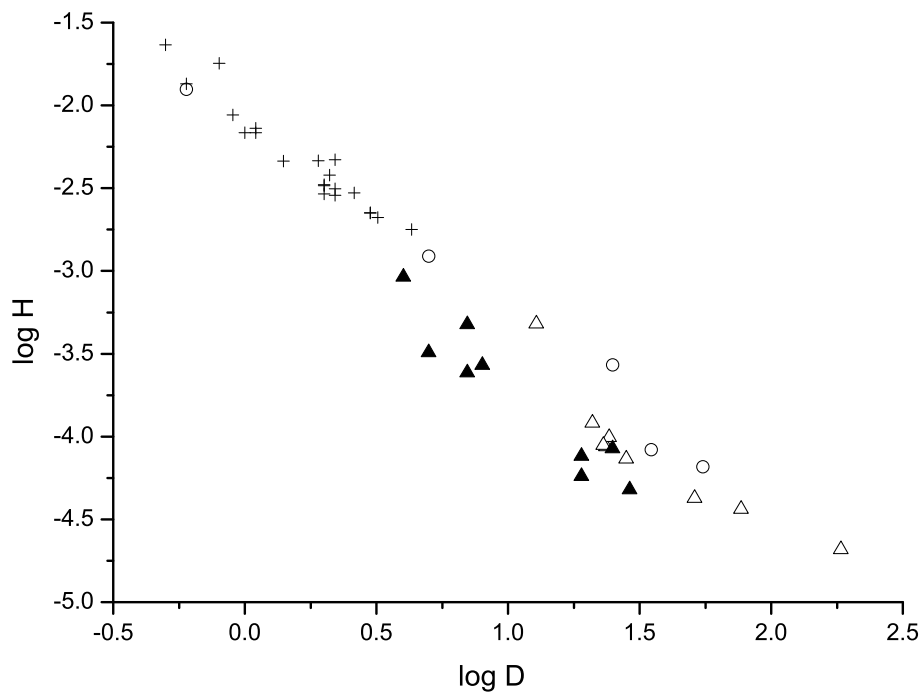
Vrednosti za H su računane, takođe, programom koji je dat u prilogu. Pri tom je korišćeno $K = (E_p/E_e)^{(\gamma-1)/2}$ i $\gamma = \gamma_p$ (videti apendiks A u BK). Rezultati su prikazani u tabeli 1.

3.3 Diskusija dobijenih vrednosti za jačinu magnetnog polja

Prema radu Arbutine i Uroševića (2005), OS podeljeni u grupe (MC, M82, O, B) formiraju paralelne trake u $\Sigma - D$ ravni. Ako je gustina okolne sredine veća, ostatak supernove je sjajniji (ima veću luminoznost). To znači da bi ostaci supernovih sa istim dijametrom trebalo da imaju različite luminoznosti ako je gustina sredine u kojoj evoluiraju različita. Zbog toga, prema jednačini (35), OS koji evoluiraju u gušćoj sredini bi trebalo da imaju jače magnetno polje od onih OS koji imaju isti dijametar a evoluiraju u sredini manje

gustine. Sa slike 6. se vidi da su OS koji evoluiraju u sredinama velike gustine (M82, O, MC) približno grupisani u jednu traku u $H - D$ ravni. Balmer-dominantni ostaci supernovih, koji evoluiraju u sredini manje gustine, formiraju drugu traku koja leži ispod već pomenute. Zbog velike disperzije i nepotpunih uzoraka, bilo kakvo statističko proučavanje traka bi za sad trebalo izbegavati. Jedini zaključci koji se donose su kvalitativne prirode. Na slici 6. se takođe vidi da revidirani račun jednakog učešća ne menja $L_\nu - D$ evolutivnu sliku. To je veoma pogodno za procenu pouzdanosti dobijenih vrednosti za jačinu magnetnog polja u M82 uzorku. Jasno je (sa slike 6) da su vrednosti za H u ostacima supernovih iz M82 konzistentne sa vrednostima za MC i O ostatke supernovih. Svi oni evoluiraju u sredinama velike gustine i shodno tome, verovatno imaju slične $H - D$ evolutivne sheme. Njihove vrednosti za H su, prema radu Arbutine i Uroševića (2005), različite u poređenju sa vrednostima Balmer-dominantnih ostataka supernovih. Pošto pulsari u M82 još uvek nisu detektovani, jedini argument koji govori u prilog tome da OS iz M82 ne sadrže pulsare je njihov prosečni spektralni indeks koji iznosi 0.6. Naravno, mogućnost da neki od ostataka supernovih iz M82 uzorka sadrže pulsare ne bi trebalo tako lako odbaciti. Za sad jedino se može čekati na napredak posmatračke tehnike i moguće detekcije pulsara u M82. Vrednosti za H koje su pronađene u literaturi za Galaktičke ostatke supernovih i neke ostatke supernovih iz Velikog Magelanovog Oblaka koji ulaze u sastav upotrebljenih uzoraka poređene su sa vrednostima za H koje je dao revidiran račun jednakog učešća. Vrednosti iz literature su određene nezavisno, drugim metodama. Slaganje ovih vrednosti za Galaktičke OS i OS iz Velikog Magelanovog Oblaka, na osnovu konzistentnosti sa slike 6, može da posluži kao procena pouzdanosti vrednosti za H u OS iz M82 koje su dobijene računom jednakog učešća.

I klasičan i revidiran račun jednakog učešća sadrže razne neodređenosti i pretpostavke, zbog čega je njihova primena ograničena (BK). Iz tabele 1. se vidi da su dobijene vrednosti za H veće od onih nađenih u literaturi. Takve precenjene vrednosti su verovatno posledica korišćenja L_ν umesto I_ν (BK). Pretpostavke vezane za f , K i i u jednačinama revidiranog računa jednakog učešća nisu od velikog značaja za vrednosti za H zbog male vrednosti $1/(\alpha + 3)$ eksponenta. Zbog korišćenja L_ν umesto I_ν veličina precenjenih vrednosti je pod jakim uticajem morfologije ostataka supernovih i shodno tome varira od jednog do drugog ostatka supernove (tabela 1). Na osnovu tabele 1. može se usvojiti da su izračunate vrednosti za H u proseku dvostruko veće od vrednosti nađenih u literaturi. Ako navedeni zaključak povežemo sa komentarom slike 6, navedenim u prethodnom paragrafu, sledi da su računane vrednosti za H u ostacima supernovih iz M82 tačne do na red veličine. To bi značilo da se u M82 zaista nalaze ostaci supernovih sa magnetnim poljima čije



Slika 6: Jačine magnetnog polja dobijene revidiranim računom jednakog učešća u $\log H - \log D$ ravni. Ostaci supernovih su predstavljeni: krstovima (M82), praznim krugovima (bogati kiseonikom), praznim trouglovima (Galaktički ostaci supernovih asociirani sa džinovskim molekularnim oblacima), punim trouglovima (Balmer-dominantni ostaci supernovih).

jačine idu i do 10^2 G. Naravno, sve ovo bi trebalo uzeti sa velikom rezervom za slučaj da su neki ostaci supernovih iz M82 tipa PWN.

3.3.1 Međuzvezdano magnetno polje u M82

Kondon (Condon 1992) je procenio jačinu međuzvezdanog magnetnog polja u M82 od $\approx 100 \mu\text{G}$ na osnovu klasičnog računa minimuma energije. Pri tom je smatrao da je centralni emisioni region galaksije M82 veličine $30'' \times 10''$ i najverovatnije deo 0.5 kpc. Hargrejev (Hargrave 1974) je procenio dimenzije centralnog emisionog regiona u M82 na $50'' \times 15''$. Koristeći revidiran račun jednakog učešća za prosečnu jačinu međuzvezdanog magnetnog polja u centralnom emisionom regionu M82 dobija se $\approx 190 \mu\text{G}$. Pri tom je upotrebjeno $S_{1.4 \text{ GHz}} = 8.2 \text{ Jy}$ i $\alpha = 0.68$ (Klein et al. 1988). Pretpostavljeno je da je $f = 1$ i da M82 zrači uglavnom iz svog centralnog, sfernog regiona, od $\approx 500 \text{ pc}$ u dijametru. Ova procena je gruba i trebalo bi je prihvatiti sa rezervom. Ipak, ova vrednost za jačinu magnetnog polja je među najvećima, prilikom poređenja sa vrednostima iz drugih galaksija. To ukazuje da se MZM u M82 sastoji uglavnom od veoma gustih molekularnih oblaka. To se slaže sa visokim vrednostima za H u ostacima supernovih iz M82 što ide u prilog tome da je uzrok njihove jake sinhrotronske emisije, uglavnom, vrlo gusta evolutivna okolina, a ne pulsari koji bi potencijalno mogli da se nađu unutar tih ostataka supernovih.

