



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	24 СЕП 2008
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9/1261

# Emisija solarnih gama linija indukovanih neutrinima supernovih

- diplomski rad -

Mentor:  
Doc. Dr Tijana Prodanović

Kandidat:  
Ivana Horvat

Novi Sad, 2008.

# Sadržaj

UVOD.....	4
1. Mehanizam supernove i prateći neutrinski fluks.....	5
1.1 Neutrini.....	6
2. Opšti slučaj: neutrinska indukcija $\gamma$ zraka.....	9
2.1. Zahvat neutrona.....	9
2.2. Anihilacija pozitrona.....	10
3. Model Sunčeve atmosfere.....	13
4. Direktna anihilacija.....	13
5. Fluks $\gamma$ zraka (0.511 MeV).....	16
5.1. Slučaj eta Carinae.....	20
5.2. Jupiter.....	21
6. Zaključak.....	22
Literatura.....	24
Biografija.....	25



# Uvod

Pri samom kraju evolutivnog puta zvezde, dolazi do javljanja supernove - procesa u kom se oslobađaju ogromne količine energije reda veličine  $\sim 10^{53}$  erg. U slučaju supernove tipa II (ili podtipa Ic) koja predstavlja terminalni kolaps masivne zvezde, neutrini, koji pritom nastaju, odnose 99% energije. Samo 1% energije predstavlja mehaničku energiju odbacivanja omotača. U slučaju bliske supernove, deo emitovanih neutrina će stići do Sunca i stupiti u interakciju sa protonima u njegovoj atmosferi. Kao produkt ove apsorpcije nastaću neutroni i pozitroni, koji dalje interaguju sa materijom. Zahvat neutrona na protonu će dati 2.2 MeV liniju  $\gamma$  zraka, dok će pozitron anihilirajući sa elektronom proizvesti dva  $\gamma$  fotona, svaki sa energijom 0.511 MeV. Ideja ovog rada je da se odredi neutrinski indukovani fluks  $\gamma$  zraka koji će stići od Sunca do detektora na Zemlji, a koji bi mogao da nam posluži kao veoma koristan indikator procesa kao što je eksplozija supernove i da nam pomogne u njihovom ranom otkrivanju. U cilju prve i najoptimističnije procene skoncentrisaćemo se na određivanje ukupnog fluksa 0.511  $\gamma$  linije, pri direktnoj anihilaciji termalizovanih pozitrona. Takođe, fluks  $\gamma$  zračenje teorijski predviđamo za neutrinsku emisiju  $\eta$  Carine, jednog od vodećih kandidata za supernovu, odnosno hipernovu (eksplozija hipermasivne zvezde) u bliskoj budućnosti, koja se nalazi na svega 2.3 kpc od nas.

Neutrini predstavljaju prvi signal koji nam stiže sa supernove. S obzirom na njihovu slabu interakciju sa materijom, oni predstavljaju informaciju koja nam dolazi direktno iz centra upravo eksplodirale zvezde. Ovaj signal nam omogućuje da detektujemo supernovu nekoliko časova pre nego što smo u prilici da je zapazimo u optičkom delu spektra. Činjenica je da će u slučaju Galaktičke supernove deo neutrina stići do neutrinskih detektora na Zemlji, a kako se u tim slučajevima očekuje veliki broj detekcija, postoji procena da bi moglo doći do prezasićenja detektora. Kao primer može da posluži supernova 1987A, koja je bila prvi slučaj detekcije supernove merenjem neutrinskog fluksa, ali je usled puno događaja, došlo do prezasićenja detektora. Usled toga nije bilo moguće odrediti realan fluks neutrina, a samim tim ni ukupnu energiju supernove. Upravo ovaj problem prezasićenja predstavlja motivaciju za pronalaženje načina da se neutrinski signal konvertuje u  $\gamma$  zračenje. Odabrali smo Sunce kao najveći prirodni detektor iz razloga što je upravo za njega angažovan najveći broj detektora koji prate pojavu  $\gamma$  zraka. Iako je fluks koji smo teorijski odredili u jednačini (40) ispod osetljivosti detektora koji su danas u upotrebi, nadamo se da će naredne generacije uređaja uspeti da dostignu ovaj cilj.

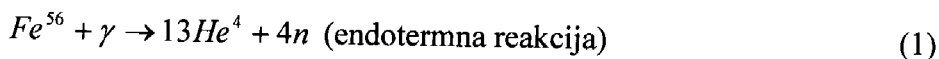
Proučavanje neutrina sa supernove je veoma bitno i pored činjenice da nam služe kao najraniji signal. Proučavajući neutrinsku emisiju, odnosno konvertovanu  $\gamma$  emisiju u našem slučaju, bićemo u prilici da saznamo više o procesima koji su vladali u unutrašnjosti zvezde pre same eksplozije, i na taj način unapredimo naše razumevanje poslednjih faza evolucije masivnih zvezda. Kao dodatnu motivaciju za proučavanje neutrinskog fluksa sa supernovih tipa II predstavlja astrofizička zagonetka vezana za „manjak“ vidljivih supernovih ovog tipa. Zvezdana funkcija mase predviđa mnogo veći broj masivnih zvezda, predaka supernovih, nego što nam to potvrđuju podaci o učestanosti javljanja supernovih kroz istoriju. Iz ovog problema se javila hipoteza da značajan deo supernovih okonča uz veoma slabu emisiju elektromagnetnog zračenja, tj. sva energija se izrači u vidu neutrina; ovo bi bile tzv. „tihe supernove“ ili „neutrinske bombe“.

# 1. Mehanizam supernove i prateći neutrinski fluks

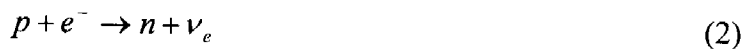
Kada masivna zvezda na kraju života ostane bez nuklearnog goriva, dolazi do kataklizmičnog završetka njenog evolutivnog puta u vidu eksplozije supernove. Sama evolucija zvezde kao i konačan ishod su odeređeni masom zvezde. U zavisnosti od toga može da okonča kao beli patuljak, neutronska zvezda ili crna rupa. Kod zvezda poput našeg Sunca, kao i kod onih sa masom manjom od 8 masa Sunca ( $M_{\odot}$ ), neće doći do fuzije elemenata težih od ugljenika. U jezgru prestaju sve nuklearne reakcije i kako je proces stvaranja energije završen, ono se hladi i zvezda postaje beli patuljak. U ovom slučaju ne dolazi do eksplozije supernove. Međutim, ko je zvezda član bliskog dvojnog sistema, može doći do javljanja supernove tipa Ia.

Zvezde sa inicijalnom masom većom od  $8M_{\odot}$  će nakon vremena provedenog na glavnom nizu, uspeti da zapale ugljenično jezgro, a sve teži i teži elementi postajuće novo fuziono gorivo. Kada u sastavu jezgra počne da prevladava Fe, prestaje dalje sagorevanje i jezgro više ne proizvodi nuklearnu energiju, jer je za fuziju elemenata težih od Fe potrebno uložiti više energije nego što bi se dobilo.

Kada su zalihe nuklearnog goriva iscrpljene i kada jezgro više ne proizvodi nuklearnu energiju, započinje gravitacioni kolaps. U ekstremnim uslovima koji vladaju u centru zvezde, pri velikim gustinama i temperaturama reda  $\sim 5 \times 10^9 K$  velika količina  $\gamma$  fotona dovodi do fotodezintegracije gvožđa:



pri čemu nastaju jezgra helijuma i slobodni neutroni. Dolazi do hlađenja i kolapsa jezgra. U deliću sekunde radijus zvezde se drastično smanjuje, a oslobođena gravitaciona potencijalna energija ubrzava elektrone do ultrarelativističkih brzina. Dolazi do neutronizacije materije:



