



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Analiza Forbušovog smanjenja kosmičkog zračenja na osnovu zemaljskih merenja (jun 2025)

master rad

Kandidat:

Mila Ranitović 133m/24

Mentori:

prof. dr Jovana Nikolov
dr Nikola Veselinović

Novi Sad, 2026.

Zahvalnica

Na prvom mestu želela bih da uputim svoju najiskreniju zahvalnost mojim mentorima dr Nikoli Veselinoviću i prof. dr Jovani Nikolov, na podršci i strpljenju koje su mi pružili prilikom izrade ovog master rada. Njihovi stručni saveti, spremnost za saradnju i posvećenost bili su mi od neizmernog značaja i u velikoj meri su doprineli realizaciji ovog rada.

Posebnu zahvalnost bih volela da uputim svojoj porodici i prijateljima na безусловnoj ljubavi, podršci i razumevanju koju su mi pružili kako u privatnom životu, tako i u akademskom.

SADRŽAJ

Uvod	3
1 Kosmičko zračenje	5
1.1 Energetski spektar kosmičkog zračenja	7
2 Propagacija i modulacija kosmičkog zračenja u heliosferi	9
2.1 Heliosfera i propagacija kosmičkog zračenja	9
2.2 Transportna jednačina	10
2.3 Forbušova smanjenja	12
3 Interakcije kosmičkog zračenja sa geomagnetnim poljem	14
3.1 Geomagnetni „ <i>cutoff</i> ”	15
4 Interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom i nuklearni procesi u atmosferi	16
4.1 Proizvodnja sekundarnih čestica i atmosferski „pljuskovi”	17
4.2 Raspad sekundarnih čestica	20
4.2.1 Raspad miona	21
4.3 Konkurencija raspada i interakcija sekundarnih čestica	22
4.4 Intenzitet i fluks zračenja	24
4.4.1 Zavisnost od zenitnog ugla	26
4.4.2 Zavisnost od atmosferske dubine	26
4.5 Elektromagnetni procesi u atmosferi	27
5 Korekcija fluksa sekundarnog kosmičkog zračenja na atmosferske efekte	29
6 Detektori	31
6.1 Scintilacioni detektori	31
6.2 Neutronske monitori	33
6.3 gLOWCOST mionski detektori	35
6.4 Niskofonska laboratorija za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu . . .	36
7 Eksperimentalni deo	38
7.1 Solarni događaj iz juna 2025.	38
7.2 Cilj i metodologija	39
7.2.1 Priprema podataka	40
7.2.2 Određivanje početka Forbušovog smanjenja (<i>onset-a</i>) i početka faze oporavka (<i>recovery</i>)	41
7.2.3 Određivanje amplitude događaja	41

8	Rezultati i diskusija	44
8.1	Analiza sa mionskim detektorima	44
8.1.1	Zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od <i>cutoff</i> rigidnosti	47
8.1.2	Uticaj karakteristika detektora na preciznost merenja	48
8.1.3	Komparativna analiza detektora Instituta za fiziku u Beogradu	49
8.2	Analiza sa neutronske monitorima	50
8.2.1	Zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije	53
9	Zaključak	55
	Literatura	58

Uvod

Kosmičko zračenje predstavlja fluks visokoenergetskih čestica iz svemira koje konstantno prodiru u Zemljinu atmosferu i interaguju sa njom. Kosmičko zračenje se dominantno sastoji od naelektrisanih atomskih jezgara od kojih je oko 90% protona, 9% alfa čestica i ostatak čine teži nukleoni i stabilne naelektrisane čestice. Energije ovih čestica pokrivaju širok spektar, od energija koje su reda veličine njihove masene energije mirovanja do ultra-relativističkih energija reda veličine 10^{21} eV.

Prilikom prodora primarnih čestica kosmičkog zračenja u atmosferu dolazi do njihovih interakcija sa atomima atmosfere, pri čemu se pokreće kaskada nuklearnih interakcija u kojima nastaje veliki broj sekundarnih čestica. Proučavanje interakcija kosmičkog zračenja sa Zemljinom atmosferom je od velikog značaja, budući da procesi izazvani ovim interakcijama mogu imati uticaj kako na procese u atmosferi, tako i na tehnologiju korišćenu u svakodnevnom životu. Visokoenergetske čestice kosmičkog porekla mogu uticati na rad različitih elektronskih sistema. Ovi uticaji mogu varirati od prolaznih grešaka u sistemima do ozbiljnijih posledica, poput korupcije podataka i trajnih oštećenja elektronike. Jedna od posledica interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom je njena jonizacija. Stoga je uticaj kosmičkog zračenja na jonosferu, kao i na atmosfersko električno polje izuzetno značajan. Pored toga, kosmičko zračenje može da utiče na različite hemijske procese u atmosferi i da u određenoj meri izmeni sastav atmosfere.

Fluks kosmičkog zračenja prilikom propagacije kroz heliosferu nije konstantan već biva modulisan Sunčevom aktivnošću. Forbušova smanjenja su jedan od najznačajnijih primera kratkotrajnih varijacija u fluksu kosmičkog zračenja. Ona se definišu kao nagli pad intenziteta kosmičkog zračenja registrovan na površini Zemlje, koje karakteriše kratko vreme pada (od nekoliko sati do jednog dana) i postepeni višednevni oporavak. Forbušova smanjenja su posledica koronalnih masenih izbačenja (CME-ova) i njihovih pratećih udarnih talasa koji deluju kao magnetna barijera koja skreće kosmičke zrake nižih energija sa njihove putanje. Profil Forbušovih smanjenja pokazuje zavisnost od uslova u magnetosferi zbog čega je njihovo proučavanje od velikog značaja.

Cilj ovog rada jeste detaljna i precizna analiza dvostepenog Forbušovog smanjenja, čiji je početak zabeležen 1. juna 2025. godine tokom 25. solarnog ciklusa. Ovaj događaj prouzrokovan je koronalnim masenim izbačenjima lansiranim 30. i 31. maja 2025. godine sa aktivnog regiona Sunca AR4100, koja su tokom propagacije interagovala formirajući složenu međuplanetarnu CME strukturu (ICME). Da bi se ovaj događaj proučio kroz širi energetski opseg u radu su korišćeni podaci kako sa mionskih detektora Niskofonske laboratorije za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu (nadzemni GLL i podzemni UL) i mionskih detektora gLOWCOST mreže, tako i sa neutronske monitora iz baze podataka NMDB. Korišćenje različitih tipova detektora, takođe je omogućilo pručavanje uticaja različitih detektorskih konfiguracija na dobijene rezultate. Glavni deo analize je bilo precizno proračunavanje amplitude Forbušovog smanjenja, za šta je korišćena modifikovana metoda zasnovana na pristupu Barbashine i saradnika (2009) [1]. Poseban fokus u radu je na pručavanju zavisnosti proračunatih amplituda od *cutoff* rigidnosti

i medijane energije korišćenih stanica.

1 Kosmičko zračenje

Kosmičko zračenje predstavlja čestice visokih energija iz svemira koje konstantno ulaze u Zemljinu atmosferu i interaguju sa njom. Većina kosmičkog zračenja koje ulazi u atmosferu se sastoji od naelektrisanih atomskih jezgara od kojih je oko 90% protona, 9% alfa čestica i ostatak čine teži nukleoni i stabilne naelektrisane čestice. Većina kosmičkih zraka je relativistička, i ima energije koje su reda veličine ili veće od njihovih masenih energija mirovanja. Međutim, postoji i kosmičko zračenje mnogo većih, ultra-relativističkih energija od oko 10^{21} eV, što je 12 redova veličine veće od mase mirovanja protona [2].

Istraživanja provodljivosti vazduha od strane Kulona, a kasnije i drugih naučnika poput Vilsona, Elstera i Geitela i drugih, dovela su do otkrivanja nepoznatog izvora jonizacije vazduha. Viktor Hes je 1912. godine u svojim eksperimentima sa letovima balona izvršio detaljno istraživanje jonizacije vazduha i došao do otkrića nepoznatog izvora jonizujućeg zračenja, čiji intenzitet se ne smanjuje sa povećanjem nadmorske visine. Ovo zračenje je prvobitno zvano „ultra gama zračenjem” ili „prodornom radijacijom”, a njegovo poreklo nije bilo poznato godinama posle Hes-ovog otkrića. Tek je 1920-ih godina otkriveno da ono potiče iz svemira i konačno je dobilo svoje ime „Kosmičko zračenje” 1926. godine na predlog Miliken-a i Kameron-a [3]. Viktor Hes je 1936. godine dobio Nobelovu nagradu za otkriće kosmičkog zračenja.

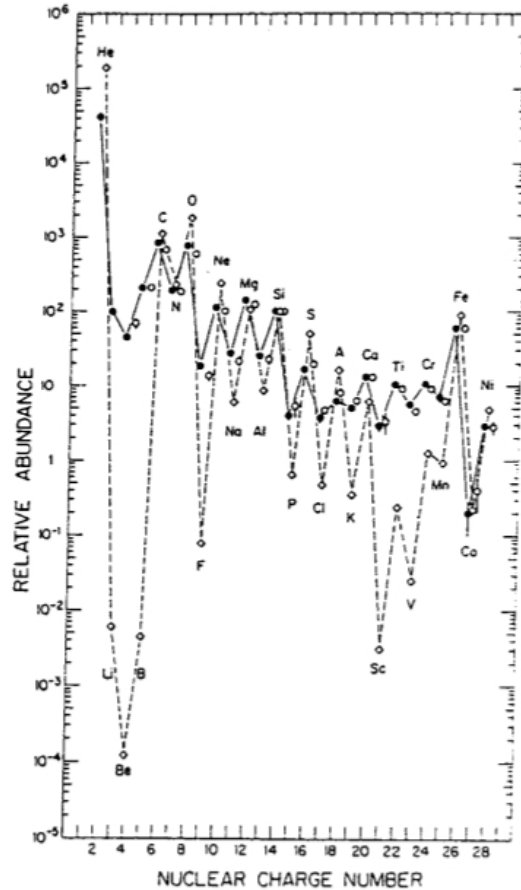
Kosmički zraci se kreću brzinama približnim brzini svetlosti i mogu da proističu iz različitih izvora. Iako tačno poreklo kosmičkog zračenja nije u potpunosti poznato, ono što znamo je da većina zračenja proističe van Solarnog sistema ali unutar naše galaksije. Kosmičko zračenje se na osnovu porekla može deliti na sledeći način:

1. **Vangalaktičkog porekla** - zračenje najviših energija (do 10^{21} eV) koje potiče iz drugih galaksija, kvazara i drugih objekata iz Univerzuma.
2. **Galaktičkog porekla** - energije do $10^{15} - 10^{16}$ eV. Većinski su generisani u eksplozijama supernovih ili iz ostataka supernovih, kao i u magnetosferama pulsara, iz šok talasa u međuzvezdanom prostoru ili iz nekih drugih objekata unutar galaksije.
3. **Solarnog porekla** - energije do 15 – 30 GeV i manje, proističu iz korone Sunca u periodima jače solarne aktivnosti.
4. **Međuplanetarnog porekla** - energije do 10–100 MeV, generišu se u jakim međuplanetarnim udarnim talasima i u udarnim talasima na granici Heliosfere.
5. **Planetarnog, tj. magnetosfernog porekla** - generišu se unutar magnetosfera rotirajućih magnetnih planeta (za Zemlju imaju energije do 30 keV) [3].