Vrednosti za H koje idu i do 10 mG u ostacima supernovih, ukazuju da je međuzvezdano magnetno polje značajno pojačano u odnosu na prosečnu vrednost od $100 - 200 \mu\text{G}$. Pojačanje iznosi $\approx 10^2$ puta. Slična vrednost se dobija simuliranjem evolucije udarnog talasa ostatka supernove upotrebom Monte Karlo tehnike za gustinu međuzvezdane sredine od 1 cm^{-3} (Vladimirov et al. 2006).

4 Evolucija magnetnog polja u ostacima supernovih

4.1 Kratak istorijat $H - D$ zavisnosti

Šklovski (Shklovsky 1960) je prvi teorijski opisao sinhrotronsku emisiju iz sferne magline koja se širi. Pretpostavio je da, tokom širenja, struktura magnetnog polja ostaje nepromenjena. To za posledicu ima da fluks magnetnog polja ostaje konstantan i da je $H \propto D^{-2}$. Leke (Lequeux 1962) je primenio teoriju Šklovskog na ostatke ljuskastog tipa, što je dovelo do $H \propto (l \times D)^{-1}$, gde $l \propto D$ predstavlja debljinu ljuske. Pored svega ovoga,

Tabela 1: Podaci ¹ za OS i rezultati za H

Ime ostatka supernove	Tip ²	D (pc)	S_1 (mJy)	α	Daljina (kpc)	H^{eqp} ³ (G)	$H_{\text{rev}}^{\text{eqp}}$ ⁴ (G)	H_1 ⁵ (G)
M82 39.1+57.4	MC	0.9	8.28	0.50	3900	6.03E-03	8.76E-03	—
M82 39.4+56.1	MC	3.23	4.25	0.58	3900	1.68E-03	2.10E-03	—
M82 39.6+53.4	MC	2.65	2.68	0.45	3900	1.74E-03	2.96E-03	—
M82 40.6+56.1	MC	3.02	4.97	0.72	3900	1.94E-03	2.24E-03	—
M82 40.7+55.1	MC	1.93	15.56	0.58	3900	3.78E-03	4.64E-03	—
M82 41.3+59.6	MC	1.02	6.19	0.52	3900	4.99E-03	6.85E-03	—
M82 42.7+55.7	MC	4.30	6.10	0.71	3900	1.51E-03	1.78E-03	—
M82 42.8+61.3	MC	1.97	3.58	0.63	3900	2.47E-03	2.92E-03	—
M82 43.2+58.4	MC	1.05	12.61	0.66	3900	6.11E-03	6.83E-03	—
M82 43.3+59.2	MC	0.60	29.54	0.68	3900	1.27E-02	1.35E-02	—
M82 44.3+59.3	MC	1.96	5.46	0.64	3900	2.80E-03	3.27E-03	—
M82 44.5+58.2	MC	2.25	3.55	0.50	3900	2.16E-03	3.13E-03	—
M82 45.2+61.3	MC	1.12	19.54	0.67	3900	6.58E-03	7.28E-03	—
M82 45.3+65.2	MC	2.05	5.80	0.82	3900	2.96E-03	3.32E-03	—
M82 45.4+67.4	MC	2.23	5.01	0.67	3900	2.47E-03	2.86E-03	—
M82 45.8+65.3	MC	2.13	3.74	0.46	3900	2.30E-03	3.79E-03	—
M82 45.9+63.9	MC	2.22	4.25	0.41	3900	2.32E-03	4.70E-03	—
M82 46.5+63.9	MC	1.39	6.93	0.74	3900	4.18E-03	4.60E-03	—
M82 46.7+67.0	MC	2.95	4.39	0.76	3900	1.94E-03	2.25E-03	—
M82 41.9+58.0	MC	0.52	154.96	0.75	3900	2.38E-02	2.32E-02	—
M82 44.0+59.6	MC	0.79	54.89	0.48	3900	1.16E-02	1.80E-02	—
G 111.7-2.1 ^{na}	O	4.9	2.72×10^6	0.77	3.4	1.02E-03	1.23E-03	$5.5E-04$ ^a
G 260.4-3.4 ^{nb}	O	35.2	130×10^3	0.5	2.2	5.73E-05	8.32E-05	—
LMC 0525-69.6 ^{nc}	O	25	5800	0.7	55	2.07E-04	2.71E-04	$<4E-05$ ^b
SMC 0103-72.6	O	55	250	0.5	65	4.53E-05	6.58E-05	—
NGC 4449	O	0.6	20	0.75	4200	1.22E-02	1.25E-02	—
G 42.8+0.6	MC	76.8	3×10^3	0.5	11	2.51E-05	3.64E-05	—
G 78.2+2.1 nd	MC	20.9	340×10^3	0.5	1.2	8.34E-05	1.21E-04	—
G 84.2-0.8	MC	23.6	11×10^3	0.5	4.5	6.00E-05	8.71E-05	—
G 89.0+4.7 ^{ne}	MC	24.2	220×10^3	0.4	0.8	5.20E-05	9.87E-05	—
G 132.7+1.3 ^{nf}	MC	51.2	45×10^3	0.6	2.2	3.10E-05	4.24E-05	—
G 166.2+2.5 ^{ng}	MC	183.8	11×10^3	0.57	8	1.43E-05	2.08E-05	—
G 309.8+0.0	MC	23	17×10^3	0.5	3.6	6.11E-05	8.88E-05	—
G 315.4-2.3 ^{nh}	MC	28.1	49×10^3	0.6	2.3	5.45E-05	7.34E-05	—
G 349.7+0.2	MC	8.7	20×10^3	0.5	14.8	3.3E-04	4.80E-04	$3.5E-04$ ^c
G 4.5+6.8 ⁿⁱ	B	2.4	19×10^3	0.64	2.9	3.95E-04	4.97E-04	$2.15E-04$ ^a
G 120.1+1.4 ^{nj}	B	5	56×10^3	0.61	2.3	2.49E-04	3.21E-04	$3E-04$ ^a
G 327.6+14.6 ^{nk}	B	19	19×10^3	0.6	2.2	5.67E-05	7.62E-05	$1.6E-04$ ^a
LMC 0505-67.9 ^{nl}	B	19	9	0.5	55	3.96E-05	5.75E-05	—
LMC 0509-68.7 ^{nm}	B	7	1100	0.6	55	3.72E-04	4.75E-04	—
LMC 0509-67.5	B	7	70	0.5	55	1.68E-04	2.43E-04	—
LMC 0519-69.0	B	8	150	0.5	55	1.86E-04	2.70E-04	—
LMC 0548-70.4	B	25	100	0.6	55	6.29E-05	8.44E-05	—
SMC 0104-72.3	B	29	12	0.5	65	3.29E-05	4.78E-05	—

nastavlja se na sledećoj strani...