Proces neutronizacije predstavlja zahvat visokoenergetskog elektrona na protonu. Kao produkti ove reakcije nastaju neutroni i elektronski neutrini. Nastali neutroni se nalaze na manjim rastojanjima nego što su se nalazila atomska jezgra. Ovo dovodi do smanjenja pritiska u centru zvezde i daljeg sažimanja što predstavlja početak nastanka supernove. Ono što je za nas od većeg interesa je prateća neutrinska emisija. Kao drugi produkt zahvata elektrona nastaju velike količine elektronskih neutrina. Usled vrlo slabe ili gotovo nikakve interakcije sa materijom, oni napuštaju zvezdu i odnose višak energije nastao u procesu neutronizacije. Ovakvim naglim zahvatom elektrona i drastičnim smanjenjem njihovog broja, smanjuje se kvantnomehanički pritisak koji se suprotstavljao gravitaciji. Daljim kolapsom gustina dostiže ekstremno visoke vrednosti od  $10^{12} - 10^{14} \text{ g/cm}^3$  i pri tim uslovima kolaps se zaustavlja usled pritiska degenerisanog neutronske gasa. Pri odbijanju zvezdanog omotača koje pada na ovako gusto i degenerisano jezgro, javlja se udarni talas i dolazi do eksplozije usled čega se odbacuje zvezdani omotač. Ovaj proces predstavlja eksploziju supernove, pri kojoj se oslobađa energija reda veličine  $\sim 10^{53}$  erg. Samo 1% od ukupne energije, odnosno  $\sim 10^{51}$  erg predstavlja mehaničku energiju odbacivanja omotača. Najveći deo energije nastao eksplozijom odlazi u vidu neutrina. Međutim, svega  $\sim 6\%$  neutrina koji će napustiti zvezdu je nastao u procesu

neutronizacije, kao što je predstavljeno u jednačini (2). Dominantnu ulogu u neutrinskoj emisiji će imati tzv. termalni neutriini, nastali u ekstremnim uslovima koji vladaju u centru, pri temperaturama reda  $\sim 10^9$  K. Pri tim uslovima u interakciji tipa  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  dolazi do formiranja para neutrino – antineutrino za sve tri vrste: elektronski par ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ), mionski ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ) i tau ( $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ ). Neutrinski signal sa supernove u proseku traje  $\sim 10$ s i javlja se čim dođe do nastanka udarnog talasa.

Zvezda sa početnom masom od  $30M_\odot$ , ako nije potpuno razorena u eksploziji supernove, postaje neutronska zvezda. Zvezde sa inicijalnom masom preko  $30M_\odot$  će okončati kao crne rupe, jer degenerisani neutronska gas neće uspeti da se odupre silini preostale mase. Eksplozije ekstremno masivnih zvezda, čija masa 100 i više masa Sunca nazivamo hipernove. O njima će biti više reči nešto kasnije.

Pri eksploziji supernove možemo reći da se javljaju dve<sup>1</sup> osnovne vrste signala:

1. neutroni
2. fotoni – u zakašnjenju u odnosu na neutronska emisiju (prvenstveno misleći na optički deo spektra)

Javlja se još jedan vid signala koji predstavlja  $\gamma$  zračenje nastalo kao posledica prolaska neutrina kroz odbačene, uglavnom vodonične spoljašnje slojeve zvezde pretka [1]. Proces koji dovodi do ove emisije veoma je sličan procesu kojim ćemo se baviti dalje u radu. Tačnije bavićemo se istim mehanizmom indukcije gama zraka neutrinim fluksom, samo za slučaj gornjih slojeva Sunčeve atmosfere.

## 1.1. Neutriini

Neutriini predstavljaju najraniju informaciju koju nam supernova šalje. Udarni talas koji nastaje pri eksploziji se kreće brzinom i do  $0.1 c$  i kasni za neutrinom emisijom, a samim tim dolazi i do zakašnjenja asociirane fotonske emisije, kojoj je potrebno nekoliko časova, kao i samom udarnom talasu, da se probije kroz odbačene slojeve. Ovo se takođe odnosi i na optički deo spektra, tako da ćemo supernovu videti nekoliko časova nakon neutrinog signala. Dakle, neutriini su veoma koristan indikator procesa.

Kao što smo već spomenuli, u zavisnosti od početne mase, posle eksplozije supernove, zvezda može da okonča kao neutronska zvezda ili crna rupa. Gotovo sva gravitaciona

---

<sup>1</sup> Gravitacioni talasi bi predstavljali treći vid signala. Modeli pokazuju da bi se posredstvom njih mogle emitovati znatne količine energije i ulažu se veliki napori, u okviru projekta LIGO, da se oni detektuju

potencijalna energija će se osloboditi u vidu neutrinske emisije. Oslobodjena gravitaciona energija će biti reda  $\sim 10^{53}$  erga i nju možemo da dobijemo iz sledeće formule:

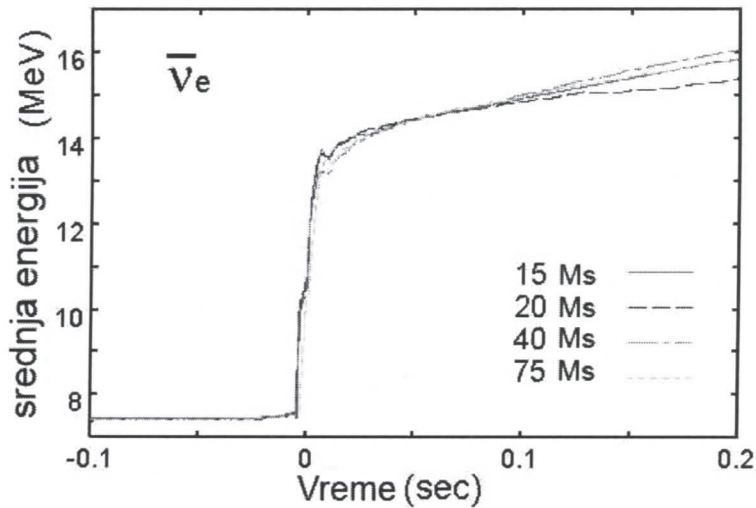
$$E_B \cong G \frac{M_{NS}^2}{2R_{NS}} \cong 1.5 \times 10^{53} \text{ erg} \left( \frac{M_{NS}}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{10 \text{ km}}{R_{NS}} \right). \quad (3)$$

Ovde su  $G$ ,  $M_{NS}$ ,  $R_{NS}$  i  $M_{\odot}$  gravitaciona konstanta, masa i radijus protoneutronske zvezde i masa Sunca, respektivno.

Iako su neutronska zvezda i crna rupa dva bitno različita ishoda evolucije zvezda, karakteristike neutrinske emisije ne trpe bitne promene, bar ne u intervalu vremena u kom posmatramo emisiju (u prvim trenucima javljanja supernove koji su za nas od interesa). [2.]

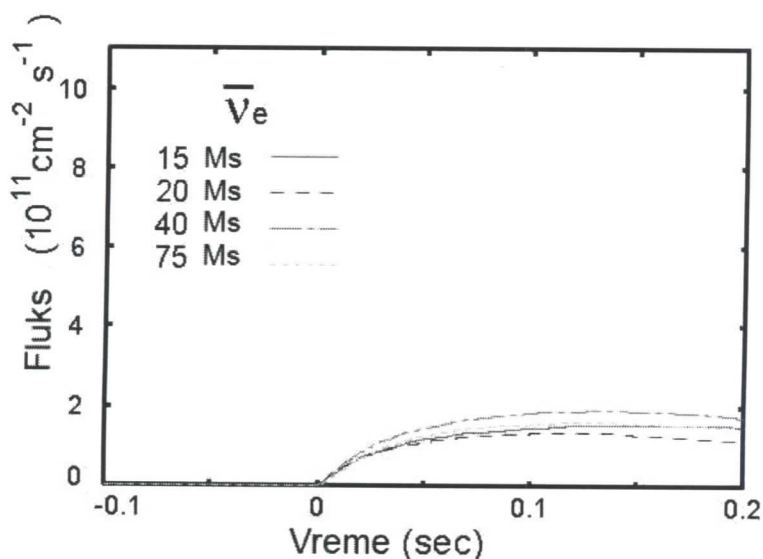
Mase gvođenog jezgra se kreću u intervalu između 1.2(1.4)–1.6  $M_{\odot}$  za inicijalne mase zvezde pretka u rangu od 10(20) – 40  $M_{\odot}$  [2.]. Ova slaba zavisnost mase gvođenog jezgra od početne mase je razlog zbog kog na emisiju neutrina gledamo kao univerzalnu.

Na **slici 1.** možemo da vidimo kako se menja srednja energija elektronskog antineutrina u prvim sekundama signala, za različite početne mase zvezde pretka. Jasno možemo da uočimo neznatne razlike koje se javljaju pri kolapsu zvezda masa 15, 20, 40 i 75 masa Sunca. Za srednju vrednost energije po elektronskom antineutrinu uzimaćemo  $\langle \varepsilon_{\bar{\nu}_e} \rangle \approx 16$  MeV [2.] i u daljim proračunima koristićemo tu vrednost. Elektronski antineutrino je za nas od najvećeg interesa, zbog svoje interakcije sa protonima, ali o tome će više reči biti dalje u tekstu.



Slika 1.