Postoje dve osnovne vrste kosmičkog zračenja i to su primarno i sekundarno zračenje. Primarnim kosmičkim zračenjem se nazivaju naelektrisane čestice visokih energija koje se nalaze u gornjim slojevima naše atmosfere i čiji se izvori nalaze negde u svemiru. Primarno kosmičko

zračenje pri ulasku u atmosferu interaguje sa jezgrima elemenata atmosfere i u tim interakcijama generiše sekundarno kosmičko zračenje.

Iako se kosmičko zračenje većinski sastoji od protona, ono svakako sadrži i mnoštvo drugih konstituenata koje ne treba zanemarivati. Na slici 1 je prikazan grafik relativne zastupljenosti elemenata u kosmičkom zračenju u odnosu na zastupljenost tih elemenata u solarnom sistemu.



Slika 1: Relativna zastupljenost elemenata kosmičkog zračenja izmerena na Zemlji u poređenju sa zastupljenošću u Solarnom sistemu, u odnosu na silicijum. (Značenje simbola: puni krugovi- niska energija; prazni krugovi- visoka energija; prazni rombovi- podaci za Solarni sistem) (Preuzeto iz [4].)

Sa slike se može primetiti da relativna zastupljenost elemenata iz kosmičkog zračenja i Solarnog sistema prati sličan trend gde su čvršće vezana jezgra sa parnim atomskim brojem (Z) više zastupljena.

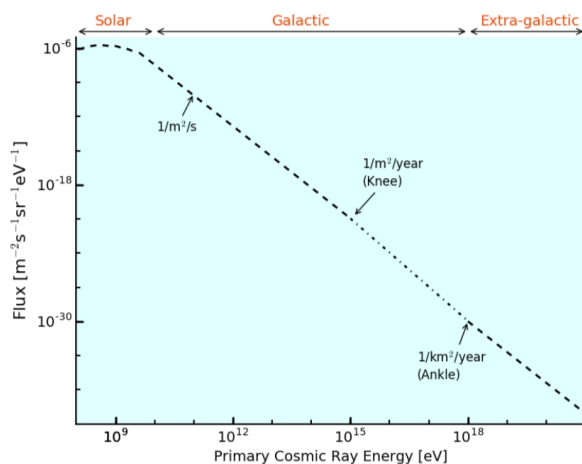
Najveće razlike između raspodela za kosmičko zračenje i Solarni sistem se vide kod dve grupe elemenata, Li, Be, B i Sc, Ti, V, Cr, Mn koje imaju mnogo veću zastupljenost u kosmičkom zračenju nego u Solarnom sistemu. Ovi elementi praktično da se i ne pojavljuju kao finalni proizvodi proizvodnje elemenata u zvezdama. Međutim, oni su veoma prisutni u kosmičkom zračenju kao proizvodi interakcije kosmičkog zračenja sa česticama međuzvezdanog prostora putem procesa spalacije (*spallation*). Spalacija, tj. spalaciona reakcija je nuklearna reakcija gde prilikom sudara visoko energetskeg nukleona sa jezgrom mete dolazi do oslobađanja više čestica. Li, Be i B nastaju kao proizvodi spalacije kiseonika i ugljenika, a Sc, Ti, V, Cr i

Mn nastaju kao proizvodi spalacije gvožđa.

Druga razlika između sastava kosmičkog zračenja u odnosu na Solarni sistem, jeste da je zastupljenost jezgara sa atomskim brojem većim od 1 ($Z > 1$) u odnosu na protone veća u kosmičkom zračenju u poređenju sa solarnim materijalom [4]. Iako uzrok ove razlike nije upotpunosti razjašnjen, ona može biti objašnjena činjenicom da je vodonik teško jonizovati kako bi se ubacio u proces ubrzavanja [4].

1.1 Energetski spektar kosmičkog zračenja

Kako bi bolje razumeli kosmičko zračenje potrebno je navesti i njihov energetski spektar, koji je jedna od njihovih najzanimljivijih karakteristika. Prikaz zavisnosti intenziteta kosmičkog zračenja u zavisnosti od energije je prikazan na slici 2.



Slika 2: Energetski spektar primarnog kosmičkog zračenja (Preuzeto iz [2].)

Sa slike 2 se lepo može videti ono što je ranije pomenuto, a to je da kosmičko zračenje ima veliki raspon energije, od nižih energija do veoma visokih, čak reda 10^{21} eV . Energetski spektar ima veoma strm nagib, toliki da je fluks čestica koje imaju energije preko 10^{11} eV oko 16 reda veličine veći od fluksa čestica sa energijom 10^{20} eV. Spektar ima dve promene nagiba, prva promena nagiba se dešava na energiji od 10^{15} eV i taj deo spektra se zove „koleno”, a nakon toga na energiji od 10^{18} eV se dolazi do druge promene nagiba koju nazivamo „članak”. Pretpostavlja se da su ove promene nagiba posledica različitih mehanizama proizvodnje kosmičkog zračenja, ali to nije definitivno potvrđeno. Smatra se da su čestice sa energijama ispod kolena ubrzane u udarnim talasima ostatak supernove , a da su čestice između kolena i članka posledica drugačijih izvora iz galaksije (npr. pulsara) [5, 6]. Za čestice posle članka se pretpostavlja da su vangelaktičkog porekla.

Energetski spektar primarnog kosmičkog zračenja može se opisati koristeći inverzni stepeni zakon energije, pri čemu je diferencijalni fluks zračenja dat izrazom:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (1)$$

gde je E energija, a spektralni indeks γ ima vrednost približnu 1.7. Posle kolena, pošto se nagib menja, vrednost indeksa se takođe menja u $\gamma \approx 2$ [4].

2 Propagacija i modulacija kosmičkog zračenja u heliosferi

Intenzitet kosmičkog zračenja koji dolazi do Zemlje nije konstantan već se menja u vremenu (moduliše) u zavisnosti od nekoliko parametara, kao što su solarna aktivnost ili geomagnetno polje.

Solarna aktivnost u velikoj meri utiče na modulaciju kosmičkog zračenja, gde je modulacija posebno povezana sa 11-godišnjim solarnim ciklusom. Jedanaestogodišnji solarni ciklus se odnosi na periodične promene u intenzitetu solarne aktivnosti koja se menja od minimalne do maksimalne pa nazad do minimalne u periodima od 11 godina. Za fluks kosmičkog zračenja je primećena jaka antikorelacija sa porastom solarne aktivnosti. Ovo se objašnjava time što Sunce emituje solarni vetar (konstantna struja plazme) koji u sebi ima ugrađeno magnetno polje koje ispunjava Solarni sistem i sprečava ulazak kosmičkog zračenja niskih energija. Stoga je jasno da kada imamo smanjenu solarnu aktivnost, veća količina kosmičkog zračenja će moći da ulazi u heliosferu i time će fluks kosmičkog zračenja biti veći.

Pored zavisnosti od solarnog ciklusa, na modulaciju kosmičkog zračenja utiču i neperiodične promene solarne aktivnosti, kao što je pojava slučajnih solarnih baklji ili koronalnih masenih izbačenja (CME).

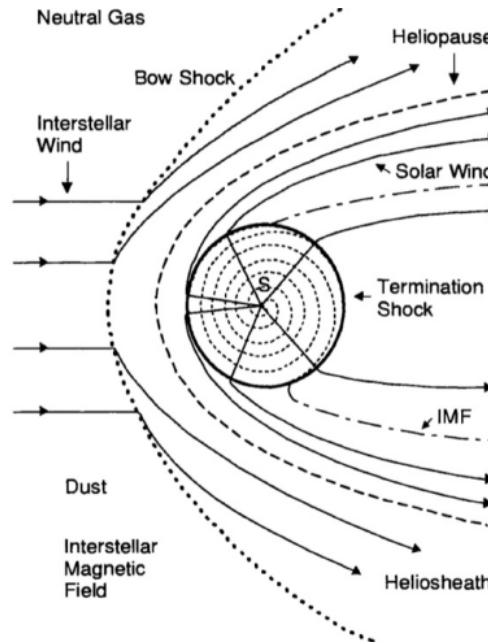
Primarno kosmičko zračenje je, usled naelektrisanja čestica koje ga čine, na svom putu ka Zemlji pod velikim uticajem galaktičkog, međuplanetarnog i geomagnetnog polja. Najvažniji je uticaj Zemljinog magnetnog polja jer njegove varijacije utiču na to koje naelektrisane čestice će dospeti do atmosfere. Geomagnetno polje ima sposobnost da deflektuje ili zarobi u magnetnom polju zračenje koje je manje energije. Naravno, čestice koje imaju dosta veliku energiju dospevaju do Zemljine atmosfere bez obzira na magnetno polje. Zbog ovoga i oblika geomagnetnog polja, intenzitet kosmičkog zračenja zavisi od geografske dužine, širine i zenitnog ugla posmatranja.

2.1 Heliosfera i propagacija kosmičkog zračenja

Pri ulasku u heliosferu, kosmičko zračenje nailazi na uticaje solarnog vetra i heliosfernog magnetnog polja. Njihovi kombinovani efekti utiču na propagaciju i varijacije u intenzitetu (modulaciju) kosmičkog zračenja. Kako bi imali bolje razumevanje ovih efekata i propagacije kosmičkog zračenja u ovom delu će se opisivati osnovne karakteristike heliosfernog magnetnog polja i solarnog vetra.

Heliosfera predstavlja predeo svemira oko Sunca u kome dominiraju Sunčevi efekti i solarni vetar. Njene granice su udaljene na oko 120 AJ od Sunca. Granica heliosfere se naziva heliopauza i ona se nalazi izvan terminacionog šoka (*termination shock*). Terminacioni šok nastaje u regionu gde se solarni vetar (brzine 300 – 800 km/s) sa ugrađenim heliosfernim magnetnim poljem, susreće sa međuzvezdanim medijumom i interaguje sa njime.