...nastavak tabele sa prethodne strane

¹ S_1 je gustina fluksa na 1 GHz. Za ostatke iz M82 uzete su vrednosti iz tabele A.1. u radu Urošević et al. (2005) pri čemu su gustine fluksa skalirane sa 1.4 na 1 GHz. Daljine do SMC i LMC su takođe uzete iz Urošević et al. (2005). Ostale vrednosti su iste kao u radovima Arbutina et al. (2004) i Arbutina & Urošević (2005), pri čemu su daljine nekih MC Galaktičkih ostataka uzete iz rada Grina (Green 2004) kao najnovije.; ² MC – ostaci supernovih asocirani sa velikim molekularnim oblacima, O – ostaci supernovih bogati kiseonikom, B – ostaci supernovih u čijem spektru dominiraju Balmerove linije; ³ jačine magnetnog polja dobijene klasičnim računom jednakog učešća; ⁴ jačine magnetnog polja dobijene revidiranim računom jednakog učešća; ⁵ jačine magnetnog polja iz literature; ^a Völk et al. (2005); ^b Dickel & Milne (1995); ^c Brogan et al. (2000); ^{na} Cas A; ^{nb} Pup A; ^{nc} N132 D; nd γ Cygni; ^{ne} HB 21; ^{nf} HB 3; ^{ng} OA 184; ^{nh} MSH14 – 63; ⁿⁱ Kepler; ^{nj} Tycho; ^{nk} SN 1006; ^{nl} DEM L71; ^{nm} N103 B.

Poveda i Volter (Poveda & Woltjer 1968) i Kesteven (Kesteven 1968) su dali svoje doprinose modelu ljuskastih ostataka supernovih. Pretpostavili su, respektivno, da se magnetno polje u ostatku supernove dobija kompresijom polja iz MZM (što je dalo $H = const$) i da se debljina ljuske ne menja tokom širenja (što daje $H \propto D^{-1}$). U teorijskoj interpretaciji sinhrotronskog zračenja iz OS Đurića i Sikvista (Duric & Seaquist 1986) koristi se $H \propto D^{-\delta}$ model evolucije magnetnog polja. Model je zasnovan na radovima Gala (Gull 1973) i Fedorenka (Fedorenko 1983). Na osnovu rezultata Gala, magnetno polje iz MZM je kompresovano i pojačano u konvektivnoj zoni ostatka supernove, da bi imalo potrebnu jačinu za stvaranje jake sinhrotronske emisije. Fedorenko je naveo da je $1.5 \leq \delta \leq 2.0$. Empirijski izvedena $H - D$ relacija, iz $L_\nu - D$ ($\Sigma - D$) relacije, je u radu Tagijeve iz 2002. godine (Tagieva 2002) sa $\delta = 0.8$. Tagieva je, koristeći formulu za sinhrotronsku emisiju iz rada Ginzburga (Ginzburg 1979) i Belov (Bell 1978ab) mehanizam ubrzavanja relativističkih čestica, dobila da je luminoznost ostatka supernove sa spektralnim indeksom $\alpha = 0.5$, $L_\nu \sim n_e v H^{1.5}$, gde je n_e koncentracija elektrona koji zrače termalno u X-području i nalaze se u blizini udarnog talasa, a v je brzina tog talasa. Fitujući uzorak od 14 ostataka supernovih (ljuskastih i kompozitnih) sa najpouzdanijim vrednostima za n_e i v , Tagieva je dobila $v \sim D^{-1.3 \pm 0.3}$ i $n_e \sim D^{-0.9 \pm 0.4}$. Kombinujući dobijene fitove sa $L_\nu \sim n_e v H^{1.5}$ i pri tom koristeći $\Sigma \sim D^{-2.38}$ relaciju (Case & Bhattacharya 1998) dobila je $\delta = 0.8$. Dobijeni rezultat je veoma opšteg karaktera i zbog toga bi ga trebalo uzimati sa rezervom. Pored toga što upotrebljen uzorak čini mešavina ljuskastih i kompozitnih ostataka supernovih, koji mogu imati različite evolutivne karakteristike, nije uzet u obzir uticaj sredine u kojoj se ostaci supernovih šire na evoluciju tih ostataka supernovih. Takođe, upotrebljena $\Sigma - D$ relacija je pod ozbiljnim uticajem selekcionih efekata (Urošević et al. 2005).

Rezultati rada na ovoj tezi su zasnovani na radu Vukotića i saradnika (2007) čiji je prethodnik rad Vukotića i saradnika iz 2006. godine.

4.2 Upotrebljen model evolucije

Imajući u vidu istorijske modele evolucije H navedene u prethodnoj sekciji, pretpostavljeni model evolucije H je:

$$H \propto D^{-\delta}. \quad (36)$$

Jednačina (36) predstavlja opšti oblik svih prethodno pomenutih modela evolucije. Određivanje parametra δ je glavna tema razmatranja u ovoj tezi. Do njega se može doći direktnim računanjem iz nagiba $L - D$ relacije ili $L_\nu - D$ relacije (sekcija 4.4.2) ili fitovanjem $H - D$ zavisnosti iz jednačine (36) na logaritamskoj skali (sekcija 4.4.1).

4.3 Evolutivne faze ostataka supernovih i evolucija magnetnog polja

Ako su OS mladi, u fazi slobodnog širenja ili u ranoj Sedovljevoj fazi, onda se oni šire skoro adijabatski zato što su gubici energije na zračenje zanemarivi. Pod pretpostavkom adijabatskog širenja (konzerviranja energije unutar kosmičkih zraka i magnetnog polja), $\frac{d}{dt}(E_{\text{tot}}) = 0$ i uslovom jednakog učešća ($\epsilon_{\text{CR}} = \epsilon_H$), gde veličine ϵ_{CR} i ϵ_H predstavljaju gustine energije kosmičkih zraka i magnetnog polja respektivno, dobija se da je $\delta = 1.5$. Zaista:

$$\frac{d}{dt}(E_{\text{tot}}) = \frac{d}{dt}(\epsilon_{\text{tot}}V) \propto \frac{d}{dt}(\epsilon_H V) \propto \frac{d}{dt}(H^2 D^3), \quad (37)$$

$$\frac{d}{dt}(E_{\text{tot}}) = 0 \implies H \propto D^{-3/2} \implies \delta = 1.5, \quad (38)$$

gde je ϵ_{tot} gustina ukupne energije. Odavde zaključujemo da OS u fazi slobodnog širenja ili ranoj Sedovljevoj fazi, imaju $\delta = 1.5$, pod uslovom da važi pretpostavka jednakog učešća.

S druge strane, ako su OS stariji, u kasnoj Sedovljevoj ili radijativnoj fazi, morali bi imati $\delta = 1.25$. Radijativna faza je okarakterisana nezanemarljivim gubicima energije na zračenje i u njoj se ostatak supernove širi sa brzinom $v \propto D^{-5/2}$ (engleski izraz, pressure-driven snowplow). Ako je $n_{e,0} \propto n_{p,0} \propto n_H v$ (Berezhko & Völk 2004), pod pretpostavkom jednakog učešća ($H^2 \propto n_{e,0}$), δ bi bilo $5/4 = 1.25$. Veličina n_H predstavlja koncentraciju vodonika.

Opšte je mišljenje da tokom ekspanzije OS znatno pojačavaju H iz MZM. Dva osnovna mehanizma pojačanja se mogu izdvojiti. Prvi je Rejli-Tejlorova

nestabilnost na kontaktnom diskontinuitetu između materijala koji izbacuju supernova i MZM preko koje je prešao udarni talas. Ovakav scenario daje $1.5 \leq \delta \leq 2.0$ (Fedorenko 1983). Kod mladih ostataka supernovih, starosti $\sim 10^2$ godina, konvektivna zona je blizu udarnog talasa (Gull 1973). Zbog toga su kosmički zraci, koji se ubrzavaju udarnim talasom, u mogućnosti da sinhrotronski zrače upravo u pojačanom magnetnom polju unutar konvektivne zone. Drugi mehanizam deluje odmah iza udarnog talasa, gde se magnetno polje veoma pojačava pobuđenim magnetohidrodinamičkim talasima. Magnetno polje pojačano ovim mehanizmom bi trebalo da bude značajnije za sinhrotronsko zračenje kod starijih ostataka supernovih zbog udaljavanja konvektivne zone od udarnog talasa.