Na **slici 2.** je prikazana evolucija fluksa elektronskih antineutrina u toku vremena koji stiže do Zemlje sa udaljenosti od 10kpc. Upoređen je fluks za različite inicijalne mase zvezde pretka. [2.] Sa slike takođe možemo da uočimo da je fluks  $\tilde{\nu}_e$  približno konstantan tokom intervala emisije.



**Slika 2.**

Spomenimo i **neutrinske oscilacije.** Ova pojava predstavlja verovatnoću da će neutrino određene vrste (elektronski, mionski ili tau) spontano preći u drugu vrstu, dok se kreće kroz prostor. Neutrino koji je npr. stvoren kao elektronski neutrino, posle nekog pređenog puta može biti detektovan kao mionski ili tau. Otkrićem, odnosno dokazivanjem neutrinskih oscilacija, rešen je i problem Sunčevih neutrina (detektori na Zemlji su beležili deficit u broju predviđenih detekcija solarnih elektronskih neutrina upravo zbog ovog fenomena).

Masa zvezde i njen relativan položaj u odnosu na nas u Galaksiji utiču na neutrinske oscilacije. Do ovoga dolazi zbog toga što su neutrinske oscilacije u materiji znatno intenzivnije u odnosu na oscilacije istog neutrinskog snopa u vakumu (tzv. MSW, odnosno Mikhejev–Smirnov–Vulfenštajnov efekat). Gustina zvezdanog omotača pogotovo deluje na dinamiku neutrinskih oscilacija, dok s druge strane sastav gvozdene jezgre pri kolapsu jezgra determiniše karakteristike neutrinske emisije, kao što su ukupna energija i luminoznost za svaku vrstu. [2]. Iako se pretpostavlja da se neutriini podjednako emituju po svim vrstama i da će doći do spontanijh oscilacija neutrina na njihovom putu od supernove do Sunca, mi ćemo se baviti samo elektronskim antineutrinom, koji je od najvećeg značaja za nas (zbog njegov apsorpcije na protonu) i u cilju određivanja najoptimističnijeg scenarija zanemarićemo oscilacije neutrina, tj. pretpostavićemo da su svi emitovani  $\tilde{\nu}_e$  stigli do nas bez gubitaka.

## 2. Opšti slučaj: neutrinska indukcija $\gamma$ zraka

Pre nego što pređemo na konkretan slučaj apsorpcije  $\tilde{\nu}_e$  od strane protona u Sunčevoj atmosferi, napravićemo kratak pregled svih procesa koji prethode ukupnom fluksu  $\gamma$  zraka. Deo neutrina sa obližnje supernove stigne do Sunca ili u opštem slučaju [1] neutriini na svom putu od protoneutronske zvezde prolaze kroz odbačeni omotač, za koji pretpostavljamo da je sastavljen uglavnom od vodonika. I u jednom i drugom slučaju radi se o procesima koji će dovesti do emisije  $\gamma$  zračenja.

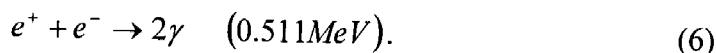
S obzirom da je sredina jonizovana, nadolazeći neutriini stupaju u interakciju sa slobodnim protonima:



u kojoj kao produkti nastaju neutroni i pozitroni, koji dalje interaguju sa materijom. Primetimo da u prethodnoj reakciji zahvata na protonu figuriše elektronski antineutrino. Nakon toga, slobodni neutron biva zahvaćen na slobodnom protonu:



pri čemu dolazi do produkcije jednog  $\gamma$  fotona energije 2.2 MeV i deuterijuma. Ostaje nam da vidimo šta se dalje dešava sa pozitronom. Nastali visokoenergetski pozitron u termalnom okruženju nalazi elektron i dolazi do njihove anihilacije. Pri ovom procesu nastaju dva  $\gamma$  zraka energija 0.511 MeV:



Emisija koja potiče od neutronske zahvata traje  $\sim 10^3$  s, a razlog tome je uslovljenost emisije vremenom života neutrona i vremenom potrebnim za zahvat na slobodnom protonu ili  ${}^3\text{He}$ , dok linija anihilacije prati signal neutrina sa supernove i traje  $\sim 10$  s.

### 2.1. Zahvat neutrona

Kao što možemo da vidimo, zahvat neutrona na protonu daje foton skoro četverostruko veće energije nego što je to slučaj u procesu anihilacije. Međutim, kao što je pokazano u [1] ukupan fluks ovih zraka će biti manji od rezultujućeg fluksa 0.511 MeV  $\gamma$  linije. Ovo se javlja



kao posledica procesa pri kojima dolazi do smanjenja broja slobodnih neutrona koji mogu da stupaju u reakciju tipa (5), a pri kojima ne dolazi do produkcije  $\gamma$  fotona. Osim zahvata niskoenergetskog neutrona na protonu (nakon procesa termalizacije koji se javlja kao posledica rasejanja na termalnim protonima), koji će dovesti do 2.2. MeV zraka, može da dođe do raspada neutrona, kao i do zahvata od strane  ${}^3\text{He}$  preko sledeće reakcije:



U ovoj reakciji, kao što vidimo, nema produkcije  $\gamma$  fotona. Iako je koncentracija slobodnih protona u našem slučaju mnogo veća od koncentracije  ${}^3\text{He}$ , presek za zahvat neutrona na  ${}^3\text{He}$  je mnogo veći od preseka za zahvat na protonu [1] tako da ova reakcija predstavlja glavni kanal za smanjenje broja slobodnih neutrona, a samim tim dovodi i do manjeg rezultujućeg fluksa zraka energije 2.2 MeV. Stoga, u ovom slučaju ipak očekujemo manji fluks linije 2.2 MeV. Bitno je spomenuti i ovu emisiju, s obzirom na preseke za neutronske zahvat, kao i zbog fluksa koji svakako predstavlja jedan deo  $\gamma$  zračenja indukovano fluksom neutrina. Međutim, zbog slabe osetljivosti detektora, procesom zahvata neutrona i emisijom 2.2 MeV  $\gamma$  zraka se nećemo dalje baviti.

## Anihilacija pozitrona

Prolazeći kroz sredinu pretežno vodoničnog sastava, a koja je pritom visoko jonizovana, pozitroni mogu da gube energiju, direktno anihiliraju ili da, zajedno sa elektronom, formiraju pozitronijum<sup>1</sup>, Ps.

Procesi koji dovode do emisije  $\gamma$  zraka energije 0.511 MeV pri anihilaciji pozitrona su mnogo kompleksniji od onih koje smo spominjali kod zahvata neutrona. Ovo je slučaj zato što pozitroni mogu da gube energiju tokom nekoliko procesa, kao što su:

- ekscitacija elektrona u jonizovanoj i neutralnoj materiji,
- bremštralung (zakočno zračenje)
- Komptonovo rasejanje i
- sinhrotronsko zračenje u prisustvu jakog magnetnog polja.

Sve ovo dovodi do termalizacije pozitrona, odnosno smanjenja njihove energije. Međutim, za uslove koji vladaju u površinskim slojevima Sunčeve atmosfere dominantan proces u kom će pozitron da gubi energiju je ekscitacija slobodnih elektrona u plazmi, dok ostale efekte možemo da zanemarimo.

Iz relativističkog režima pozitroni prelaze u nerelativistički, gube energiju i stapaju se sa sredinom kroz koju se kreću. Energetski gubici, kao i sam anihilacioni proces zavise od stanja i jonizovanosti sredine. Inicijalna energija pozitroni stvorenog pri apsorpciji neutrina na protonu iznosi  $\sim 21.1$  MeV [1], međjutim, u procesu termalizacije njihova energija spada na oko  $\sim 250$  eV.

<sup>1</sup> Konfiguracija koju čine vezani elektron i pozitron, sa veoma kratkim vremenom poluraspada.

Pozitroni mogu da anihiliraju direktno ili da formiraju pozitronijum Ps, sa slobodnim ili vezanim elektronom. Stvaranje pozitronijuma je karakteristično za nerelativistički režim, odnosno kada je energija po pozitronu oko  $\sim 250$  eV. Direktna anihilacija sa slobodnim, kao i sa vezanim elektronom je mnogo verovatnija pri velikim energijama pozitrona, odnosno pre procesa termalizacije, pri čemu dolazi do formiranja  $2\gamma$  fotona sa energijama većim i manjim od  $0.511$  MeV. Svi ovi procesi su prikazani sledećim reakcijama:



U slučaju formiranja pozitronijuma,  $^1Ps$  (singlet; para-pozitronijum) koji ima ekstremno kratko vreme raspada od  $\sim 1.25 \times 10^{-10}$  s, dolazo do stvaranja  $2\gamma$  fotona, dok u slučaju formiranja pozitronijuma  $^3Ps$ , (triplet; orto-pozitronijum) sa nešto dužim vremenom raspada od  $\sim 1.42 \times 10^{-9}$  s dolazi do javljanja  $3\gamma$  fotona u kontinualnom delu spektra.