Još jedna glavna komponenta heliosfernog magnetnog polja je čeonu udarni talas (*bow shock*). Čeonu udarni talas nastaje na mestu gde međuzvezdani vetar po prvi put nailazi na heliosferno magnetno polje. On se nalazi izvan heliopauze, a predeo koji se nalazi između nje-ga i heliopauze i odvaja unutrašnju heliosferu od međuzvezdanog prostora se zove heliosferni omotač.[7]



Slika 3: Aproksimacija konfiguracije heliosfere i njenih granica prema modifikovanom Parkerovom modelu (Preuzeto iz [7].)

Varijacije u solarnoj aktivnosti utiču na nepravilnosti u protoku solarnog vetra i heliosfernog magnetnog polju kao i na spektar kosmičkog zračenja unutar heliosfere. Promene solarne aktivnosti u vremenu mogu biti periodične i neperiodične i one utiču na modulaciju kosmičkog zračenja. Pored 11-godišnjeg solarnog ciklusa, još jedan bitan periodičan ciklus koji utiče na modulaciju kosmičkog zračenja je 22-godišnji ciklus promene polariteta Sunčevog magnetnog polja. Promena polariteta heliosfernog magnetnog polja, poznata i kao Haleov ciklus, dešava se pri uzastopnim maksimumima Sunčevih pega (u razmaku oko 11 godina) i ima periodičnost od približno 22 godine. Varijacije kosmičkog zračenja usled ovog efekta su suptilnije u poređenju sa onima od 11-godišnjeg Sunčevog ciklusa. [7]

2.2 Transportna jednačina

Za razumevanje modulacije kosmičkog zračenja u heliosferi potrebno je da se posmatra transport čestica u heliosferi za vreme solarnog minimuma. Transportnu jednačinu koja se koristi za opisivanje kretanja kosmičkog zračenja u heliosferi je izveo Parker 1965. godine [8]. Osnovni oblik jednačine se bazira na pretpostavci da je kosmičko zračenje približno izotropno i prati kretanje naelektrisanih čestica u promenljivim magnetnim poljima, pri čemu se vrši usrednjavanje po faznom i uglu nagiba propagirajućih čestica. Ukoliko uzmemo da je

$f(\mathbf{r}, R, t)$ funkcija raspodele kosmičkog zračenja, R rigidnost, t vreme, $\mathbf{r}$ prostorne koordinate, sa uobičajenim koordinatama r , θ i ϕ definisanih u sfernom koordinatnom sistemu gde je ekvatorijalna ravan na polarnom uglu od $\theta = 90^\circ$, Parkerova transportna jednačina može biti napisana u sledećem obliku [9]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\mathbf{V} + \langle \mathbf{v}_d \rangle) \cdot \nabla f + \nabla \cdot (\mathbf{K}_s \cdot \nabla f) + \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln R} \quad (2)$$

Za stacionarno rešenje ove jednačine dobijamo da je $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ što znači da su svi kratkotrajni efekti modulacije (periodi kraći od jedne solarne rotacije) zanemareni. Članovi transportne jednačine sa desne strane redom označavaju:

1. **Konvekciju (član: $-\mathbf{V} \cdot \nabla f$)** - Opisuje kako solarni vetar brzine $\mathbf{V}$ vrši konvekciju na prostorni raspored čestica, tj. teži da „odnese” čestice iz unutrašnjosti heliosfere spolja. Znak minus pokazuje da solarni vetar deluje suprotno na naelektrisane čestice od smera u kojem one pokušavaju da prodru u heliosferu.
2. **Drift (član: $-\langle \mathbf{v}_d \rangle \cdot \nabla f$)** - Odnosi se na prosečnu brzinu drifta $\langle \mathbf{v}_d \rangle$ čestica koju uzrokuju gradijent i zakrivljenost heliosfernog magnetnog polja. Ovaj član je veoma bitan za razumevanje Haleovog ciklusa jer putanje čestica zavise od polariteta heliosfernog magnetnog polja. Prilikom $A < 0$ ciklusa protoni driftuju ka unutrašnjosti heliosfere putem ekvatorijalne regije, gde se njihov intenzitet progresivno smanjuje kako se povećava solarne aktivnost. Ovo prouzrokuje oštre vrhove na graficima intenziteta kosmičkog zračenja kroz vreme. Za razliku od $A < 0$, $A > 0$ ciklusi imaju obrnut smer protona (ulaze preko polova) i „mekanije” spektre protona, tj. vrhovi su zaobljeni. Ovi efekti su obrnuti za negativno naelektrisane čestice u istom magnetnom polju (driftuju u suprotnom smeru od protona).
3. **Difuziju (član: $\nabla \cdot (\mathbf{K}_s \cdot \nabla f)$)** - Opisuje difuziju kosmičkog zračenja u heliosferi koja nastaje kao odgovor na gradijent koji uspostavlja konvekcija i adijabatsko širenje [10]. Konvekcija teži da „izbací” čestice iz heliosfere, dok difuzija teži tu da ih zadrži. Član $\mathbf{K}_s$ je simetrični difuzioni tenzor koji se sastoji od paralelnog difuzionog koeficijenta $\mathbf{K}_{\parallel}$ i normalnih difuzionih koeficijenata u radijalnom $\mathbf{K}_{\perp r}$ i polarnom pravcu $\mathbf{K}_{\perp \theta}$. Paralelni difuzioni koeficijent dominira u unutrašnjim i polarnim predelima heliosfere, dok normalni radijalni difuzioni koeficijent dominira u srednjim i spoljašnjim predelima. Takođe se pretpostavlja da je polarna normalna difuzija jača od radijalne $\mathbf{K}_{\perp \theta} > \mathbf{K}_{\perp r}$ u većini heliosfere.
4. **Adijabatske promene energije (član: $\frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln R}$)** - Opisuje adijabatsko gubljenje energije čestica koje je posledica divergencije sferno širećeg solarnog vetra [10]. Pojednostavljeno objasnjenje ovog efekta jeste da ukoliko imamo $\nabla \cdot \mathbf{V} > 0$ znači da dolazi do ekspanzije plazme solarnog vetra i imamo situaciju adijabatskog gubitka energije čestica, koji su veoma veliki u unutrašnjosti heliosfere. Ako imamo $\nabla \cdot \mathbf{V} < 0$ onda dolazi do sabijanja plazme i energetskog dobitka. Ovo se dešava u heliosfernom omotaču. [9, 11]

Pošto je za ovu jednačinu iskorišćena aproksimacija da je kosmičko zračenje izotropno, u slučajevima kada postoje izražene anizotropije mora se posegnuti za drugim oblicima transport-

nih jednačina. Jedan od mogućih rešenja jeste da se jednačina (2) modifikuje tako da opisuje propagaciju čestica po Fokker-Plankovoj jednačini. Više informacija se može naći u Potgieter (2013) [9].

2.3 Forbušova smanjenja

Forbušova smanjenja su jedan od glavnih primera kratkotrajnih varijacija u fluksu kosmičkog zračenja. Odnose se na nagla i kratkotrajna smanjenja u intenzitetu primarnog kosmičkog zračenja koja registrujemo na površini Zemlje. Izazivaju ih koronalna masena izbačenja (CME) i njihovi prateći udarni heliosferni talasi koji deluju kao magnetna barijera koja se kreće ispred CME-a i deflektuje galaktičke kosmičke zrake nižih energija sprečavajući ih da dođu do površine Zemlje [2]. Forbušova smanjenja se detektuju očitavanjima sa neutronske ili mionske detektora na površini Zemlje.

Karakterise ih nagli početak, gde dostižu maksimalno smanjenje intenziteta u roku od otprilike jednog dana posle čega, u periodu od narednih par dana, se postepeno intenzitet zračenja vraća u normalu. U nekim slučajevima neposredno pre početka pada se može registrovati i malo povećanje intenziteta. Forbušova smanjenja mogu varirati po dužini trajanja i po amplitudi koja je uglavnom u opsegu od 3 do 20% [2].

Najbitnije karakteristike Forbušovih smanjenja su [12]:

1. **Amplituda smanjenja** - kao što je već pomenuto amplitude su uglavnom u opsegu od 3 do 20%, ali za neutronske detektore mogu da dostignu i vrednosti do 25%. Zbog anizotropija prisutnih u neutronske detektorima amplituda pada varira u zavisnosti od stanice gde je snimljen pad.
2. **Zavisnost amplitude od rigidnosti** - rigidnost (R) je veličina koja predstavlja meru otpora čestice na zakrivljenje njene putanje u magnetnom polju. Zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od rigidnosti je približno jednaka $R^{-\gamma}$, gde γ ima vrednosti u intervalu od 0.4 do 1.2. Na stanicama sa nižim vrednostima geomagnetnog praga rigidnosti registruju se više vrednosti amplitude smanjenja i obrnuto.
3. **Povećanje koje prethodi padu**- velikom broju Forbušovih smanjenja prethodni blago povećanje u intenzitetu kosmičkog zračenja neposredno pre pada. Ova povećanja intenziteta mogu biti posledica refleksije čestica od udarnog talasa ili njihovog ubrzavanja na udarnom talasu.
4. **Oporavak intenziteta kosmičkog zračenja**- u slučaju kada postoji jedan izolovan Forbušov pad, oporavak se može aproksimirati eksponencijalnom funkcijom i on uglavnom traje od 3 do 10 dana, gde je prosek da traje 5 dana. Vreme oporavka zavisi od geografske širine regiona solarnog izvora.
5. **Solarno poreklo**- velika smanjenja potiču od brzih koronalnih masena izbačenja i njihovih pratećih udarnih talasa koji se mogu dovesti u vezu sa specifičnim solarnim bakljama.

Bitno je napomenuti da, iako solarne baklje ne proizvode koronalna masena izbačenja, one se mogu koristiti u dijagnostičke svrhe da se odredi geografska širina predela Sunca odakle proističu CME i udarni talas. Generalno Forbušova smanjenja koja su povezana sa specifičnim solarnim bakljama su proizvod energičnijih CME-ova.

6. **Učestalost pojavljivanja**- najčešći su u periodima povećane solarne aktivnosti, tj. blizu solarnog maksimuma ali se pojavljuju kroz ceo solarni ciklus. U proseku ima manje od 10 Forbušovih smanjenja koji imaju amplitude veće od 10% po solarnom ciklusu. Iako su najčešći u periodima solarnog maksimuma, uglavnom se ne pojavljuju tokom otprilike godinu dana posle maksimuma.