4.4 Izračunavanje empirijskih vrednosti nagiba $H - D$ relacije

4.4.1 Fitovanje

Vrednosti za δ iz jednačine (36) mogu se dobiti fitovanjem (linearni fit metodom najmanjih kvadrata) u $\log H - \log D$ ravni. Parametar δ se pri tom dobija kao koeficijent pravca. Fitovane su vrednosti uzete iz tabele 1. za M82 uzorak, kao najkompletniji i najpouzdaniji. Fitovanjem vrednosti za H dobijenih iz klasičnog računa jednakog učešća dobijeno je $\delta = 1.26 \pm 0.08$. Fitovanjem vrednosti za H dobijenih iz revidiranog računa jednakog učešća dobijeno je $\delta = 1.19 \pm 0.08$.

4.4.2 $L_\nu - D$ korelacija

Kod klasičnog računa jednakog učešća iz jednačine (25) se dobija $H(D) \propto (D^{-3}L)^{2/7}$. Odatle imamo:

$$\delta = (-3 + s)\frac{2}{7}, \quad (39)$$

gde je s nagib $L - D$ relacije. Za slučaj revidiranog računa jednakog učešća dobija se:

$$\delta = \frac{-3 + s}{(\bar{\alpha} + 3)}, \quad (40)$$

gde $\bar{\alpha}$ predstavlja prosečan spektralni indeks ostataka supernovih u uzorku.

Imajući u vidu da V , $n_{e,0}$ i L_ν zavise od D dobija se:

$$H \propto \left(\frac{D^{s-3}}{n_{e,0}} \right)^{1/(\alpha+1)}, \quad (41)$$

gde je s nagib $L_\nu - D$ relacije. Za uzorak iz M82, dobijeno je $\delta = 1.26$ za klasičan račun jednakog učešća i $\delta = 1.22$ za revidiran račun jednakog učešća. Pri tom su za s korišćeni podaci iz tabele 2. Uzorci MC, O i B ne pokazuju dovoljan koeficijent korelacije, što računanje δ u njihovom slučaju čini besmislenim. Kvalitet pomenutih fitova prikazan je na slikama 7, 8, 9. i 10.

Dobijanje δ iz nagiba $L - D$ (odnosno $L_\nu - D$) relacije je mnogo brže i jednostavnije. Međutim, pomoću fitovanja mogu se dati odgovori na sledeća pitanja:

- Klasičan račun jednakog učešća: u radu Arbutine i saradnika (2004) dobijena je $L_\nu - D$ relacija, dok se u (25) koristi L . Kako na δ utiče korišćenje $L_\nu - D$ nagiba kod $L - D$ relacije?
- Revidiran račun jednakog učešća: kako upotreba $\bar{\alpha}$ utiče na δ ?

Odgovori su dati u sekciji 4.5.

4.4.3 Direktno računanje

Pošto je ovo izučavanje zasnovano na sinhrotronskoj luminoznosti OS u radio-području, magnetno polje ne može da se tretira odvojeno od relativističkih čestica. Ove dve karakteristike OS su veoma povezane zato što obe proizvode posmatrani spektar ostatka supernove, pa ne možemo da proučavamo jednu bez osvrta na drugu. To je samo po sebi jasno iz neophodnosti uvođenja pretpostavke o koncentraciji relativističkih čestica (npr. pretpostavka jednakog učešća). Koncentracija relativističkih čestica takođe evoluira sa dijametrom. Ako se uvede neka pretpostavka o evoluciji $n_{e,0}$ sa dijametrom, δ se može izračunati direktno iz formule (30), bez upotrebe pretpostavke o jednakom učešću. U tabeli 3. su prezentovane i diskutovane razne pretpostavke o evoluciji relativističkih čestica sa D i njihov uticaj na $H(D)$ evoluciju. Neke pretpostavke su samo ilustrativne i korišćene su kao pomoć u proceni efekta raznih shema evolucije na H . Ipak, pretpostavci jednakog učešća se daje najveća težina zato što je najčešće korišćena (OS, galaksije) i daje teorijski objašnjive rezultate.

Razmatraju se modeli koje je upotrebio Šklovski (1960) i pretpostavka o očuvanju energije kosmičkih zraka tj. adijabatsko širenje (Berezhko & Völk 2004). Respektivno, za $n_{e,0}$ se dobija

$$n_{e,0} \propto D^{-(2\alpha+3)} \quad (42)$$

i

$$n_{e,0} \propto D^{-3}. \quad (43)$$

Tabela 2: $L_\nu - D$ korelacija

uzorak ^a	r koeficijent korelacije	r^2 (%) kvalitet fita	s nagib $L_\nu - D$ relacije
M82	-0.80	64 %	-1.4 ± 0.3
O	-0.92	84 %	-1.3 ± 0.4
MC	-0.21	4 %	-0.3 ± 0.6
B	-0.62	38 %	-1.2 ± 0.6

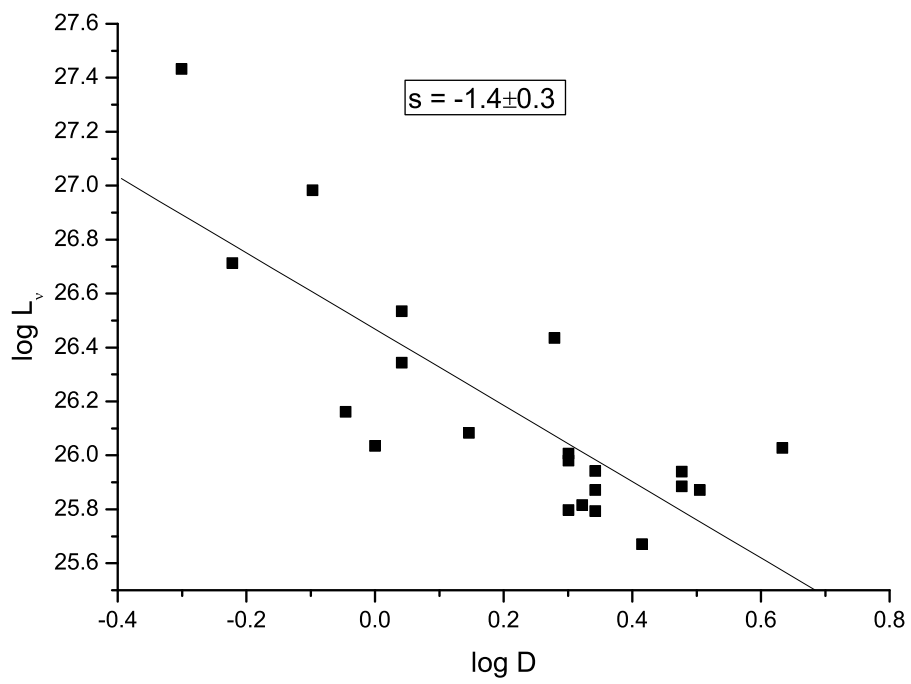
Oznake u ovoj koloni imaju isto značenje kao i u tabeli 1.

Zamenom (42) ili (43) u jednačinu (41) se mogu dobiti vrednosti za jačinu magnetnog polja skalirane do na konstantu, zbog proporcionalnosti u jednačinama (42) i (43).