**Neto ishod** svih procesa, za usvojene parametre određene sredine u kojoj se procesi odigravaju, izgleda ovako [1]:

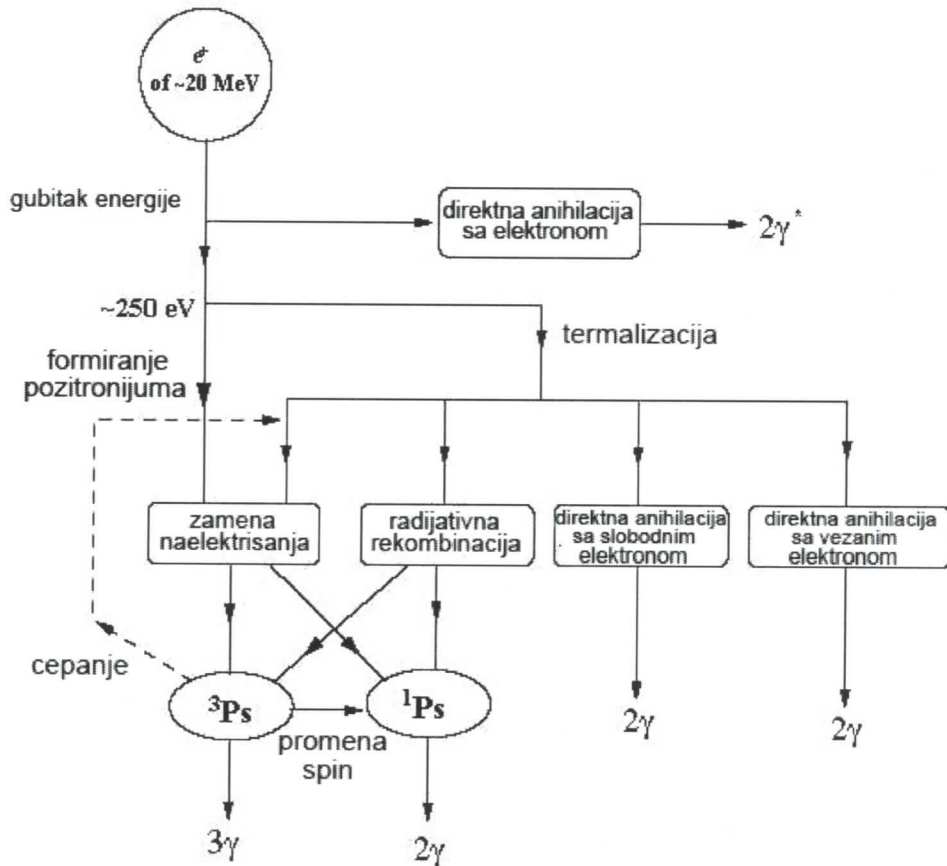
### 1. pre termalizacije

Direktno anihilira  $\sim 12\%$  pozitrona, dok  $\sim 4\%$  od ukupnog broja formira Ps

### 2. posle termalizacije

Efektivno  $\sim 85\%$  inicijalnih pozitrona prođe kroz proces termalizacije, pri čemu trpi drastično smanjenje energije. Termalizovani pozitroni mogu direktno da anihiliraju, ali je dominantniji proces formiranja Ps. Formirani  $^3Ps$  se ili raspada, stvarajući novi pozitron koji ponovo biva termalizovan ili se konvertuje u  $^1Ps$ . Svi  $^1Ps$  formirani posle termalizacije se odmah raspadnu u dva  $\gamma$  fotona energija svaki po  $0.511$  MeV.

Na slici 3. su šematski prikazani svi procesi. Iako se direktna anihilacija sa slobodnim ili vezanim elektronom javlja i u nerelativističkom slučaju, najverovatnija je ipak za velike energije pozitrona, dok je formacija pozitronijuma znatno dominantnija za period nakon termalizacije.



Slika 3.

Ukratko smo izložili na koji sve načine može da dođe do formiranja  $\gamma$  zraka. Direktno ili preko formiranja pozitronijuma, pozitroni anihiliraju i kao proizvod nastaju  $2\gamma$  fotona energija 0.511 MeV (nastaju i  $3\gamma$  fotona u kontinuumu, međutim sa malim udelom i zbog toga ih zanemarujemo). S obzirom na to da mi određujemo fluks zraka nastalih u  $2\gamma$  procesima i da na taj fluks ne utiče na koji način je došlo do formiranja  $\gamma$  fotona, kao i da direktno, u relativističkom režimu energija, anihilira samo oko 10% pozitrona, mi pretpostavljamo da svi pozitroni bivaju termalizovani i to trenutno, nakon čega direktno anihiliraju. Takođe pretpostavićemo da su gubici na  $3\gamma$  procese zanemarljivo mali. Kao krajnji rezultat dobijamo finu usku liniju, energije 0.511 MeV (kao što ćemo pokazati kasnije) za koju određujemo ukupan fluks. Većina pozitrona zaista termalizuje pre procesa anihilacije, i to u vremenskom intervalu koji je manji od 1s, tako da ova činjenica podržava našu aproksimaciju [1].

Mehanizam indukcije  $\gamma$  zraka opisan u prethodnom tekstu predstavlja jednu opštu sliku i može se generalizovati za druge neutrinske emisije i stelarne modele. Takođe, analogan je mehanizmu koji će se javiti kada deo neutrina sa obližnje supernove ili hipernove stigne na Sunce.

### 3. Model Sunčeve atmosfere

S obzirom da je osnovna ideja ovog rada određivanje neutrinski indukovanog fluksa  $\gamma$  zraka za slučaj Sunca, veoma je bitno usvojiti određeni stelarni model, odnosno determinisati za koje uslove, tj. parametre na Suncu posmatramo procese od interesa.

Pretpostavljamo da se sredina nalazi u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže. Posmatraćemo slojeve Sunčeve atmosfere koji su dovoljno optički tanki da iz njih  $\gamma$  zračenje uspeva da izađe sa velikom efikasnošću. Uzimamo da je srednja temperatura slojeva 6000 K, kao i da je srednja gustina  $\rho = 3 \times 10^{-5}$  g/cm<sup>3</sup>. Takođe, usvajajući da su parametri sredine jednaki u svim delovima atmosfere koje posmatramo, pretpostavljamo da je samim tim i produkcija pozitrona i neutrona u svim tim oblastima jednaka.

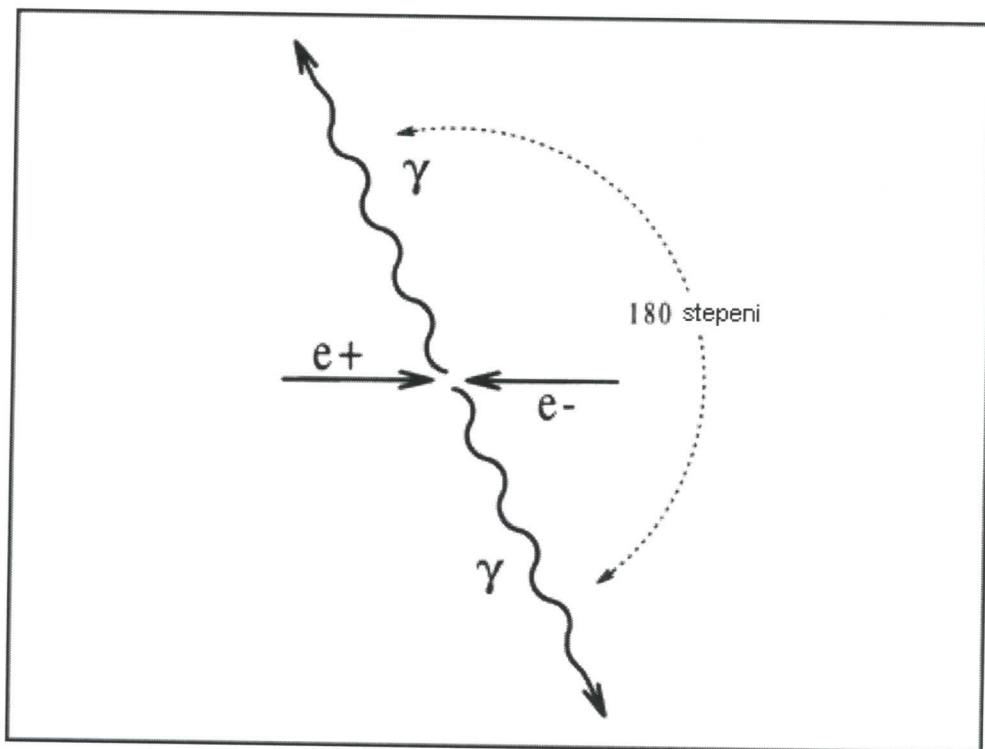
S obzirom na uslove u površinskim slojevima atmosfere, tj. gornjoj fotosferi, i jonizovanost sredine, aproksimativno uzimamo da je:

$$n_p \approx n_e \quad (14)$$

tj. da su koncentracije protona i elektrona približno iste.