Forbušova smanjenja se uglavnom poklapaju sa geomagnetnim olujama, koje nastaju usled intekacije struktura solarnog vetra sa Zemljinom magnetosferom. Profil Forbušovog smanjenja pokazuje značajnu zavisnost od uslova u magnetosferi. [13]

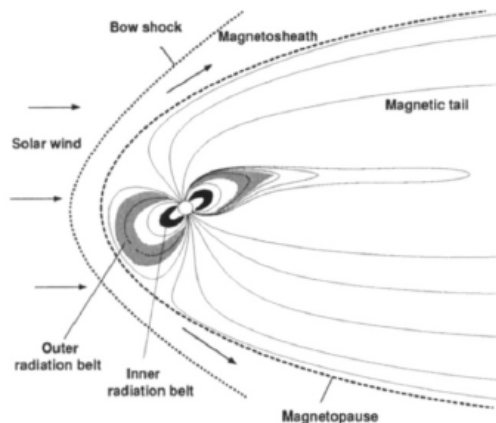
Po autoru Mavromichalaki ([14]), geomagnetne oluje (GS) se definišu kao intenzivni poremećaji magnetosfere koji su praćeni značajnim smanjenjem horizontalne komponente geomagnetnog polja. One su složene pojave koje su nastale kao posledica procesa započetih u Sunčevoj koroni, tj. direktno su povezane sa Sunčevom aktivnošću i nastaju kada poremećaji u solarnom vetru dospeju do Zemljine magnetosfere. Geomagnetne oluje se registruju u opservatorijumima, a koriste se geomagnetni indeksi kako bi se one kvantitativno opisale. Planetarni Kp indeks se koristi za određivanje njihovog intenziteta. Ovaj indeks se određuje na svaka tri sata i ima vrednosti od 0 do 9, gde 0 označava odsustvo geomagnetne oluje, a 9 označava intenzivnu pometnju. Na Zemlji će se registrovati posledice oluje ukoliko je vrednost indeksa 4 ili više. [14]

Studija autora Alhassan i saradnika ([15]) je pokazala da postoji korelacija između modulacije kosmičkog zračenja i geomagnetnih indeksa (kao: disturbance storm time (Dst), Kp i Ap indeks). Istraživanja su ustanovila snažnu povezanost između varijacije odbroja kosmičkog zračenja, brzine solarnog vetra i Dst indeksa [16]. Takođe je pokazano da Forbušova smanjenja i geomagnetne oluje nemaju linearnu korelaciju, već da na njihovu povezanost utiče orijentacija interplanetarnog magnetnog polja (IMF) [17]. [13]

Pored Forbušovih smanjenja, koje karakteriše nagli pad fluksa kosmičkog zračenja, Sunčeva aktivnost može izazvati i suprotan aperiodični efekat, tj. naglo povećanje fluksa čestica na tlu, poznato pod imenom *Ground Level Enhancements*, ili skraćeno GLE. GLE događaji su usko povezani sa ekstremnim solarnim protonskim događajima (*Solar Proton Events*, SPE), tokom kojih relativističke čestice (primarno protoni) prodiru u Zemljinu atmosferu i proizvode sekundarno kosmičko zračenje koje se detektuje na tlu. GLE događaji su uglavnom povezani sa povećanom solarnom aktivnošću i velikim solarnim erupcijama poput solarnih baklji klase X i brzih koronalnih masenih izbačenja (CME). [18]

3 Interakcije kosmičkog zračenja sa geomagnetnim poljem

Magnetno polje koje se meri na Zemlji ili njenoj atmosferi je produkt superpozicije Zemljinog magnetnog polja, koje samo po sebi nije homogeno i menja se kroz vreme, i komponenti polja koje su prouzrokovane spoljašnjim strujama i drugim unutrašnjim i spoljašnjim uticajima koji mogu dodatno da izazovu spore ili nagle varijacije polja. Rezultujuće polje interaguje sa solarnim vetrom i formira magnetno polje koje nazivamo magnetosfera. Magnetosfera svojom konfiguracijom podseća na heliosferno polje.



Slika 4: Zemljina magnetosfera okružena solarnim vetrom (Preuzeto iz [7].)

Magnetosfera nije simetrična zbog nagiba Zemljine ose rotacije od 23° u odnosu na normalu na ravan ekliptike, kao i zbog odstupanja Zemljinog magnetnog dipola od ose rotacije za ugao od 11° . Interakcije između solarnog vetra i geomagnetnog polja dovode do formiranja čeonog udarnog talasa (*bow shock*), magnetnog omotača (*magnetosheath*) i magnetopauze (*magnetopause*). Geomagnetni efekti, iako su mnogo jači od polja heliosfere, svoj uticaj proširuju na mnogo manjoj zapremini, tj. na lokalnom nivou. Geomagnetni efekti su ograničeni magnetosferom koja je ograničena magnetopauzom. [7]

Jako geomagnetno polje u blizini Zemlje uspostavlja „*cutoff*” za čestice sa nižom energijom, koji varira sa geomagnetnom širinom. Geomagnetna širina nije isto što i geografska širina zbog toga što se ose magnetnog dipola i rotacije Zemlje ne poklapaju. Na magnetnim polovima geomagnetni *cutoff* je nula, dok je na geomagnetnom ekvatoru oko 15 GV za vertikalni upad [7]. Solarna aktivnost utiče na konfiguraciju magnetosfernog magnetnog polja i može značajno da izmeni uslove za *cutoff* kosmičkog zračenja i solarnih čestica.

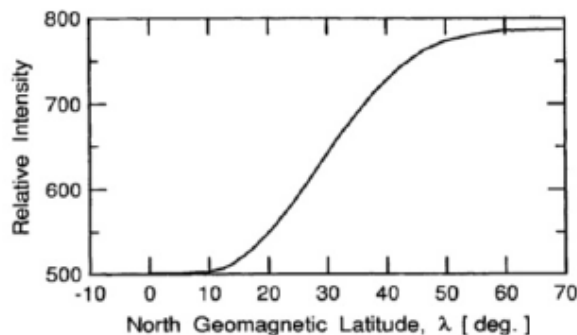
U zavisnosti od rigidnosti i pravca propagacije kosmičkog zračenja, čestice u manjoj ili većoj meri skreću sa prvobitnog pravca pod uticajem magnetnih polja sa kojima se susreću na putu ka Zemlji. Većina čestica ne uspeva da dostigne Zemljinu površinu ili zbog toga što su odbijene nazad u svemir ili zbog toga što su celu svoju energiju ostavile u atmosferi pre stizanja do tla.

Magnetna rigidnost naelektrisane čestice predstavlja meru njene otpornosti na skretanje pod uticajem magnetnog polja. U fizici kosmičkog zračenja ovaj koncept je fundamentalan jer se naelektrisane čestice kreću kroz magnetno polje heliosfere i Zemljinu magnetosferu. Rigidnost

R čestice se računa preko formule:

$$R = \frac{pc}{Ze} \quad (3)$$

gde je p impuls čestice, c brzina svetlosti, Z atomski broj naelektrisanje čestice, a e elementarno naelektrisanje.



Slika 5: Zavisnost relativnog intenziteta kosmičkog zračenja na visini od 9000 m od geomagnetne širine duž geografskog meridijana od 80° (Preuzeto iz [7].)

3.1 Geomagnetni „*cutoff*”

Naelektrisanje čestice koje prilaze Zemlji zbog uticaja geomagnetnog polja imaju zakrivljene trajektorije. Ako se izuzmu iz razmatranja interakcije čestica sa atmosferom, sposobnost čestice da stigne do površine Zemlje zavisi isključivo od lokalnog magnetnog polja, od rigidnosti i pravca nadolazeće čestice.

Veličina koja se koristi za poređenje i interpretaciju merenja čestica izvršenih na različitim lokacijama na Zemlji, a naročito na različitim geomagnetnim širinama, je efektivna vertikalna *cutoff* rigidnost R_c (*cutoff rigidity*), koja se često navodi i jednostavnije kao *cutoff* rigidnost [7]. Pod uticajem varijacija u magnetosferi i geomagnetnim poljima se menja i *cutoff* rigidnost neke specifične geografske lokacije. Promene u geomagnetnoj *cutoff* rigidnosti utiču na intenzitet kosmičkog zračenja određene lokacije.

Rigidnost R utiče na sposobnost kosmičkog zračenja da se probije kroz magnetna polja i da stigne do gornjih slojeva Zemljine atmosfere. Ona se definiše kao impuls čestice pomnožen sa brzinom svetlosti po jedinici naelektrisanja ($R = (pc)/(Ze)$). Geomagnetna *cutoff* rigidnost predstavlja minimalnu rigidnost koju čestica mora da poseduje da bi dospela do atmosfere za određenu geomagnetnu širinu. Stoga, svaka geomagnetna lokacija ima svoju odgovarajuću *cutoff* rigidnost. Kako bi čestice dospele do nižih geomagnetnih širina potrebne su im više vrednosti rigidnosti, a sve čestice koje imaju rigidnost jednaku ili veću od *cutoff* rigidnosti mogu da prodru do te geomagnetne širine i svih većih širina. *Cutoff* rigidnost čestice takođe zavisi i od pravca njenog dolaska. [19]

4 Interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom i nuklearni procesi u atmosferi

Kao što je već navedeno, kosmičko zračenje kako bi stiglo do površine Zemlje mora prvo da prođe kroz magnetno polje oko Zemlje, a potom i atmosferu koja služi kao drugi štit od kosmičkog zračenja. Mali broj primarnih čestica kosmičkog zračenja će uopšte da stigne do tla, već će u interakcijama sa atmosferskim jezgrima izgubiti svu svoju energiju i nestati. Ukoliko primarno kosmičko zračenje ima dovoljno veliku energiju, može da pokrene kaskadu nuklearnih interakcija koje su sposobne da proizvedu milijarde čestica sekundarnog zračenja. Ovakvu lančanu reakciju nazivamo „pljusak” kosmičkih čestica (*Extensive Air Shower*).