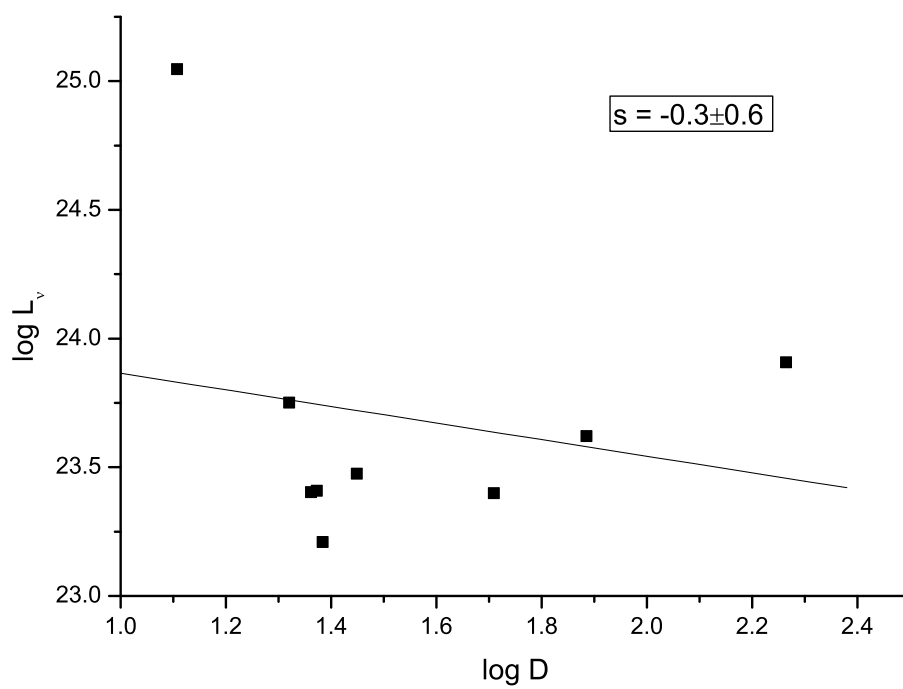
4.5 Diskusija

Proučavanjem tabele 2. jasno je da jedino ostaci supernovih iz galaksije M82 i ostaci supernovih bogati koseonikom pokazuju postojanje $L_\nu - D$ korelacije sa kvalitetima fita⁵ iznad 50 %. Uzorak ostataka supernovih bogatih kiseonikom, iako ima nešto bolji kvalitet fita od uzorka ostataka supernovih iz M82, pokazuje veću grešku za s a i vrlo je siromašan, budući da se sastoji od samo pet ostataka supernovih. Imajući sve ovo u vidu, kao jedini pouzdan uzorak upotrebljava se uzorak OS iz galaksije M82. Koeficijent korelacije, u slučaju M82 uzorka, je -0.82 za $L - D$ relaciju, a -0.8 za $L_\nu - D$ relaciju. To je i za očekivati zato što se pri računanju L , L_ν množi sa širinom intervala učestanosti. To dovodi do toga da, relativno, L tačke duž vertikalne ose budu manje međusobno udaljene od L_ν tačaka. Ipak, L_ν vrednosti se smatraju realnijim jer se do njih dolazi na neposredniji način. Za nagib $L - D$ relacije kod M82 uzorka, dobija se, u okviru greške, ista vrednost kao i za $L_\nu - D$ relaciju. Znajući to, korišćenje $L_\nu - D$ nagiba u kontekstu $L - D$ nagiba kod klasičnog računa jednakog učešća, neće imati vidljiv uticaj na δ . Šta više, dobijaju se iste vrednosti za δ u oba slučaja. Tome doprinosi i konstantan eksponent od 2/7 iz jednačine (25), koji ne zavisi od spektralnog indeksa pojedinačnih ostataka, kao što je slučaj kod revidiranog računa jednakog učešća. Zbog toga se vrednosti za δ dobijene iz revidiranog računa jednakog učešća razlikuju. Naime, eksponent u jednačini (35) nije konstantan već ima oblik $\alpha + 3$ i jednak je 2/7 za $\alpha = 0.5$. Vrednost eksponenta iz (35) za prosečni spektralni indeks $\alpha = 0.6$ (M82 uzorak) je 0.28. Ovakva vrednost

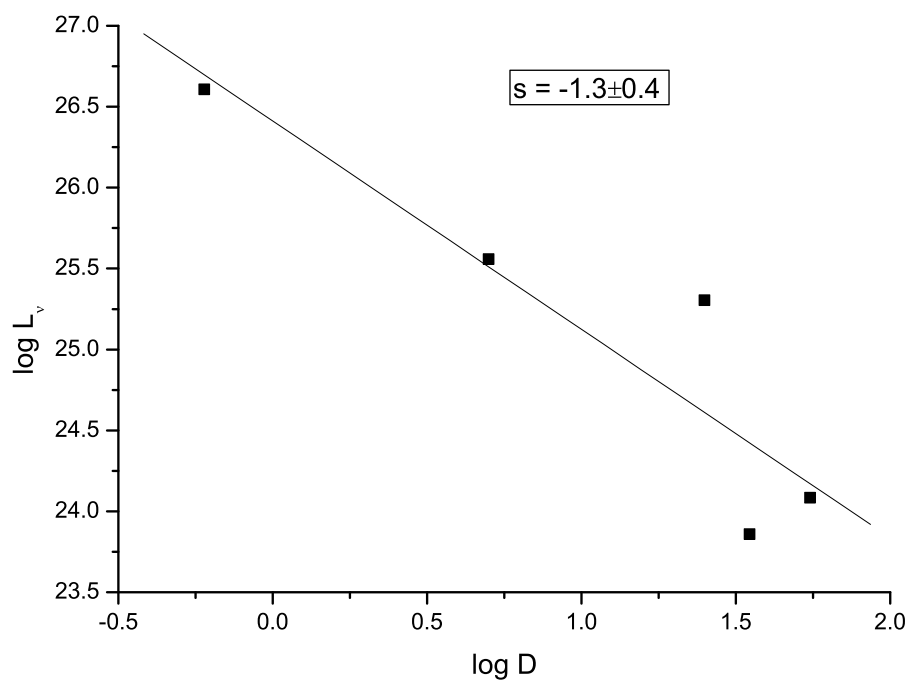
⁵Kvalitet fita se dobija kvadriranjem koeficijenta korelacije. Izražava se u procentima



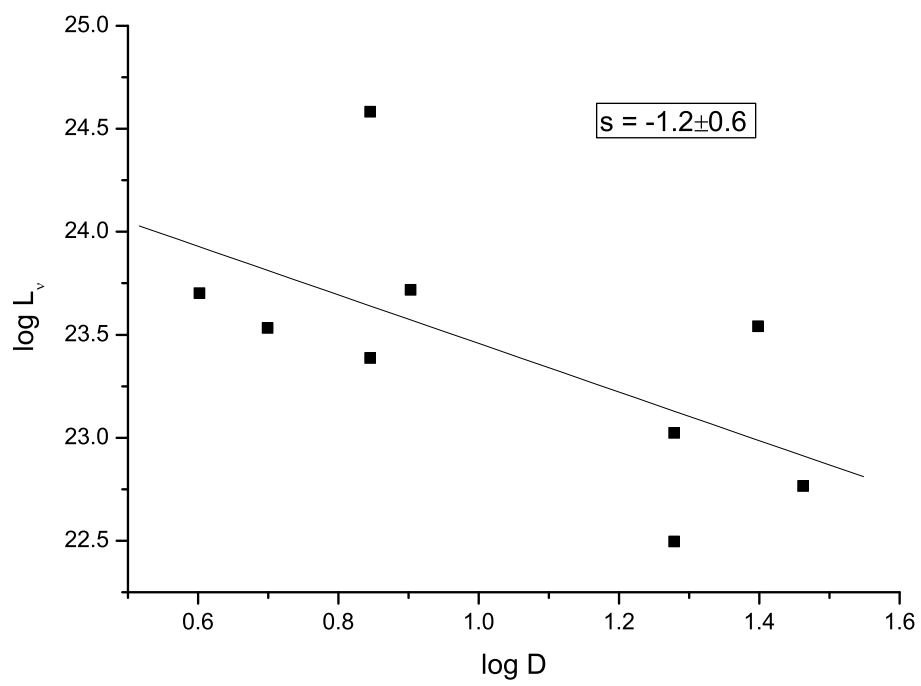
Slika 7: Ostaci supernovih iz galaksije M82.



Slika 8: Ostaci supernovih asocirani sa velikim molekularnim oblacima.



Slika 9: Ostaci supernovih bogati kiseonikom.



Slika 10: Balmer-dominantni ostaci supernovih.

ima za posledicu da pretpostavke koje ulaze u jednačinu (35), a odnose se na oblik ostataka supernovih, strukturu magnetnog polja, računanje energetskog spektra relativističkih čestica i dr, imaju mali uticaj na vrednosti za H , pa samim tim i δ . Veličine iz (35) koje ne zavise od D ili $\gamma = 2\alpha + 1$, uopšte ne utiču na vrednosti za δ u slučaju računanja iz nagiba $L_\nu - D$ relacije. Imajući u vidu gore navedeno, kao i slične vrednosti za δ , dobijene računima jednakog učešća, može se zaključiti da usvojene vrednosti parametara nemaju veliki uticaj na δ . Značajno mogu uticati samo na vrednosti za magnetno polje.