### 4. Direktna anihilacija

Kao što smo već naveli, u cilju prve procene mi određujemo fluks  $\gamma$  zraka koji je indukovano neutrinskom emisijom sa supernove u aproksimativnom slučaju kada se svi pozitroni trenutno termalizuju, a potom direktno anihiliraju sa elektronima. Vreme za koje će pozitron biti termalizovan, odnosno interval za koji će pozitron biti usporen do vrednosti kinetičke energije  $\sim 2$  keV je mnogo kraće od 1s.



Slika 4.

Izračunajmo sada energije fotona u funkciji od energije pozitrona. Između pozitrona i elektrona javlja se elektromagnetna interakcija, a kao proizvod nastaju 2 ili 3 gama zraka.

Inicijalna energija koju ima pozitron, nastao u reakcijama tipa  $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ , je mnogo veća od termalne energije okruženja i već smo naglasili da ona iznosi  $\sim 21.2$  MeV. Ovo predstavlja srednju kinetičku energiju pozitrona  $E_{kin}$ . Kako je temperatura sredine u kojoj će se anihilacija dogoditi oko 6000 K, prosečna termalna energija elektrona za tu temperaturu je  $E_{th} = (3/2)kT = 0.775$  eV, gde je  $k = 8.617\ 343(15) \times 10^{-5}$  eV/K Boltzmanova konstanta. Stoga možemo da kažemo da će elektron biti u stanju mirovanja u odnosu na pozitron. Njihove mase mirovanja su iste i iznose  $mc^2 = 0.511$  MeV. Posmatramo sudarni proces u kom se jedna čestica nalazi u stanju mirovanja.

Dakle, ukupna relativistička energija pozitrona je:

$$E_{e^+} = E_{kin} + mc^2 \quad (15)$$

A njegov relativistički moment impulsa:

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E_{kin}^2 + 2E_{kin}mc^2} \quad (16)$$

S obzirom da elektron miruje, on ima samo energiju mirovanja

$$E_{e^-} = mc^2 \quad (17)$$

Zakon održanja energije glasi:

$$E_{uk} = E_{kin} + 2mc^2 = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} . \quad (18)$$

$E_{\gamma_1}$  i  $E_{\gamma_2}$  predstavljaju energije fotona. Nastali fotoni će se razići pod uglom od  $180^\circ$  (slika 4.).

Zakon održanja impulsa nalaže:

$$\vec{p} = \vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2} , \quad (19)$$

gde su  $p_{\gamma_1}$  i  $p_{\gamma_2}$  relativistički impulsi fotona koji će nastati u procesu anihilacije, a  $\vec{p}$  relativistički impuls pozitrona. Nastali fotoni se emituju strogo pod uglom od  $180^\circ$ , u odnosu na centar mase elektron – pozitron. Ako posmatramo proces anihilacije u pravcu upadnog pozitrona i predstavimo taj pravac x-osom, možemo pisati sledeće:

$$p_x = px_{\gamma_1} \cos \Theta - p_{x\gamma_2} \cos \Theta , \quad (20)$$

gde je  $\Theta$  ugao, u opštem slučaju, između upadnog pravca pozitrona i emitovanog fotona. Za slučaj kada se jedan foton emituje u pravcu upadnog pozitrona, a drugi kolinearno, jednačinu (20) možemo napisati i u sledećem obliku:

$$\frac{1}{c} \sqrt{E_{kin} (E_{kin} + 2mc^2)} = \frac{E_{\gamma_1}}{c} - \frac{E_{\gamma_2}}{c} . \quad (21)$$

S obzirom na prethodnu jednačinu, kao i na jednakost (18) dobijamo da će maksimum energije odneti foton koji odlazi u pravcu upadnog pozitrona:

$$E_{\gamma, \max} = \frac{E_{uk} + pc}{2} = \frac{E_{kin} + 2mc^2 + \sqrt{E_{kin} (E_{kin} + 2mc^2)}}{2} . \quad (22)$$

Dok će drugi foton, koji odlazi kolinearno, imati minimum energije:

$$E_{\gamma, \min} = \frac{E_{uk} - pc}{2} = \frac{E_{kin} + 2mc^2 - \sqrt{E_{kin} (E_{kin} + 2mc^2)}}{2} . \quad (23)$$

Prethodne dve jednačine predstavljaju maksimalne i minimalne vrednosti energije koje foton može da ima posle anihilacije. Pogledajmo šta se dešava sa energijama fotona u relativističkom slučaju, pri velikim energijama pozitrona i u slučaju kada u procesu termalizacije pozitron izgubi veći do svoje energije.

U relativističkom slučaju, upadna energija je velika i iznosi  $\sim 21.2$  MeV. Ako uvrstimo ovu vrednost u prethodne jednačine (22) i (23) dobijamo da će maksimalna energija fotona biti  $E_{\gamma,\max} = 20.75$  MeV, dok će drugi foton imati mnogo manju energiju  $E_{\gamma,\min} = 0.261$  MeV. Međutim, integraljenjem po svim pravcima, s obzirom da nastali  $\gamma$  fotoni u opštem slučaju mogu otići u bilo kom pravcu u odnosu na upadni pozitron (ali međusobno pod uglom od  $180^\circ$ ) ipak dobijamo  $\gamma$  liniju 0.511 MeV, ali raširenu, između maksimalne i minimalne vrednosti energija.

Nakon termalizacije, kinetička energija pozitrona spustiće se sa vrednosti od  $\sim 21.2$  MeV na svega  $\sim 2$  eV [1]. S obzirom na činjenicu da je u tom slučaju masa mirovanja pozitrona  $m_e c^2 = 0.511$  MeV mnogo veća od njegove kinetičke energije, u jednačinama (22) i (23) možemo da zanemarimo  $E_{\text{kin}}$  i dobijamo da su energije oba fotona jednake i da iznose  $E_{\gamma,\min} = E_{\gamma,\max} = 0.511$  MeV. Kao što smo već spomenuli ranije i pokazali u ovom odeljku, za termalne pozitrone dobija se uska 0.511 MeV linija gde je dominantan uzrok širenja termalno kretanja usled čega poluširina ove očekivane linije iznosi  $\sim 2$  keV [12].

## 5. Fluks $\gamma$ zraka (0.511 MeV)

Nakon što smo ustanovili na koji način dolazi do produkcije  $\gamma$  zraka i koji kanal uzimamo kao dominantan, ostaje nam da teorijski odredimo  $\gamma$  fluks, indukovan neutrinima sa bliske supernove, koji će stići sa Sunca do detektora na Zemlji.

Kao što smo na početku već naglasili, pri kataklizmičnom okončanju života masivne zvezde, kao što je npr.  $\eta$  Carinae, dakle pri spektakularnim eksplozijama hipernovih (kao i supernovih tipa II, u opštem slučaju), doći će do oslobađanja enormnih količina energije u vidu neutrina. Jedan deo neutrina će stići na Sunce i u atmosferu dolazi do njihove apsorpcije od strane protona. Prilikom ovakvih reakcije dolazi do produkcije neutrona i pozitrona, kao što je prikazano u (4). Naveli smo da je srednja vrednost energije antineutrina oslobođenih u supernovi  $\langle \varepsilon_{\bar{\nu}} \rangle = 16$  MeV [2.].

Pod pretpostavkom da su u delovima Sunčeve atmosfere, u kojima će doći do apsorpcije neutrina, parametri sredine isti, možemo reći da je brzina stvaranja neutrona i pozitrona u svim delovima regiona ista.

Direktna anihilacija termalnih pozitrona i elektrona u Sunčevoj atmosferi daje:



Kako je temperatura slojeva atmosfere koje posmatramo je 6000 K, termalna energija sredine je  $E_{th} = 0.775 \text{ MeV}$ .