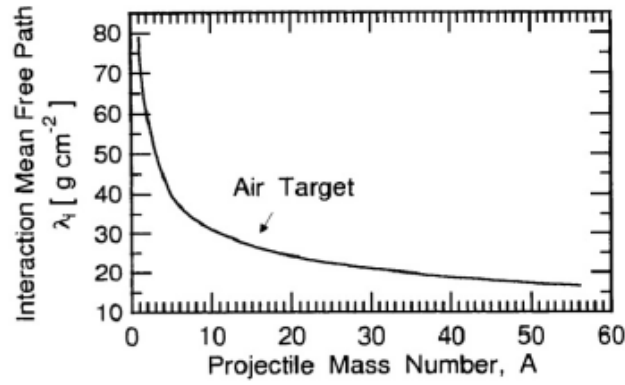
Prilikom propagacije do tla, kompozicija kosmičkog zračenja se menja, a sve čestice zračenja gube energiju kroz hadronske i/ili elektromagnetne procese. Upadni hadroni stupaju u jake interakcije sa atmosferskim jezgrima u višim slojevima atmosfere, a za energije veće od nekoliko GeV se generišu pljusak čestica kao posledica stvaranja mezona i drugih sekundarnih čestica. Prilikom interakcija sa atomima atmosfere čestice primarnog i sekundarnog zračenja učestvuju u spalacionim reakcijama. Spalacioni proizvodi čestica primarnog zračenja se kreću kroz atmosferu, interaguju sa još jezgara i nastavljaju sa proizvodnjom sekundarnih čestica. Najčešći proizvodi koji nastaju u hadronskim sudarima su pioni, ali dolazi i do proizvodnje kaona, šarm (*charm*) čestica i čestica-antičestica parova.[7]

Protoni primarnog kosmičkog zračenja u proseku imaju 12 interakcija prilikom vertikalne propagacije kroz atmosferu do nivoa mora, što odgovara srednjem slobodnom putu λ_i od otprilike 80 g/cm² [7]. Međutim, većina drugih teških nukleona primarnog zračenja imaju dosta veće efektivne preseke σ_i [cm²] od protona, i samim time i kraće srednje slobodne puteve, zbog čega se njihove prve interakcije odigravaju na višim nadmorskim visinama u odnosu na protone. Veza između srednjeg slobodnog puta i efektivnog preseka je data sledećim izrazom:

$$\lambda_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i \quad (4)$$

gde je N_A Avogadrov broj (6.02×10^{23}), A je maseni broj mete i σ_i je efektivni presek za određenu interakciju. Na osnovu ovoga može da se vidi da za jezgra sa većim masenim brojem, srednji slobodan put je veoma mali zbog čega ona učestvuju u većem broju interakcija na svom putu kroz atmosferu i praktično ne postoji šansa da dođu do tla.

Efektivni presek za nukleon-jezgro interakciju $\sigma_{p,A}$ je povezan sa efektivnim presekom proton-proton interakcije $\sigma_{p,p}$ preko izraza $\sigma_{p,A}(E) = \sigma_{p,p}(E)A^\alpha$. Za nukleon projekte eksponent $\alpha = 2/3$, a efikasni presek $\sigma_{p,p}(E)$ slabo zavisi od energije, gde menja vrednosti od oko 40 mb na energiji od 10 GeV do 80 mb na energijama od 10^7 GeV. Za projekte koji su pioni eksponent $\alpha = 0.75$, a $\sigma_{\pi,p}$ ima vrednost od oko 26 mb. Na slici 6 je prikazana zavisnost srednjeg slobodnog puta od mase projektila (A) u vazduhu. [7]



Slika 6: Zavisnost srednjeg slobodnog puta λ_i za interakcije sa visokim energijama od mase projektila (Preuzeto iz [7].)

Usled jakih interakcija u sudarima sa nukleonima i jezgrima, hadroni gube deo svoje energije prilikom propagacije kroz atmosferu. Totalni hadronski efektivni presek se može zapisati kao zbir elastičnog i neelastičnog efektivnog preseka $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel}$.

Prosečna energija koju će primarna čestica zadržati posle n sudara u atmosferi je

$$E = E_0(1 - \langle k \rangle)^n \quad (5)$$

gde je E_0 početna energija čestice, a $\langle k \rangle$ je srednja vrednost koeficijenta neelastičnosti koji predstavlja udeo energije koji se troši prilikom interakcije. Sudari koji su inicirani nukleonom (p, n) i antinukleonom ($\bar{p}, \bar{n}$) sadrže visoki stepen elastičnosti η ($\eta = 1 - k$). Početni nukleon ili antinukleon zadržavaju u proseku oko 50% svoje energije pre sudara, što je više nego što je uobičajeno za sekundarne čestice. [7]

4.1 Proizvodnja sekundarnih čestica i atmosferski „pljuskovi”

Do proizvodnje sekundarnih čestica dovode jake interakcije kao i elektromagnetne interakcije primarnih čestica sa česticama atmosfere. Proizvodi jakih interakcija primarnih čestica sa jezgrima u atmosferi, kao što su pioni, kaoni, drugi mezoni i nukleon-antinukleon parovi, nastavljaju da propagiraju kroz atmosferu i doprinose fluksu hadrona. Ukoliko primarne čestice imaju dovoljno visoku vrednost energije, sposobne su da pokrenu kaskadu sekundarnih čestica, tj. atmosferski „pljusak” čestica. Tada su i sekundarni hadroni sposobni da učestvuju u hadronskim interakcijama i sami proizvode još sekundarnih čestica koje doprinose hadronskoj kaskadi, koja je ključan deo atmosferskih „pljuskova”. Iako interakcije sekundarnih čestica sa atmosferom doprinose porastu broja sekundarnih čestica, proces radioaktivnog raspada, kojem su mnoge od tih sekundarnih čestica podložne (pioni, kaoni itd.), smanjuje fluks sekundarnih čestica. O odnosu između ova dva procesa će biti više reči u podglavi 4.3.

Prilikom propagacije kroz atmosferu, sekundarne čestice u interakcijama gube deo ili svu svoju energiju. U prvoj fazi kaskada dolazi do drastičnog porasta u broju čestica, gde se maksimum dostiže na visini od oko 20 km koja se zove Pfozter-ov maksimum [20]. Pošto čestica

proizvedena u nekoj interakciji ima manju energiju od čestice koja ju je proizvela, samo mali procenat ukupnog broja čestica dospeva do tla. Stoga, što čestice primarnog kosmičkog zračenja imaju veću energiju, to će broj sekundarnih čestica proizvedenih u „pljusk” biti veći.

Prilikom kaskade čestica kosmičkog zračenja odigravaju se razni tipovi interakcija koji proizvode različite subatomske čestice kao što su: mioni, pioni, kaoni, neutrini, neutroni, pozitroni, elektroni i gama zraci. Produkti prvih sudara primarnih kosmičkih zraka su mezoni, kategorija subatomskih čestica čija se struktura sastoji od kvarka i antikvarka. Većinski se proizvode pioni, međutim, pored njih se mogu proizvesti kaoni, tip mezonskih čestica koje sadrže s kvark, i barioni. Pored mezona, barioni (protoni i neutroni) su drugi tip hadronskih čestica koje se nalaze u kaskadama kosmičkog zračenja. Oni su kategorija subatomskih čestica koja se sastoji od težih čestica čija je struktura formirana od tri kvarka.

Pioni i kaoni nisu stabilne čestice i postoji verovatnoća da će se raspasti pre nego što budu imali sudare. Mezoni koji imaju duži period života, takođe imaju i verovatnoću za interakcije sa jezgrima atmosfere prilikom čega mogu da stvore mnoštvo drugih čestice pre svog raspada. U raspadu pozitivnih i negativnih piona ($\pi^\pm$) nastaju mioni ($\mu^\pm$) i neutrini (ν).

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (6)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (7)$$

Neutralni pioni π^0 , sa druge strane, imaju kratak period života i uglavnom se brzo raspadaju u gama zrake koji kasnije mogu da proizvedu elektron-pozitron parove pri interakcijama sa atomskim jezgrima. Takođe i elektroni i pozitroni pri prolasku kroz električno polje jezgara mogu da emituju dodatne gama zrake putem zakočnog zračenja.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (8)$$

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (9)$$

Mioni, koji većinski nastaju od piona i kaona, su mnogo manje skloni interakcijama i raspadaju se u elektrone i pozitrone. Oni su jedna od najvažnijih komponenti kaskade s obzirom na to da čine najveći procenat čestica koje stignu do površine Zemlje [2].

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (10)$$

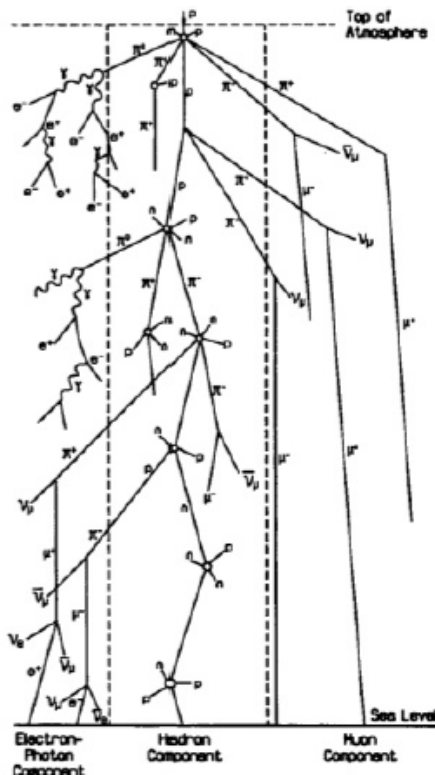
$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (11)$$

Pošto atmosferski „pljuskovi” kosmičkog zračenja sadrže veliki broj različitih tipova čestica, uobičajeno je da se fluks sekundarnog kosmičkog zračenja deli na tri komponente:

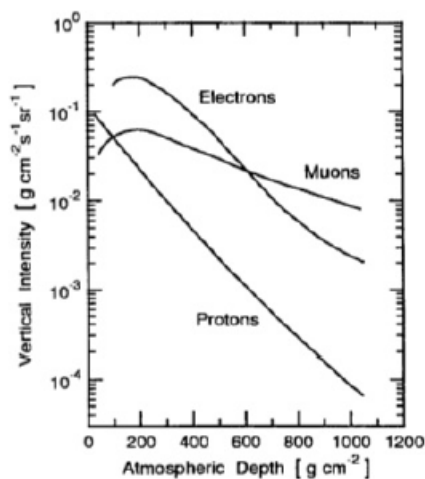
1. **Hadronska komponenta** - koja je ključni deo „pljuska” kosmičkog zračenja. Sadrži protone, neutrone, pione, kaone itd.
2. **Foton-elektron ili elektromagnetna komponenta** - raste u elektromagnetnim procesima koje većinski pokreće raspad neutralnog piona. Sastoji se od gama zraka, elektrona i pozitrona.

3. **Mionska komponenta** - većinski nastaje u raspadu piona, ali može da nastane i od kaona i čarm čestica. [7, 2]

Zbog njihove različite prirode, ove tri komponente pokazuju drugačije zavisnosti intenziteta od nadmorske visine. Ovo se može videti sa slike 8, a šematski prikaz atmosferskog „pljuska” čestica je prikazan na slici 7.