Značajan uticaj na δ jedino imaju pretpostavke učinjene u vezi sa evolucijom $n_{e,0}(D)$, što se vidi iz tabele 3. Takve vrednosti su date samo radi ilustracije jer su pretpostavke na koje se oslanjaju dosta grube. Zbog toga pretpostavka jednakog učešća ostaje i dalje najbolja moguća.

Uticaj na $H - D$ nagib može imati i promena spektralnog indeksa ostatka supernove sa gustinom sredine u kojoj se taj ostatak supernove širi. To je u svom radu ispitala Berkujsenova (Berkhuijsen 1986). U radu se navodi relacija između spektralnog indeksa i koncentracije čestica sredine u kojoj se ostatak supernove širi: $\alpha = (0.075 \pm 0.024) \log n_0 + (0.538 \pm 0.012)$. Na osnovu ove relacije, za koncentracije čestica u evolutivnim sredinama ostataka supernovih koje se kreću u intervalu $-2 \leq \log n_0 \leq 3$, dobija se da je interval u kome se kreću spektralni indeksi $0.4 \leq \alpha \leq 0.8$. Na osnovu jednačine (40), gde se u imeniocu razlomka α sabira sa 3, uticaj promene spektralnog indeksa na osnovu gustine sredine nije od velikog značaja. Zbog toga evolutivne trake sa slike 6. možemo i dalje smatrati paralelnim. U suprotnom bi donja evolutivna traka imala manji nagib od gornje. Takođe, prosečnom spektralnom indeksu od 0.6 za uzorak iz M82 odgovara koncentracija od 10 cm^{-3} . To se slaže sa vrednostima za sredinu u kojoj evoluiraju Galaktički MC ostaci supernovih. Ipak, izgleda da OS u M82 evoluiraju u sredinama nešto veće gustine (Arbutina & Urošević 2005). Međutim zbog velike disperzije u relaciji iz rada Berkujsenove pomenute gustine bi mogle da upadnu u granice grešaka.

Razmatrajući gore navedeno usvaja se da je za ostatke iz M82 $\delta \approx 1.2$. Pri tom je potrebno ograditi se od bilo kakvih definitivnih zaključaka. Usvojena vrednost trenutno izgleda kao najbolja moguća u odnosu na sve ostale. To ni u kom slučaju ne znači da je tačna, imajući u vidu nedovoljnu istraženost učinjenih pretpostavki.

Tablela 3. prikazuje nagibe $H - D$ relacije za ostatke supernovih iz M82.

Tabela 3: Nagib $H - D$ relacije

uzorak	klasičan račun	klasičan račun	revidiran račun	revidiran račun
	jednakog učešća	jednakog učešća	jednakog učešća	jednakog učešća
	$H - D$ ^a	$L_\nu - D$ ^b	$H - D$	$L_\nu - D$
M82	1.26 ± 0.08	1.26	1.19 ± 0.08	1.22
Teorijski rezultati za δ dobijeni pretpostavkom o $n_{e,0}(D)$ evoluciji.				
	Shklovsky (1960) ($n_{e,0} \propto D^{-(2\alpha+3)}$)			0.125
	Berezhko & Völk (2004) ($n_{e,0} \propto D^{-3}$)			0.875

^a δ dobijeno fitovanjem u $\log H - \log D$ ravni; ^b δ dobijeno direktno iz nagiba $L_\nu - D$ relacije.

4.6 Evolucija magnetnog polja u ostacima supernovih iz M82

Do sada je zaključeno da su vrednosti za δ pod jakim uticajem pretpostavki o evoluciji $n_{e,0}$. Takođe je rečeno i da su vrednosti za δ od 0.125 i 0.875 (tabela 3) samo ilustrativne. Model Šklovskog ima uglavnom istorijsko značenje zbog toga što ne razmatra mehanizme ubrzavanja čestica od strane udarnog talasa tokom evolucije ostatka supernove (čestice se jedino ubrzavaju prilikom eksplozije supernove). Zato, pretpostavka jednakog učešća ostaje kao najbolja.

Dobijena vrednost od $\delta \approx 1.2$ je nešto niža od teorijske vrednosti ($\delta = 1.5$), koja se dobija pod pretpostavkom jednakog učešća u adijabatskoj aproksimaciji. Ako su OS u M82 mladi, u fazi slobodnog širenja ili u ranoj Sedovljevoj fazi, onda razlika može da se objasni uticajem selekcionih efekata koji opterećuju M82 uzorak. Monte Karlo simulacija u radu Urošević et al. (2005) pokazuje da je mereni nagib vangalaktičke $\Sigma_\nu - D$ relacije blaži zbog selekcionih efekata vezanih za senzitivnost. Zbog toga je $\Sigma_\nu - D$ nagib, što je slučaj i sa $L_\nu - D$ nagibom, blaži od očekivanog. Blaži $L_\nu - D$ nagib daje manje δ . Imajući to u vidu može se reći da pretpostavka jednakog učešća važi u slučaju uzorka iz M82, jer se male razlike između teorijske i empirijske vrednosti za δ mogu objasniti uticajem selekcionih efekata.

Na osnovu kriterijuma za određivanje početka Sedovljeve faze (pomenutog u sekciji 2.1) i slike 11. može se grubo proceniti da li su OS iz M82 uzorka i u kojoj meri prešli iz faze slobodnog širenja u Sedovljevu fazu. Uobičajena masa izbačenog materijala (M_{ej}) za sada je poznata samo kod supernovih tipa Ia i iznosi približno jednu Sunčevu masu (masa belog patuljka koji počinje

deflagraciju ide i do $1.4M_{\odot}$ – Čandrasekarova granica). Za ostale tipove supernovih (tzv. kolapsirajuće supernove u koje npr. spadaju tipovi Ib, Ic i II), na osnovu analize mase neutronske zvezde i mase zvezde pretka, M_{ej} bi mogla da bude između $2M_{\odot}$ i $20M_{\odot}$ (Arbutina 2005). Procenjuje se da je supernova koja je eksplodirala 1987. u Velikom Magelanovom Oblaku, a koja se svrstava u supernove tipa II, izbacila oko $4M_{\odot}$ prilikom eksplozije (McCray 1993 i reference u tom članku) i to: više od $3M_{\odot}$ vodonika, između $0.24M_{\odot}$ i $1.6M_{\odot}$ kiseonika i oko $0.1M_{\odot}$ nikla, kobalta i gvožđa. Ostaci supernovih iz galaksije M82 su najverovatnije posledica zvezdorodne aktivnosti izazvane sudarom galaksije M82 sa galaksijom M81 koji se odigrao pre nekoliko desetina miliona godina. Kao takvi, većina od njih je najverovatnije nastala iz kolapsirajućih supernovih (Ib, Ic i II). Zvezde koje završavaju svoj život kao kolapsirajuće supernove žive milionima godina dok zvezde koje završavaju kao beli patuljci žive više milijardi godina. Zbog vremena koje je proteklo od sudara M81 i M82, a koje je kraće od života zvezda koje završavaju kao beli patuljci, ostaci supernovih u M82 su najverovatnije posledica kolapsirajućih supernovih koje su pri eksploziji izbacile i do $20M_{\odot}$ u okolni prostor.