Odredimo brzinu nastanka pozitrona po energijama :

$$\frac{dn_{e^+}}{dEdt} = n_p \sigma_{\bar{\nu}_e p}(E) \phi_{\bar{\nu}_e}(E) \quad (24)$$

Gde je:

- $n_p$  koncentracija protona u oblastima od interesa Sunčeve atmosfere [ $\text{cm}^{-3}$ ],
- $\sigma_{\bar{\nu}_e p}$  presek za apsorpciju antineutrina na protonu, odnosno presek za nastanak pozitrona [ $\text{cm}^2$ ],
- $\phi_{\bar{\nu}_e}$  je upadni fluks antineutrina, odnosno broj antineutrina po jedinici energije, po jedinici površine u jedinici vremena koji će stići od hipernove do Sunca [ $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]

Izvršimo integraciju po energijama antineutrina i uzmimo da nam  $\varepsilon_{th}$  predstavlja prag reakcije, odnosno minimalnu energiju antineutrina potrebnu za ovu reakciju.

$$\frac{dn_{e^+}}{dt} = \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} n_p \sigma_{\bar{\nu}_e p}(E) \phi_{\bar{\nu}_e}(E) dE = n_p \langle \sigma_{\bar{\nu}_e p} \rangle \Phi_{\bar{\nu}_e} \quad (25)$$

Srednji presek za nastale pozitrone [1] otežan po fluksu za ovu reakciju definišemo kao:

$$\langle \sigma_{\bar{\nu}_e p} \rangle \equiv \frac{\int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} \sigma_{\bar{\nu}_e p}(E) \phi_{\bar{\nu}_e}(E) dE}{\int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} \phi_{\bar{\nu}_e}(E) dE} = 1.87 \times 10^{-41} \text{ cm}^2 \quad (26)$$

Takodje definišimo veličinu  $\Phi_{\bar{\nu}_e}$  koja predstavlja integralni fluks antineutrina po energijama uz uslov  $\varepsilon > \varepsilon_{th}$  :

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} \equiv \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} \phi_{\bar{\nu}_e}(E) dE \quad (27)$$

S obzirom da će pri svakom procesu anihilacije doći do stvaranja tačno dva  $\gamma$  zraka, ukupan broj koji će biti izračen u jedinici vremena u jediničnom prostornom uglu je:

$$q_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{dn_{e^+}}{dt} \cdot 2 \quad (28)$$



Deo nastalih fotona neće uspjeti da napusti Sunce, jer će pretrpeti gubitak energije u procesima rasejanja na slobodnim elektronima i procesima fotojonizacije. Ukupni intezitet  $\gamma$  zraka, odnosno ukupni broj  $\gamma$  fotona po jedinici zapremine u jedinici vremena po prostornom uglu, koji će efikasno napustiti Sunce je:

$$I_\gamma = \int_{lv} q_\gamma e^{-\tau(s)} ds, \quad (29)$$

gde je  $\tau(s)$  optička dubina u funkciji od pređenog puta  $s$ , po kom vršimo linijski integral.

U slučaju manje optičke dubine, odnosno veće prozračnosti, srednji slobodni put fotona će biti veći, a samim tim i verovatnoća da će napustiti Sunce pre nego što dođe do njihove apsorpcije. Jednačinu (29) možemo aproksimirati na sledeći način:

$$I_\gamma \cong \lambda_{mfp} q_\gamma \quad (30)$$

Srednji slobodni put fotona predstavlja rastojanje koje će zračenje slobodno preći između dva rasejanja i definisan je na sledeći način:

$$\lambda_{mfp} = \frac{1}{n_e \sigma_c} \quad (31)$$

Za  $\gamma$  zrake energija  $\sim 1$  MeV dominantna interakcija je Komtonovo rasejanje na elektronu. U izrazu za srednji slobodni put nam upravo figurišu koncentracija elektrona  $n_e$  i presek za Komtonovo rasejanje koji iznosi  $\sigma_c = 2.87 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  [1.].

Uvrštavajući izraz za slobodni put fotona i broj  $\gamma$  zraka koji napušta sferu dobijamo sledeće:

$$I_\gamma = \frac{1}{n_e \sigma_c} \cdot 2 \frac{1}{4\pi} n_p \langle \sigma_{\tilde{\nu}_e p} \rangle \Phi_{\tilde{\nu}_e} \quad (32)$$

Aproksimirajući da je  $n_p \approx n_e$  dobijamo :

$$I_\gamma = \frac{1}{2\pi} \frac{\langle \sigma_{\tilde{\nu}_e p}(E) \rangle}{\sigma_c} \Phi_{\tilde{\nu}_e} \quad (33)$$

Integracijom inteziteta  $\gamma$  zračenja po prostornom uglu odakle ono dolazi, odnosno po prostornom uglu Sunca, nalazimo fluks  $\gamma$  zraka kao :

$$\Phi_\gamma = \int I_\gamma d\Omega = I_\gamma \Omega_\odot \quad (34)$$

Uzimajući da je prostorni ugao Sunca :

$$\Omega_\odot = \frac{R_\odot^2 \pi}{d^2} \quad (35)$$

gde je  $R$  poluprečnik Sunca na ekvatoru, a  $d$  udaljenost Zemlje od Sunca. Ako uvrstimo izraze (35) i (33) u izraz za fluks (34), dobijamo :

$$\Phi_\gamma = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\langle \sigma_{\tilde{\nu}_e, p}(E) \rangle}{\sigma_c} \cdot \phi_{\tilde{\nu}_e} \cdot \frac{R_\odot^2 \pi}{d^2} \quad (36)$$

Iz prethodnog izraza lako je videti da fluks opada sa kvadratom rastojanja, kao i da je direktno proporcionalan fluksu neutrina koji stižu na Sunce.

Neutrinska emisija sa supernove približno traje 10 s. Stoga ćemo integraliti fluks upravo po tom vremenskom intervalu i na taj način dobijamo ukupan fluks  $\gamma$  fotona energije 0.511 MeV koji će nam dolaziti na jedinicu površine detektora tokom intervala emitovanja neutrina sa supernove:

$$F_\gamma = \int_{t=10s} \Phi_\gamma dt = \frac{1}{2} \cdot \frac{\langle \sigma_{\tilde{\nu}_e, p}(E) \rangle}{\sigma_c} \cdot \frac{R_\odot^2}{d^2} \int_{t=10s} \Phi_{\tilde{\nu}_e} dt \quad (37)$$

Veličina pod integralom je ukupni fluks neutrina koji će se sa supernove izračiti u jediničnom prostornom uglu, a koji će stići do Sunca. Fluks neutrina takođe opada sa kvadratom rastojanja. Pretpostavljajući monoenergetske  $\tilde{\nu}_e$  i uvodeći srednju energiju neutrina sa  $\langle \varepsilon_{\tilde{\nu}_e} \rangle$ , ceo integral možemo aproksimirati sa:

$$\int_{t=10s} \Phi_{\tilde{\nu}_e} dt \cong \frac{1}{4\pi D^2} \frac{E_{tot, \tilde{\nu}_e}}{\langle \varepsilon_{\tilde{\nu}_e} \rangle} \quad (38)$$

Uvrštavajući (38) u (37) dobijamo sledeće:

$$F_\gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{\langle \sigma_{\tilde{\nu}_e, p}(E) \rangle}{\sigma_c} \cdot \frac{R_\odot^2}{d^2} \cdot \frac{1}{4\pi D^2} \cdot \frac{E_{tot, \tilde{\nu}_e}}{\langle \varepsilon_{\tilde{\nu}_e} \rangle} \quad (39)$$

Poslednja izraz predstavlja ukupni vremenski integraljeni fluks  $\gamma$  zraka, energije 0.511 MeV. Ostaje nam da vidimo koliko on iznosi za slučaj bliske supernove.