Slika 7: Šematski prikaz proizvodnje čestica u atmosferi (Preuzeto iz [7].)



Slika 8: Zavisnosti intenziteta glavnih komponenti kosmičkog zračenja od atmosferske dubine (Preuzeto iz [7].)

4.2 Raspad sekundarnih čestica

Srednje vreme života u mirovanju naelektrisanih piona iznosi 2.6×10^{-8} s, dok njihov srednji slobodan put do interakcije iznosi oko 120 g/cm^2 [7]. Pri visokim energijama njihovo srednje vreme života $\tau(E)$ je značajno produženo usled relativističke dilatacije vremena.

$$\tau(E) = \tau_{0,X} \left(\frac{E}{m_{0,X} c^2} \right) = \tau_{0,X} \gamma \quad [\text{s}] \quad (12)$$

gde su $\tau_{0,X}$ i $m_{0,X}$ srednje vreme života i masa čestice X u mirovanju, E je ukupna energija, c brzina svetlosti a γ Lorencov faktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ($\beta = v/c$, pri čemu je v brzina čestice). [7]

Pioni prilikom raspada proizvode mione i doprinose mionskoj komponenti kosmičkog zračenja. Iako i mioni podležu radioaktivnom raspadu u kome proizvode elektrone i neutrine, zbog dilatacije vremena većina miona preživi dosta dugo da dostigne nivo mora. Srednje vreme života u mirovanju miona je oko 2.2×10^{-6} s.

Neutralni pioni se raspadaju u gama zrake i imaju srednje vreme života u mirovanju od 8.4×10^{-17} s. Emitovani gama zraci mogu da proizvode elektron-pozitron parove koji kasnije mogu da emituju zakočno zračenje koje može da proizvodi nove elektron-pozitron parove. Na ovaj način dolazi do umnožavanja elektromagnetne komponente „pljuska” u atmosferi. Ovaj proces će se ponavljati dok god je energija fotona veća od 1.02 MeV. Stoga, se može zaključiti da što je veća energija primarne čestice to se može stvoriti veći broj sekundarnih čestica.

Većina sekundarnih čestica podleže radioaktivnom raspadu, pa je neophodno da se verovatnoće raspada uračunaju kada se računaju fluksevi čestica i energetske spektri. Rastojanje l koje čestica pređe za vreme svog života τ je data formulom

$$l = v\tau \simeq \gamma\beta c\tau_0 \quad [\text{cm}] \quad (13)$$

U skladu sa ovime stopa raspada po jedinici pređenog puta se može zapisati kao

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{\gamma\beta c\tau_0} \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (14)$$

U sredini gustine ρ [g/cm^3], srednji slobodan put pre raspada je

$$\frac{1}{\lambda_d} = \frac{1}{\gamma\beta c\tau_0\rho} \quad [\text{g}^{-1}\text{cm}^2], \quad (15)$$

a broj čestica dN koji se raspadne u jedinici debljine dX [g/cm^2] od početnog broja čestica N_1 je

$$dN = \frac{N_1}{\lambda_d} dX. \quad (16)$$

Broj čestica koji ostane nakon prolaska kroz sredinu debljine X je

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\int \frac{dX}{\lambda_d}\right) \quad (17)$$

,a broj raspada koji se desi je onda

$$N' = N_1 - N_2 = N_1 \left[1 - \exp\left(-\int \frac{dX}{\lambda_d}\right) \right] \quad (18)$$

Stoga se i verovatnoća raspada W , koja se dobija preko formule $W = N'/N_1$, može zapisati u obliku

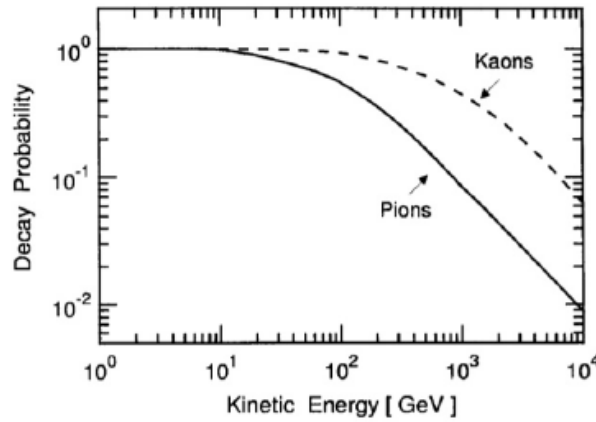
$$W = 1 - \exp\left(-\int \frac{m_0}{\rho\tau_0 p} dX\right) \simeq \frac{m_0 X}{\rho\tau_0 p}. \quad (19)$$

gde je m_0 masa mirovanja čestice [GeV/c²], ρ gustina sredine [g/cm³], X debljina pređene sredine [g/cm²], τ_0 srednje vreme života čestice koja miruje [s] i p impuls čestice [GeV/c]. [7]

Prilikom prethodno navedenog postupka se razmatrao samo slučaj kada čestice imaju vertikalnu trajektoriju, tj. kada je zenitni ugao $\theta = 0^\circ$. U situaciji kada je zenitni ugao $\theta > 0^\circ$, verovatnoća za raspad čestice duž njene produžene putanje je povećana za faktor $\sec(\theta)$. Odnosno,

$$W \simeq \frac{m_0 X \sec(\theta)}{\rho\tau_0 p} \quad (20)$$

Na osnovu ovoga se konačno može zaključiti da za određenu pređenu debljinu atmosfere, verovatnoća raspada čestice će zavisiti od vrednosti srednjeg vremena njenog života, njenog impulsa, ili energije, nadmorske visine (/gustine) i zenitnog ugla njene propagacije u atmosferi. [7]



Slika 9: Verovatnoća raspada vertikalno propagirajućih naelektrisanih piona i kaona u atmosferi u zavisnosti od njihove kinetičke energije na dubini od 100 g/cm^2 (Preuzeto iz [7].)

4.2.1 Raspad miona

Verovatnoća raspada miona, W_μ , izvodi se na način sličan onom koji se koristi za mezone. Odgovarajuća verovatnoća preživljavanja data je izrazom

$$S_\mu = 1 - W_\mu. \quad (21)$$

U skladu sa time je i na slici 10 prikazana verovatnoća da mioni nastali na atmosferskoj dubini od približno 100 g/cm^2 dospeju do nivoa mora.

Na određenom nivou u atmosferi diferencijalni energetski spektar miona dat je izrazom

$$j_\mu(E) = A_\pi W_\pi(E + \Delta E)^{-\gamma_\mu} (1 - W_\mu), \quad (22)$$

gde je $\gamma_\mu \approx \gamma_\pi$ i

A_π - normalizaciona konstanta apsolutnog intenziteta,

ΔE - gubitak energije usled jonizacije,

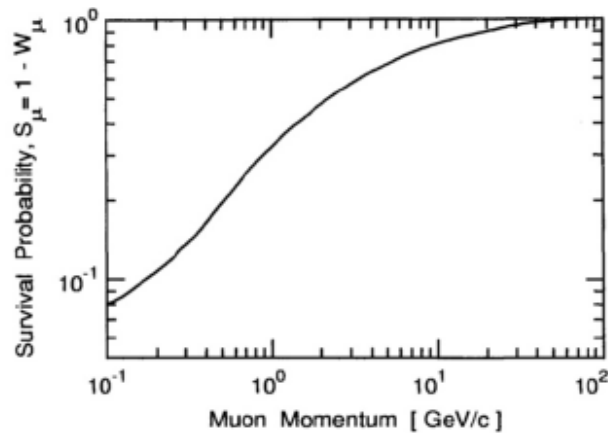
W_π - verovatnoća raspada piona,

W_μ - verovatnoća raspada miona,

γ_π - eksponent diferencijalnog energetskog spektra piona,

γ_μ - eksponent diferencijalnog energetskog spektra miona.

Pri veoma malim energijama svi mezoni se raspadaju na mione, koji se potom raspadaju tokom prolaska kroz atmosferu. Učestalost njihovih raspada povećava sa smanjenjem njihove energije, što dovodi do pojave maksimuma u diferencijalnom energetskom spektru miona, prikazanom na slici 11.

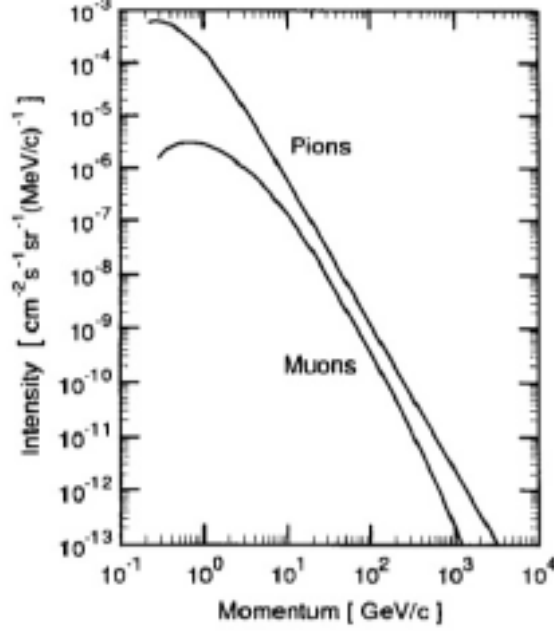


Slika 10: Verovatnoća preživljavanja miona, tj. verovatnoća da mioni nastali na atmosferskoj dubini od približno 100 g/cm^2 dospeju do nivoa mora u zavisnosti od impulsa (Preuzeto iz [7].)

4.3 Konkurencija raspada i interakcija sekundarnih čestica

Pored radioaktivnog raspada čestice kosmičkog zračenja učestvuju i u interakcijama sa česticama atmosfere. Stoga postoji „takmičenje” između ova dva procesa gde će se neke čestice raspasti, a neke učestvovati u interakcijama. Na primer, određen broj piona će se raspasti u mione, a ostatak će nastaviti sa kretanjem i postepeno gubiti energiju u interakcijama. Koji od ova dva procesa će preovladati i biti dominantniji zavisi od srednjeg vremena života čestica, energije čestica i gustine sredine u kojoj propagiraju. Pri konstantnoj gustini sredine sa porastom energije, interakcije postaju dominantni proces zbog toga što dilatacija vremena smanjuje

verovatnoću za raspade. Trend se dodatno pojačava sa povećanjem gustine sredine. Kao rezultat ovih efekata dolazi do povećanja nagiba mionskog spektra u odnosu na spektar piona iznad određene energije, kao što se i može videti sa slike 11.



Slika 11: Mionski diferencijalni impulsni spektar u poređenju sa spektrom piona (Preuzeto iz [7].)