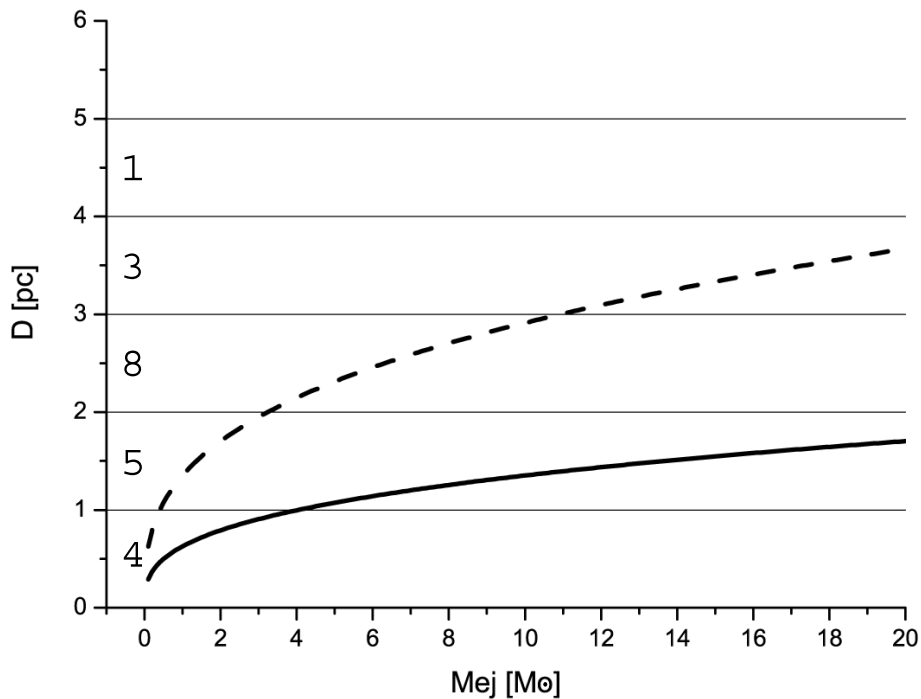
Na slici 11. prikazana je zavisnost dijametra prelaza iz faze slobodnog širenja u Sedovljevu fazu kao i raspodela po dijametrima ostataka supernovih iz M82. Dijametri su računati na osnovu odabranog kriterijuma prelaza iz jedne faze u drugu ($x = 3$ u jednačini (44)), koncentracije vodonika u okolnoj sredini u kojoj se ostatak širi (n_H) i mase izbačenog materijala. Pretpostavljeno je da se okolna sredina sastoji samo od vodonika. Iz

$$M_{sw} = xM_{ej} \quad (44)$$

dobija se:

$$D = 4.35 \sqrt[3]{\frac{xM_{ej}}{n_H}}, \quad (45)$$

gde je D u pc, M_{ej} u masama Sunca, n_H u cm^{-3} , a M_{sw} predstavlja masu materijala koji je prebrisao udarni talas i takođe se izražava u M_{\odot} . Konstanta 4.35 sadrži masu protona i konverzione faktore veličina iz jednačine (45). Na osnovu odabranog kriterijuma, bez obzira na masu izbačenog materijala, imamo osnova da smatramo da su četiri ostatka supernovih sa dijametrima manjim od 1 pc najverovatnije u fazi slobodnog širenja dok bi ostatak supernove sa dijametrom većim od 4 pc mogao biti u Sedovljevoj fazi. Preostalih 16 ostataka supernovih sa dijametrima između 1 i 4 pc su najverovatnije na prelazu između faze slobodnog širenja i Sedovljeve faze (u kasnoj fazi slobodnog širenja ili ranoj Sedovljevoj fazi zavisno od koncentracije sredine u kojoj se šire i mase materijala izbačenog u eksploziji supernove). Argumenti slike



Slika 11: Raspodela ostataka supernovih iz M82 po dijametrima i zavisnost dijametra prelaza između faze slobodnog širenja i Sedovljeve faze u zavisnosti od mase izbečenog materijala. Puna široka linija odgovara koncentraciji vodonika u okolnoj sredini od 1000 cm^{-3} , a isprekidana 100 cm^{-3} . Za kriterijum prelaza je uzeto da je masa MZM preko koje je prešao udarni talas tri puta veća od mase materijala izbačenog u eksploziji supernove. Broj ostataka iz M82 uzorka sa dijametrima u intervalima ograničenim tankim horizontalnim linijama predstavljen je brojevima sa desne strane vertikalne ose.

11. idu u prilog tačnosti pretpostavke jednakog učešća i uticaja selekcionih efekata na nagib $H - D$ relacije.

S druge strane, $\delta = 1.2$ može značiti da nisu svi ostaci supernovih iz M82 u stanju jednakog učešća. Ako su, na primer veći ostaci supernovih, u kasnoj Sedovljevoj fazi gde magnetno polje ostaje konstantno (Berezhko & Völk 2004), empirijsko δ bi predstavljalo kompromis između vrednosti 0 i 1.5.

Evolutivni status ostataka supernovih, još uvek, ostaje velika nepoznanica. Ostaci iz M82 mogu biti u fazi slobodnog širenja isto kao što mogu biti u Sedovljevoj ili čak radijativnoj fazi. Ševalje i Franson (Chevalier & Fransson 2001) su predložili da ostaci supernovih iz M82 mogu biti i u radijativnoj fazi zato što evoluiraju u gustim sredinama. U tom slučaju, $\delta = 1.25$ je blizu empirijske vrednosti. Ovaj scenario, kao i ostali, još uvek nema dobru empirijsku podršku.

5 Zaključak

U ovom radu je prezentovan i diskutovan metod za određivanje evolutivne sheme magnetnog polja u ostacima supernovih samo na osnovu uzoraka radio-luminoznosti. Za sada jedino takvi uzorci omogućavaju statističko i empirijsko proučavanje evolutivnih karakteristika ostataka supernovih. Najbolji uzorak, trenutno, jeste uzorak ostataka supernovih iz galaksije M82. Ostaci supernovih iz M82 izgleda evoluiraju u sredinama sličnih karakteristika i nisu pod ozbiljnim uticajem selekcionih efekata. Zaključci su sledeći:

- a) Da bi se izračunale vrednosti za jačinu magnetnog polja pomoću revidiranog računa jednakog učešća, neophodno je bilo učiniti nekoliko pretpostavki. Jedini značajan efekat na vrednosti za H u revidiranom računu jednakog učešća, vezano za pretpostavke, dolazi od upotrebe jednačina koje koriste L_ν umesto jednačina koje koriste I_ν . Ostale pretpostavke, o energetskom spektru relativističkih čestica, orijentaciji magnetnog polja i veličini emisije zone ostatka supernove imaju manji uticaj. Dobijene vrednosti za H , na osnovu poređenja sa vrednostima nađenim u literaturi koje su pouzdanije, su najverovatnije precenjene približno dvostruko u odnosu na stvarne vrednosti. Zaključak je da su dobijene vrednosti za jačinu magnetnog polja, čak i one za ostatke iz M82, tačne do na red veličine. Ostaci supernovih značajno pojačavaju međuzvezdano magnetno polje.
- b) Na vrednosti za nagib $H - D$ relacije najviše utiču pretpostavke o evoluciji koncentracije relativističkih elektrona sa dijametrom. Za sada

je najopravdanije koristiti pretpostavku jednakog učešća. Vrednost od $\delta \approx 1.2$, izračunata pod pretpostavkom jednakog učešća, je direktna posledica nagiba $L_\nu - D$ relacije i kao takva ima razumno teorijsko objašnjenje. Sve učinjene pretpostavke ne menjaju evolutivnu sliku iz $L_\nu - D$ ravni kad se ista posmatra u $H - D$ ravni. To znači da je dobijena empirijska vrednost za δ najverovatnije pouzdana.

- c) Da bi se odgovorilo da li za OS iz M82 važi pretpostavka jednakog učešća, empirijski dobijena vrednost za δ iz nagiba $L_\nu - D$ relacije je poređena sa teorijskim vrednostima. Dobijena vrednost najverovatnije je objašnjiva na osnovu sledeća dva scenarija:
- i) Mala razlika između $\delta = 1.5$ (dobijeno teorijski pod pretpostavkom jednakog učešća u adijabatskoj aproksimaciji) i $\delta \approx 1.2$ (dobijeno empirijski iz nagiba $L_\nu - D$ relacije pod pretpostavkom jednakog učešća) može da se objasni uticajem selekcionih efekata senzitivnosti koji utiču na uzorak OS iz M82. Na taj način se opravdava polazna pretpostavka o jednakom učešću i zaključuje da su ostaci supernovih u M82 najverovatnije blizu stanja jednake podele energije između magnetnog polja i kosmičkih zraka.
 - ii) Pretpostavka jednakog učešća možda ne važi za sve OS, ako se npr. nalaze u različitim fazama evolucije. U tom slučaju δ može biti između 0 i 1.5.