Uzmimo da se supernova nalazi na udaljenosti  $D=1$  kpc i da će ukupna oslobođena energija biti  $E_{tot, \tilde{\nu}_e} = 10^{53}$  erg. Za srednju energiju po elektronskom neutrinu uzimamo vrednost od  $\langle \varepsilon_{\tilde{\nu}_e} \rangle = 16 \text{ MeV}$ . Udaljenost Zemlje od Sunca iznosi  $d = 1 \text{ a.j.} = 149.60 \times 10^6 \text{ km}^2$ , a za poluprečnik Sunca uzimamo  $R_\odot = 6.955 \times 10^5 \text{ km}$ . Kada uvrstimo sve veličine koje smo naveli (za vrednost preseka apsorpcije  $\tilde{\nu}_e$  na p uzimamo  $\langle \sigma_{\tilde{\nu}_e, p} \rangle = 1.87 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ , a za Komptonovo

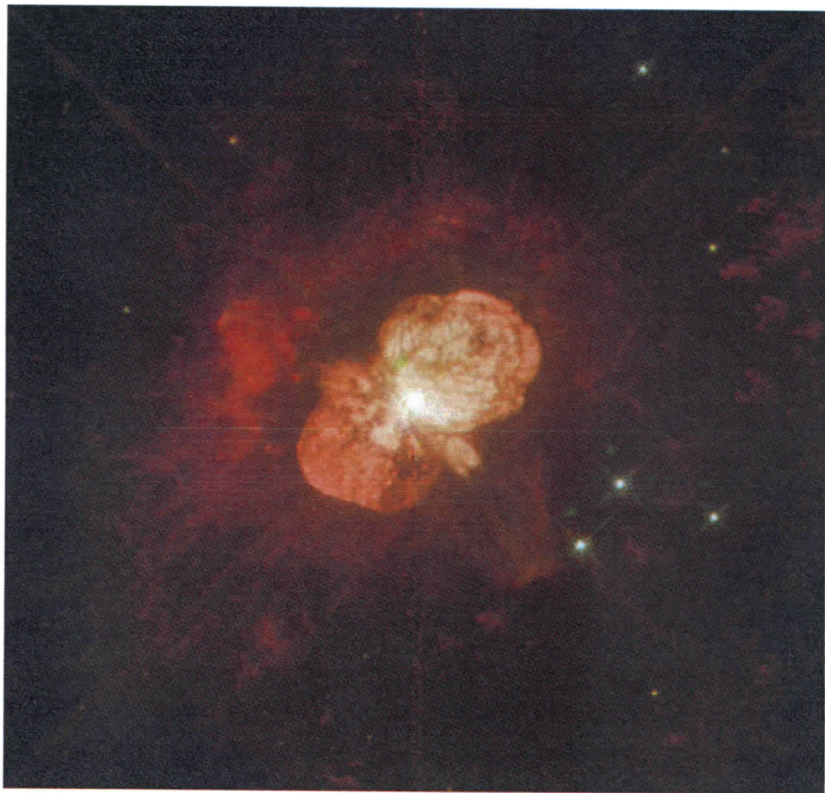
<sup>2</sup> Ova udaljenost je opravdana, s obzirom da smo uzeli u obzir detektor  $\gamma$  zraka ATC (Advanced Compton Telescope) koji nalazi u Zemljinoj orbiti na 550 km visine [11].

rasejanje  $\sigma_c = 2.87 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ ), ukupni fluks  $\gamma$  zraka energije 0.511 MeV ima sledeću vrednost :

$$F_\gamma = 2.33 \times 10^{-8} \left( \frac{D}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left( \frac{E_{\text{tot.}\bar{\nu}_e}}{10^{53} \text{ erg}} \right) \text{ cm}^{-2}. \quad (40)$$

### 5.1. Slučaj $\eta$ Carinae

Jedna od najmasivnijih zvezda poznata astronomima, kao i jedna od najmasivnijih zvezda koju imamo prilike daposmatramo u poznim fazama evolucije je  $\eta$  Carinae. Nalazi se u našoj galaksiji na svega 7 500 svetlosnih godina, odnosno na 2.3 kpc. Procenjuje se da je  $\eta$  Carinae 120 – 160<sup>3</sup> puta masivnija od Sunca i čak četiri miliona puta sjajnija. Mnogi astronomi procenjuju da bi  $\eta$  Carinae mogla da okonča svoj život u spektakularnoj eksploziji hipernove u veoma bliskoj budućnosti.



Slika 5.

<sup>3</sup> Procenjuje se da je trenutna masa oko 120 masa Sunca, a da je početna bila čak 160 i više masa Sunca. Naime, u toku svoje evolucije,  $\eta$  Carinae je u eruptivnim procesima odlivanja materije sa svoje površine izgubila znatan deo mase.

Procenjuje se da bi mehanička energija oslobođena pri eksploziji hipermasivne zvezde kao što je  $\eta$ Carinae bila reda veličine  $E_{meh} \approx 3 \times 10^{54}$ . Međutim, kolika bi iznosila izračena neutrinska energija je još uvek otvoreno pitanje; ali svakako reda veličine mehaničke ili više. Stoga, ako u (40) uvrstimo udaljenost  $\eta$ Carinae od Sunca,  $D = 7500sg = 7.095 \times 10^{16}$  km, a za ukupna energiju izračenih neutrina uzmemo vrednost reda veličine  $\sim 10^{54}$  erg, ukupni fluks  $\gamma$  zraka energije 0.511 MeV ima sledeću vrednost :

$$F_{\gamma} = 1.30 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \quad (41)$$

## 5.2. Jupiter

Iako nema naznaka da bi se u orbitu oko Jupitera u skorije vreme mogao poslati  $\gamma$  detektor, zanimljivo bi bilo videti kako se ukupni fluks  $\gamma$  zraka kreće u tom slučaju. S obzirom na to da fluks  $\gamma$  zraka opada sa kvadratom rastojanja, rezultat u slučaju Jupitera i orbitera na relativno maloj udaljenosti bi mogao biti mnogo bolji. Ako uzmemo da se orbiter sa  $\gamma$  detektorom u svom sklopu nalazi na srednjoj udaljenosti od  $\sim 500\,000$  km<sup>4</sup> i da je ekvatorijalni poluprečnik Jupitera  $R = 71\,492$  km, vrednost ukupnog fluksa je sledeća:

$$F_{\gamma} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \quad (42)$$

Što je mnogo veća vrednost nego za slučaj Sunca kao detektora.

---

<sup>4</sup> Galileo orbiter je imao nekoliko prolazaka pored Jupitera na sličnoj udaljenosti

## 6. Diskusija i zaključak

Kao što smo mogli da vidimo u prethodnom delu, očekivani neutrinški indukovan fluks 0.511 MeV  $\gamma$  linije, koji prati signal emisije neutrina od  $\sim 10$ s iznosi  $F_\gamma = 1.30 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}$  ( u slučaju eta Carinae). Međutim, za trenutne performanse  $\gamma$  detektora, čak i u najoptimističnijem teorijskom slučaju, ovo je ispod granica detektabilnosti. Detektor ACT (Advanced Compton Telescope) koji je idealan za detekciju uskih  $\gamma$  linija, ima spektralnu rezoluciju od 0.2 – 1 % u intervalu energija od 0.2 – 10 MeV i uglovnu rezoluciju od  $\sim 1\%$ . Osetljivost instrumenta je predviđena za fluks od  $5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [11], ali zahteva ekspoziciju od  $10^6$  s. Kako naš fluks emisije  $\gamma$  zraka prati neutrinški signal od  $\sim 10$  s, vidimo da su za detekciju potrebni instrumenti mnogo veće osetljivosti. [1].

Iako ispod granica detektabilnosti, opservacija jednog ovakvog događaja bi imala velikog značaja za ispitivanje procesa koji su prethodili samoj eksploziji, konsekvantne emisije i energetske karakteristike kako same neutrinške emisije, tako i prateće fotonske. S obzirom na svoju veoma slabu interakciju sa materijom, neutriini donose informaciju iz samog centra supernove. Ako bismo uspeali da za jedan ovakav događaj snimimo neutrinšku fluks ili gama zračenje indukivano tim fluksom, mogli bismo da odredimo strukturu i stanje gvođenog jezgra pri samom kolapsu, kao i ukupnu izračenu energiju supernove i luminoznost za svaku vrstu.

Naime,  $\eta$  Carinae predstavlja promenljivu zvezdu, koja je, osim što menja svoju luminoznost u periodima od oko 5,52 godine, karakteristična i po tome što je pre 160 godina pretrpela ogromne odlive materije sa svoje površine, odnosno proces koji je po svemu podsećao na eksploziju supernove. Sličan proces lažne supernove se javio i u slučaju SN2006jc u oktobru 2004. Kao što možemo da pretpostavimo, prava eksplozija supernove se javila 2 godine kasnije, u oktobru 2006. godine. Stoga je to jedan od razloga zbog kog pretpostavljamo da bi  $\eta$  Carinae mogla da bude sledeća hipernova u našem bliskom okruženju, na svega 2.3 kpc. Jasno je da bi rano otkrivanje neutrinškog signala (odnosno konvertovanog  $\gamma$  signala) i njegovo blagovremeno i detaljno ispitivanje dalo neprocenjivo vredne informacije o stanju u samoj unutrašnjosti i jezgru i to samo nekoliko sekundi pre eksplozije (jer je neutrinška emisija veoma precizno determinisana upravo tim uslovima), što bi nam veoma koristilo za još bolje razumevanje i uopšte modeliranje strukture zvezda i mehanizma eksplozije supernove, kao i procesa poput lažnih javljanja supernove, za slučaj  $\eta$  Carinae, kao i za slučaj SN2006jc. Detaljnim utvrđivanjem svih ovih procesa mogli bi smo da unapredimo naše razumevanje poznih faza evolucije zvezda

Imali smo prilike da vidimo da bi slično, umesto Sunca, kao prirodni detektor bi mogao da posluži Jupiter. Dobijeni fluks za njegov slučaj je veći za 3 reda veličine i iznad je granice detektabilnosti  $\gamma$  detektora koji se nalaze u Zemljinoj orbiti. Stoga bi bilo dobro kada bi neka od narednih misija, odnosno letilica imala  $\gamma$  detektor u svom sklopu.