Diferencijalni energetske spektar može biti prikazan sledećom formulom:

$$j_{\mu}(E) = j_{\pi,K}(E) \left(\frac{B}{B + E} \right) \quad (23)$$

Analogno ova formula važi i za pione i kaone, a B je konstanta koja uzrokuje strmiji pad spektra.

$$B = \left(\frac{m_{\pi,K} c^2}{c\tau_{0,\pi,K}} \right) \left(\frac{RT}{\langle M \rangle g} \right) \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\pi,K}} \right) \quad [\text{GeV}] \quad (24)$$

gde je m_{μ} masa mirovanja miona, $m_{\pi,K}$ masa mirovanja piona ili kaona, $\tau_{0,\pi,K}$ srednje vreme života mirujućeg piona ili kaona, $\frac{RT}{\langle M \rangle g} = h_s$ karakteristična visina atmosfere, dok $\langle M \rangle$ predstavlja srednju masu molekula atmosfere.

Koeficijent B za pione ima vrednost od 90 GeV, a za kaone 517 GeV. S obzirom na to da mioni nastaju u raspadu piona ili kaona, njihov diferencijalni energetske spektar direktno zavisi od konkurencije između procesa raspada i interakcija za njihove predač čestice. Uzimajući ovo u obzir, formula za diferencijalni spektar miona se može zapisati u obliku koji obuhvata doprinose i piona i kaona:

$$j_{\mu}(E) = j_{\pi}(E) \left(\frac{\alpha B_{\pi}}{E + B_{\pi}} + \frac{(1 - \alpha) B_k}{E + B_k} \right) \quad (25)$$

gde α predstavlja udeo visoko energetskih piona, a spektralni indeks za pione i kaone je jednak ($\gamma_{\pi} = \gamma_k$), tj. imaju isti nagib diferencijalnog spektra.

Za slučaj niskih energija ($E \ll B$, energije od 10 do 100 GeV), spektar miona prati

spektar piona

$$j_\mu \propto j_\pi \quad (26)$$

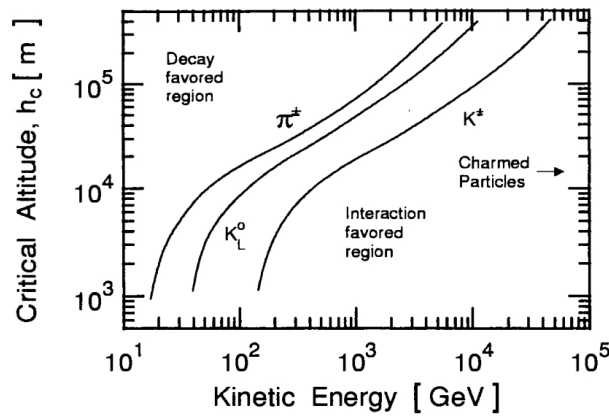
Iz čega se može zaključiti da se skoro svi pioni i kaoni raspadaju u mione pre nego što stignu da interaguju sa atmosferom.

Za slučaj visokih energija ($E \gg B$), pioni i kaoni žive duže i češće se sudaraju sa jezgri vazduha pa je spektar miona strmiji od spektra piona, tj.

$$j_\mu \propto j_\pi \cdot \frac{1}{E} \quad (27)$$

[7]

Još jedna veličina koja se koristi kada se opisuje konkurencija između procesa interakcije i radioaktivnog raspada jeste kritična visina. Kritična visina se definiše kao nadmorska visina na kojoj su verovatnoće za raspad i interakcije čestica određene energije jednake. Na slici 12 su prikazane kritične visine za pione i kaone u zavisnosti od njihove kinetičke energije. Oblasti iznad krivih predstavljaju oblast gde je veća verovatnoća za radioaktivni raspad, a u oblastima ispod krivih je veća verovatnoća za interakcije.



Slika 12: Zavisnost kritičnih visina za pione i kaone od kinetičke energije (Preuzeto iz [7].)

4.4 Intenzitet i fluks zračenja

Intenzitet zračenja u datom smeru $I_i(\theta, \phi)$ predstavlja broj čestica tipa i (dN_i) koje prolaze kroz jediničnu površinu (dA) u jedinici vremena (dt) unutar jedinice prostornog ugla ($d\Omega$), tj.

$$I_i(\theta, \phi) = \frac{dN_i}{dA dt d\Omega} \quad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]. \quad (28)$$

Kao što se i vidi iz formule intenzitet zavisi od zenitnog i azimutalnog ugla (θ i ϕ respektivno). Međutim, intenzitet takođe zavisi od energije, i u slučaju niskih energija, od vremena. Najčešće se intenzitet zračenja u datom smeru navodi prosto kao intenzitet. Za vrednosti zenitnog ugla od $\theta = 0^\circ$ dobija se vertikalni intenzitet.

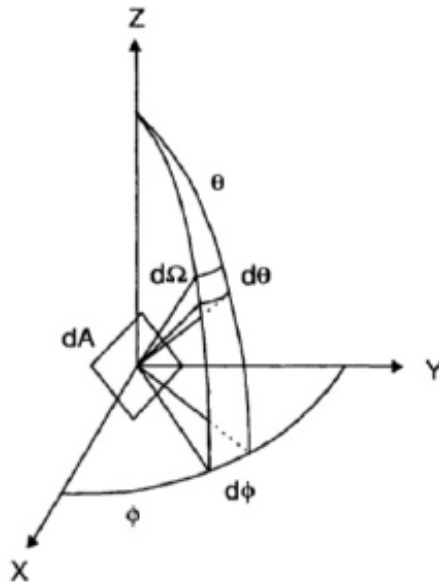
Još jedna veličina bitna za opisivanje zračenja, povezana sa intenzitetom jeste fluks zračenja J_1 . Fluks zračenja predstavlja broj čestica tipa i , koji prolaze kroz horizontalni element površine dA krećući se u smeru na dole, po jedinici vremena dt . Fluks zračenja se dovodi u vezu sa intenzitetom preko jednačine

$$J_1 = \int_{\cap} I(\theta, \phi) \cos(\theta) d\Omega \quad [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}], \quad (29)$$

gde $\cap$ označava da se integraljene vrši preko gornje hemisfere, tj. $\theta \leq \pi/2$. [7]

Često je u upotrebi i „omnidirekcioni” (*omnidirectional*) intenzitet J_2 , tj. intenzitet integrisan po svim uglovima.

$$J_2 = \int I(\theta, \phi) d\Omega \quad (30)$$



Slika 13: Prikaz diferencijalnog elementa prostornog ugla $d\Omega$ u sfernim koordinatama. Ugao θ predstavlja zenitni ugao, dok je ϕ azimutalni ugao. (Preuzeto iz [7].)

S obzirom na to da je, kao što se i iz slike 13 može videti, $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$, uvrštavanjem navedenog izraza u integral iz formule (30) dobijamo:

$$J_2 = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} I(\theta, \phi) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (31)$$

ili

$$J_2 = 2\pi \int_{\theta=0}^{\pi} I(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \quad (32)$$

ukoliko ne postoji zavisnost od azimutalnog ugla.

Kako bi se izračunao „omnidirekcioni” intenzitet, mora biti poznata angularna zavisnost intenziteta, tj. $I(\theta, \phi)$. Istraživanja su potvrdila da postoji mala azimutalna zavisnost za većinu komponenti (sa malim izuzecima), dok je zavisnost od zenitnog ugla značajna [7].

Po definiciji, „omnidirekcioni” intenzitet mora biti veći ili jednak fluksu čestica, tj.

$$J_2 \geq J_1 \quad (33)$$

[7].

4.4.1 Zavisnost od zenitnog ugla

Ukoliko imamo da je $I_i(0^\circ)$ vertikalni intenzitet i -te komponente zračenja, njena zavisnost od zenitnog ugla će pratiti formulu

$$I_i(\theta) = I_i(0^\circ) \cos^{n_i}(\theta) \quad (34)$$

gde eksponent n_i predstavlja parametar koji određuje oblik ugaone raspodele intenziteta sekundarnog zračenja. Odnosno, on pokazuje koliko brzo će intenzitet čestica i da opada kada se povećava zenitni ugao θ . Što je n_i veći to će zračenje biti više skoncentrisano oko vertikale. Ovaj eksponent zavisi od atmosferske dubine X [g/cm²] i energije E . Različite vrste čestica (mioni, pioni, kaoni itd.) će imati svaka svoju vrednost eksponenta n_i zbog toga što svaka od njih na drugačiji način interaguje sa atmosferom. [7]

4.4.2 Zavisnost od atmosferske dubine

Zavisnost vertikalnog intenziteta od atmosferske dubine se zapisuje preko formule:

$$I(0^\circ, X_2) = I(0^\circ, X_1) \exp\left(-\frac{X_2 - X_1}{\Lambda}\right) \quad (35)$$

gde X [g/cm²] predstavlja vertikalnu atmosfersku dubinu, pri čemu je $X_2 \geq X_1$, a Λ [g/cm²] je atenuaciona dužina date čestice u atmosferi. Atmosferska dubina se koristi kao mera pređene materije, odnosno debljine materije koju čestica pređe.

Pored vertikalne atmosferske dubine postoji u kosa dubina X_s koja se koristi za obisivanje kretanja čestice koja se kreće pod nekim uglom θ u odnosu na vertikalu. Za neku datu vrednost vertikalne dubine X , za česticu koja se kreće po krivoj putanji zenitnog ugla $\theta \leq 60^\circ$ (gde se zakrivljene Zemlje može zanemariti), kosa atmosferska dubina je

$$X_s = X \sec(\theta) \quad [\text{g/cm}^2] \quad (36)$$

Ukoliko pretpostavimo da kosmičko zračenje upada izotropno na vrh atmosfere, da na trajektorije čestica ne utiče magnetno polje i da intenzitet zračenja zavisi samo od količine materije koja je pređena, onda imamo

$$I(\theta, X) = I(0^\circ, X) \exp\left(-X \frac{(1 - \sec(\theta))}{\Lambda}\right) \quad (37)$$

Stoga, intenzitet $I(\theta, X)$ zavisi samo od $X \sec(\theta)$

$$I(\theta, X) = I_V(X \sec(\theta)). \quad (38)$$

Omnidirekcionni intenzitet J_2 se može zapisati kao

$$J_2(X) = 2\pi \int_0^\pi I(\theta, X) \sin(\theta) d\theta \quad (39)$$

ili

$$J_2(X) = 2\pi \int_0^\pi I_V(X \sec(\theta)) \sin(\theta) d\theta \quad (40)$$

Diferenciranjem ovog izraza se dobija

$$2\pi I_V(X) = J_2(X) - X \frac{dJ_2(X)}{dX}. \quad (41)$$

Korišćenjem ove formule se može dobiti vrednost vertikalnog intenziteta iz omnidirekcionog, i obrnuto. Ova formula važi samo za manje zenitne uglove, tj. za $\theta \geq 60^\circ$ se u obzir mora uzeti i zakrivljenost Zemlje. [7]

Kosmičko zračenje se može klasifikovati i na osnovu sposobnosti čestica da prodru kroz 15 cm olova (što odgovara debljini od 167 g/cm²). U zavisnosti od tog uslova postoji tvrda i meka komponenta kosmičkog zračenja. Meka komponenta koja ne može da proдре kroz ovu debljinu se sastoji od elektrona i miona niskih energija, dok se tvrda komponenta sastoji od hadrona i miona visokih energija. Koja komponenta dominira će zavistiti od nadmorske visine, na primer na nivou mora se tvrda komponenta sastoji većinski od miona. [7]

4.5 Elektromagnetni procesi u atmosferi

Naelektrisane čestice pri prolasku kroz neku sredinu će učestvovati u raznim elektromagnetnim interakcijama pri čemu će gubiti energiju. Samim time može se očekivati i od kosmičkog zračenja da u elektromagnetnim interakcijama sa atmosferom gubi energiju. Koja elektromagnetna interakcija će se odigrati zavisi od energije i mase projektila kao i od vrste mete.