Najveći problem u donošenju zaključaka vezanih za δ je nerešen evolutivni status ostataka supernovih iz M82. Neophodna su bolja posmatranja ostataka supernovih u bliskim zvezdorodnim galaksijama da bi se doneli bolji zaključci.

Predlog za dalja istraživanja: da bi istraživanja na ovom polju napredovala od ključne su važnosti bolji uzorci. Zbog toga je neophodno izvršiti nova i bolja posmatranja kako Galaktičkih tako i ostataka supernovih u bliskim galaksijama. Nadajmo se da će puštanje u rad novih radio-teleskopa, prvenstveno SKA, dati dovoljno dobre uzorke za dalja istraživanja.

Zahvalnica

Za konačan oblik ove teze zahvaljujem se dr Dejanu Uroševiću, dr Milanu Ćirkoviću i prof. dr Jeleni Milogradov-Turin. Oni su svojim primedbama na sadržaj i način njegovog izlaganja doprineli poboljšanju teze. Posebnu zahvalnost dugujem kolegi mr Bojanu Arbutini za korisne savete koje mi je dao tokom naših konstruktivnih razgovora vezanih za tematiku teze. Na kraju se zahvaljujem Ministarstvu nauke i zaštite životne sredine Republike Srbije koje je finansiralo moj rad na tezi preko projekta broj 146012, Gasne i zvezdane komponente galaksija: interakcija i evolucija.

Literatura

- Arbutina, B.: 2005, Magistarska teza, Matematički fakultet, Univerzitet u Beogradu
- Arbutina, B., Urošević, D.: 2005, MNRAS, **360**, 76
- Arbutina, B., Urošević, D., Stanković, M., Tešić, Lj.: 2004, MNRAS, **350**, 346
- Arbutina, B., Urošević, D., Vukotić, B.: 2006, IAU GA Abstract Book, S237-75, Poster presentation
- Bandiera, R., Petruk, O.: 2004, A&A, **419**, 419
- Beck, R., Krause, M.: 2005, Astron. Nachr. **326**, 6, 414 (BK)
- 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
- Berkhuijsen, E.M.: 1986, A&A, **166**, 257
- Biermann, L.: 1950, Naturforsch. **5A**, 65
- Blandford, R.D., Ostriker, J.P.: 1978, ApJ, **221**, part 2, L29
- Brogan, C. L., Frail, D. A., Goss, W. M., & Troland, T. H.: 2000, ApJ, **537**, 875
- Case, G.L., Bhattacharya, D. 1998, ApJ, **504**,761
- Chevalier, R.A.: 1977, ARA&A, **15**, 175
- Chevalier, R.A.: 1982, ApJ, **258**, 790
- Chevalier, R. A., Fransson C.: 2001, ApJ, **558**, L27
- Condon, J.J.: 1992, ARA&A, **30**, 575
- Dickel, J. R., Milne, D. K.: 1995, AJ, **109**(1669), 200
- Duric, N.: 2000a, Proceedings 232 We-Heracus-Seminar, p. 179
- Duric, N.: 2000b, Proceedings 232 We-Heracus-Seminar, p. 127
- Duric, N., Seaquist, E. R.: 1986, ApJ, **301**, 308
- Fedorenko, V. N.: 1983, in IAU Symposium 101, Supernova Remnants and their X-ray Emission, ed. J. Danziger and P. Gorenstein, (Dordrecht : Reidel), p. 183

- Fujita, Y., Kato, T.N.: 2006, *Astron. Nachr.* **327**, 5/6, 443
- Fürst, E., Reich, W.: 2003, Proceedings "The Magnetized Interstellar Medium", Antalya, Turkey, p. 141
- Gaensler, B.M., Slane, P.O.: 2006, *ARA&A*, **44**, Issue 1, 17
- Gasperini, M.: 2006, *Astron. Nachr.* **327**, 5/6, 399
- Ginzburg, V.L.: 1979, *Theoretical Physics And Astrophysics*, Pergamon, Oxford
- Ginzburg, V.L., Syrovatskii, S.I.: 1965, *A&A*, **3**, 297
- Green, D.A.: 2004, *Bull. Astr. Soc. India*, **32**, 335
- Gull, S.F.: 1973, *MNRAS*, **161**, 47
- Guseinov, O.H., Ankay, A., Tagieva, S.O.: 2003, *Serb. Astron. J.*, **167**, 93
- Guseinov, O.H., Ankay, A., Tagieva, S.O.: 2004a, *Serb. Astron. J.*, **168**, 55
- Guseinov, O.H., Ankay, A., Tagieva, S.O.: 2004b, *Serb. Astron. J.*, **169**, 65
- Hanayama, H., Takahashi, K., Kotake, K., Oguri, M., Ichiki, K., Ohno, H.: 2006, *Astron. Nachr.* **327**, 5/6, 439
- Hargrave, P.J.: 1974, *MNRAS*, **168**, 491
- Harris, D.E., Grindlay, J.E.: 1979, *MNRAS*, **188**, 25
- Heiles, C.: 1976, *ARA&A*, **14**, 1
- Huang, Z.P., Thuan, T.X., Chevalier, R.A., Condon, J.J., Yin, Q.F.: 1994, *ApJ*, **424**, 114
- Kesteven, M.J.L.: 1968, *Aust. J. Phys.* **21**, 739
- Kim, J., Balsara, D.S.: 2006, *Astron. Nachr.* **327**, 5/6, 433
- Klein, U., Wielebinski, R., Morsi, H.W.: 1988, *A&A*, **190**, 41
- Lequeux, J.: 1962, *Ann. D' Astrophys.*, **25**(4), 221
- Longair, M.S.: 1994, *High Energy Astrophysics - Vol. 2*, 2nd ed., Cambridge University Press
- McCray, R.: 1993, *ARA&A*, **31**, 175
- McKee, C.F., Ostriker, J.P.: 1977, *ApJ*, **218**, 148
- Mills, B.Y., Turtle, A.J., Little, A.G., Durdin, J.M.: 1984, *Aust. J. Phys.*, **37**, 321

- Oort, J.H.: 1951, Problems in Cosmical Aerodynamics (Central Air Documents Office, Dayton)
- Pacholczyk, A.G.: 1970, Radio Astrophysics, Freeman and Co., San Francisco
- Poveda, A., Woltjer, L.: 1968, AJ, **73**(2), 65
- Rees, M.J.: 2006, Astron. Nachr. **327**, 5/6, 395
- Reinhardt, M., Rosenblum, A.: 1974, A&A, **34**, 23
- Sedov, L.I.: 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, Academic Press, New York
- Shklovsky, I.S.: 1960, AZh, **37**(2), 256
- Subramanian, K.: 2006, Astron. Nachr., **327**, 5/6, 403
- Tagieva, S.O.: 2002, Astronomy Letters, **28**(5), 356
- Takahashi, K., Ichiki, K., Ohno, H., Hanayama, H., Sugiyama, N.: 2006, Astron. Nachr. **327**, 5/6, 410
- Urošević, D., Pannuti, T. G., Duric, N., Theodorou, A.: 2005, A&A, **435**, 437
- Vink, J.: 2004, AdSpR, **33**, 356
- Vladimirov, A., Ellison, D.C., Bykov, A.: 2006, ApJ, **652**, 1246
- Völk, H.J., Berezhko, E.G., & Ksenofontov, L.T.: 2005, A&A, **433**, 229
- Vukotić, B., Arbutina, B., Urošević, D.: 2006, Publ. Astron. Obs. Belgrade, **80**, 95
- Vukotić, B., Arbutina, B., Urošević, D.: 2007, RevMexAA, Accepted for publication in Vol. **43**, No. 1
- Weiler, K.W., Sramek, R.A.: 1988, ARA&A **26**, 295