Iako su neutrinški detektori znatno unapredovali od prve detekcije neutrina sa supernove, za slučaj 1987A, kada su Kamiokande II i IMB detektovali 11 i 8 termalnih

antineutrina, respektivno, a Baskan detektor 5 neutrina, nastalih u procesu neutronizacije [6], postoji bojazan da bi pri detekciji savremenim detektorima moglo doći do prezasićenja. Tako se za Super Kamiokande, koji ima zapreminu 15 puta veću nego Kamiokande II, očekuje između 3000 i 5000 detekcija neutrina za supernovu u blizini galaktičkog centra na 10 kpc [10]. Ovo znači da bi za  $\eta$  Carinae taj broj čak mogao biti i veći. Iako bi ovaj fluks neutrina u slučaju detekcije bio savršen za određivanje ukupne izračene energije i dao neverovatno korisne informacije iz centra upravo eksplodirale supernove, nameće se pitanje prezasićenja. Stoga se nadamo da će najnovije generacije detektora  $\gamma$  zraka sa Sunca imati veću osetljivost i da će nam generalno u slučaju supernovih pružiti priliku da iz jedne druge vrste signala unapredimo naše razumevanje evolutivnih procesa zvezda.

## Literatura:

1. Neutrino-Induced  $\gamma$ -Ray Emission from Supernovae, Yu Lu, Yong – Zhong Qian, (2008)
2. Supernova Neutrinos, Neutrino Oscillations, and the Mass of the Progenitor, StarKeitaro, Takahashi, Katsuhiko Satoa, Adam Burrows and Todd A. Thompsond, (2008)
3. "Opšta astrofizika", M. Vukićević – Karabin, O. Atanacković - Vukmanović
4. S. E. Woosley, A. Heger and T. A. Weaver, Rev. Mod. Phys. 74 (2002) 1015
5. "Cosmic gamma rays", Flozd William Stecker, NASA, Washington, D.C., 1971.
6. Supernova neutrino observations: What can we learn?, Georg G. Raffelt , (2006)
7. On non - primordial deuterium production by accelerated particles, (2003), Tijana Prodanović, Brian D. Fields
8. Superluminous supernovae: No threat from Eta Carina, Brian C. Thomas, Adrian L. Melott, Brian D. Fields, and Barbara J. Anthony-Twarog, (2008),
9. "Fizika Sunca", D. Gajić, 2005., Prosveta Niš
10. Future Detection of Supernova Neutrino Burst and Explosion Mechanism (1997), T. Totani and K. Sato
11. ACT, Adnaced Compton Telescope – Witness to the Fires of Creation, NASA Vision Mission Concept Report, (2005)
12. RHESISI  $e^+ e^-$  Annihilation Radiation Observation : Implication For Conditions in The Flaring Solar Chromosphere, (2004), Gerald H. Share, Ronald J. Murphy, David M. Smith, Richard A. Schwarty and Robert P. Lin

## Biografija



Ivana Horvat je rođena 25. avgusta 1984. godine u Novom Sadu. Završila je osnovnu školu "Miroslav Antić" 1999. godine u Futogu, a zatim gimnaziju "Laza Kostić" u Novom Sadu. Prirodno – matematički fakultet u Novom Sadu upisala 2003. godine, smer Astronomija sa astrofizikom. Štićenik je humanitarnog fonda "Privrednik" od 2001. godine. U martu 2008. godine na regionalnom takmičenju "FameLab" zauzela 3. mesto.



KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

Monografska dokumentacija

**TD**

*Tip zapisa:*

Tekstualni štampani materijal

**TZ**

*Vrsta rada:*

Diplomski rad

**VR**

*Autor:*

Ivana Horvat

**AU**

*Mentor:*

Dr Tijana Prodanović

**MN**

*Naslov rada:*

Emisija solarnih gama linija indukovanih neutrinima supernovih

**NR**

*Jezik publikacije:*

srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:*

2008.

**GO**

*Izdavač:*

Autorski reprint

**IZ**

*Mesto i adresa:*

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4,  
Novi Sad

**MA**

*Fizički opis rada:*

(broj poglavlja/broj strana/literatura/broj slika/broj grafika):  
(7/29/12/3/2)

**FO**

*Naučna oblast:*

Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:*

Astrofizika

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

Supernova, neutrimi, gama zraci

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

**ČU**

*Važna napomena:*

nema

**VN**

*Izvod:*  
**IZ**

Eksplodije supernovih oslobađaju velike količine energije oslobođene u vidu neutrinske emisije. Kao proizvod apsorpcije  $\bar{\nu}_e$  na protonu, dolazi do formiranja neutrona i pozitrona. U ovom radu ćemo se baviti određivanjem fluksa gama linije energije 0.511 MeV, nastale u procesu anihilacije pozitrona sa elektronom. Naša ideja je da koristimo Sunce, kao najveći prirodni detektor, i da teorijski predvidimo fluks gama zraka indukovani u njegovoj atmosferi. Takođe, razmotrićemo fluks u slučaju Jupitera kao detektora.

*Datum prihvatanja teme od NN*  
*veća:*

**DP**

*Datum odbrane:*

**DO**

27. 9. 08.

*Članovi komisije:*

**KO**

Dr Ištvan Bikit, redovni profesor  
Dr Tijana Prodanović, docent  
Dr Milan Ćirković, vanredni profesor  
Dr Dušan Mrđa, docent  
Dr Ištvan Bikit  
Dr Tijana Prodanović  
Dr Milan Ćirković  
Dr Dušan Mrđa

*Predsednik:*

*član:*

*član:*

*član:*

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*  
**ANO**

*Identification number:*  
**INO**

*Document type:* Monograph publication  
**DT**

*Type of record:* Textual printed material  
**TR**

*Content code:* Final paper  
**CC**

*Author:* Ivana Horvat  
**AU**

*Mentor/comentor:* Dr Tijana Prodanović  
**MN**

*Title:* Neutrino Induced  $\gamma$  – Ray Emission from Supernova on the Sun  
**TI**

*Language of text:* Serbian (Latin)  
**LT**

*Language of abstract:* English  
**LA**

*Country of publication:* Serbia  
**CP**

*Locality of publication:* Vojvodina  
**LP**

*Publication year:* 2008.  
**PY**

*Publisher:* Author's reprint  
**PU**

*Publication place:* Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad  
**PP**

*Physical description:* (chapters/pages/literature/images/graphics):  
**PD** (7/29/12/3/2)

*Scientific field:* Physics  
**SF**

*Scientific discipline:* Astrophysics  
**SD**

*Subject/ Key words:* Supernova, neutrinos, gamma - rays  
**SKW**

**UC**

*Holding data:* Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4  
**HD**

*Note:* none  
**N**

*Abstract:* Supernova explosions release a burst of neutrinos. In order to get an „early“ signal and the estimate of the energy released in a nearby future supernova explosion, we explore a process that supernova neutrinos would induce in hydrogen-rich environments:  $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ . We consider the accompanying  
**AB**

positron annihilation with an electron, which results in a productin of gamma rays of energy 0.511 MeV. Our idea is to use the Sun to detect this kind of events before an optical display of supernova. This is a theoretical assasement of 0.511 MeV gamma rays flux induced in the surface layer of the Sun. Also, we estimate the flux induced on Jupiter, in the same manner.

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

*Defended on:*

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

Dr Ištvan Bikit  
Dr Tijana Prodanović  
Dr Milan Čirković  
Dr Dušan Mrđa  
Dr Ištvan Bikit  
Dr Tijana Prodanović  
Dr Milan Čirković  
Dr Dušan Mrđa

*President:*

*Member:*

*Member:*

*Member:*