Prolaskom kroz atmosferu, kosmičko zračenje vrši **jonizaciju** i **ekscitaciju** molekula i atoma vazduha, što predstavlja jedne od ključnih elektromagnetnih procesa kroz koje čestice gube svoju energiju. Gubitak energije relativističke čestice preko jonizacije ili eksitacije se opisuje Bete-Blohovom formulom. Bete-Blohova formula nam govori da gubitak energije za pojedinačno naelektrisanu česticu koja vertikalno prolazi kroz celu atmosferu ($\simeq 1030$ g/cm²) iznosi 2.2 GeV [7].

Za umereno relativističku česticu ($E \approx m_0 c^2$) naelektrisanja ze koja se kreće kroz ma-

teriju atomskog broja Z i masenog broja A Bete-Bloхова formula se piše u obliku:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (42)$$

gde je m_e masa mirovanja elektrona; r_e radijus elektorna; N_A Avogadrov broj ($4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$), γ je Lorencov faktor, a $\beta = v/c$; I je jonizaciona konstanta i ima približnu vrednost od $16Z^{0.9} \text{ ev}$ za $Z > 1$; dx je debljina ili gustina stuba materije koja se izražava u masi po jedinici površine (g/cm^2); i δ predstavlja efekat gustine koji za visoke energije zauzima vrednost od $2\ln\gamma + \text{const.}$ [7]

Čestice viših energija su podložne dodatnom gubitku energije preko **zakočnog zračenja** (z), **proizvodnje parova** (pp) i **nuklearnih interakcija putem foto-nuklearnih procesa** (ni). Zakočno zračenje je elektromagnetno zračenje koje emituje naelektrisana čestica kada je usporena ili skrenuta sa putanje pod uticajem polja atomskog jezgra, dok je proizvodnja parova proces gde foton visoke energije u polju jezgra stvara par čestica i antičestica (elektron i pozitron). Pored toga, visokoenergetski fotoni mogu stupati u foto-nuklearne interakcije sa atomskim jezgrima, pri čemu dolazi do nuklearnih reakcija i nastanka sekundarnih čestica.

Izraz za gubitak energije po jedinici debljine, uključujući i gubitke usled jonizacije je

$$\frac{dE}{dx} = a_{ion}(E) + b(E)E \quad [\text{eV/gcm}^2] \quad (43)$$

gde $a_{ion}(E)$ predstavlja jonizacione gubitke, dok $b(E)$ predstavlja gubitke usled drugih procesa

$$b(E) = b_z(E) + b_{pp}(E) + b_{ni}(E). \quad (44)$$

Radijativni gubici energije su skoro proporcionalni sa energijom za razliku od jonizacionih gubitaka koji se logaritamski menjaju sa energijom.[7]

Kritična energija predstavlja energiju na kojoj su energetske gubici od jonizacije i zakočnog zračenja jednaki. Za elektorne ona se može dobiti preko formule

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2} \quad [\text{MeV}] \quad (45)$$

Iznad kritične energije dominiraju radijativni procesi. Oni su veoma važni kada se proučava propagacija visoko energetskih miona kroz guste sredine (pod zemljom, vodom itd.) [7]

5 Korekcija fluksa sekundarnog kosmičkog zračenja na atmosferske efekte

Mioni su tip čestica sekundarnog kosmičkog zračenja koje se mogu naći i meriti na površini Zemlje. Promenljivi uslovi u atmosferi mogu značajno da utiču na mione i time da remete informacije o fluksu miona i varijacijama primarnog kosmičkog zračenja. Stoga je veoma bitno da se koriste adekvatni modeli kako bi se uradila korekcija odbroja miona na atmosferske efekte. [21]

Postoje brojni meteorološki parametri koji utiču na varijacije u fluksu miona, međutim, najznačajniji su atmosferski pritisak i atmosferska temperatura.

Već se u ranim istraživanjima varijacija kosmičkog zračenja otkrilo postojanje varijacija koje su pod uticajem promene atmosferskog pritiska [22]. Ovaj efekat je poznat pod nazivom barometarski efekat. Fluks miona pokazuje antikorelaciju sa atmosferskim pritiskom. Sa povećanjem pritiska atmosfera predstavlja deblji apsorber, zbog čega će manji broj miona moći da stigne do tla i samim time će biti detektovan manji odbroj. [23]

Temperaturni efekat je otkriven posle barometarskog efekta i on se sastoji od dve komponente, negativne [24] i pozitivne [25]. Negativni temperaturni efekat nastaje kao posledica zavisnosti efektivnog nivoa generacije miona od atmosferske temperature. Odnosno, tokom toplijih perioda atmosfera se širi i stoga je glavni nivo generacije miona (100 mb) viši, što rezultuje u tome da mioni do tla moraju da prelaze duži put i imaju manju verovatnoću preživljavanja. Pozitivan temperaturni efekat je odraz pozitivne korelacije između gustine atmosfere i atmosferske temperature. Viša temperatura direktno uzrokuje manju gustinu atmosfere zbog koje postoji manja verovatnoća nuklearnih interakcija i samim time povećana verovatnoća proizvodnje miona iz raspada piona. Naime, pioni koji se proizvode u interakcijama primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom se mogu ili raspasti ili dalje učestvovati u nuklearnim interakcijama. Niža gustina atmosfere i verovatnoća interakcije će zbog toga uticati na veću proizvodnju miona. [23]

Kako bi se precizno moglo proučavati kosmičko zračenje upotrebom mionskih detektora, neophodno je pravilno opisati ove atmosferske efekte radi adekvatne korekcije. Precizna korekcija na atmosferske efekte će drastično povećati osetljivost mionskih detektora na varijacije kosmičkog zračenja. Ovo će učiniti mionske detektore još korisnijom dopunom neutronske monitora, s obzirom na to da su mionski detektori osetljivi na više energije primarnog kosmičkog zračenja. [21]

Postoji više modela za atmosferske korekcije koji su u upotrebi, kako empirijski tako i teorijski. Neki od najčešće korišćenih metoda za atmosferske korekcije su metod efektivnog nivoa generacije [26], integralni metod [27, 28, 29], metoda maseno usrednjene temperature [30] itd.

Metod efektivnog nivoa generacije se bazira na pretpostavci da se mioni generišu u bli-

zini izobarnog nivoa od 100 mb. Visina ovog nivoa varira usled širenja ili skupljanja atmosfere, što direktno utiče na mesto nastanka miona i njihovu verovatnoću da stignu do detektora. Metod efektivnog nivoa generacije je najjednostavniji metod atmosferske korekcije i omogućava simultanu korekciju na temperaturni i barometarski efekat, uz istovremeno uzimanje u obzir pozitivnog temperaturnog efekta i efekata visine na intenzitet miona. Kombinovani uticaj pritiska, pozitivnog temperaturnog i efekata visine na intenzitet miona se može prikazati sledećom formulom:

$$\Delta I/I = \beta \Delta P + \alpha_H \Delta H + \alpha_T \Delta T \quad (46)$$

gde je β barometarski koeficijent, α_H koeficijent povezan sa promenom visine efektivnog nivoa generacije (negativni temperaturni efekat), a α_T koeficijent pozitivnog temperaturnog efekta. Veličine ΔI , ΔP , ΔH i ΔT su devijacije intenziteta miona, pritiska, visine i temperature referentnog nivoa od njihove srednje vrednosti. [31]

Nakon određivanja koeficijenata, korigovani intenzitet na atmosferske efekte se dobija preko sledeće formule:

$$I_{corr} = \frac{I(t)}{1 + \beta(P(t) - P_0) + \alpha_H(H(t) - H_0) + \alpha_T(T(t) - T_0)} \quad (47)$$

Iako je najjednostavniji metod, metod efektivne generacije je uspešno korišćen za korekciju intenziteta miona na atmosferske efekte kroz više studija [32, 33, 31].

6 Detektori

Detektori zračenja su uređaji koji se koriste za merenje i detekciju jonizujućeg zračenja. Detekcija zračenja se vrši posmatranjem i merenjem efekata koje zračenje proizvodi prilikom prolaska kroz aktivnu zapreminu detektora. Aktivna zapremina detektora predstavlja medijum sa kojim upadno zračenje interaguje i u kome ostavlja deo ili celu svoju energiju. Posle interakcije zračenja sa zapreminom detektora se generiše električni signal koji putuje do sistema za obradu datog signala gde se iz njega izvlače potrebne informacije (tip zračenja, energija, intenzitet itd.).

Tip detektora koji se koristi u određenoj situaciji zavisi od različitih faktora, može zavisi od tipa čestica koje se posmatraju (elektroni, neutroni, gama zraci itd.), energije čestica ili od tipa radijacione sredine gde će se dati detektor koristiti. Postoje tri osnovna tipa detektora zračenja koji se koriste, a to su: gasni, scintilacioni i poluprovodnički detektori. Iako se ovi detektori razlikuju po konstrukciji, zajednički osnovni princip rada svih detektora jeste konverzija energije upadnog zračenja u merljivi električni signal.

Najvažnije karakteristike koje svaki detektor ima su efikasnost i energetska rezolucija. Energetska rezolucija je sposobnost detektora da razlikuje dva signala sličnih energija, a efikasnost detektora je odnos količine radijacije koju detektor registruje u odnosu na ukupno zračenje koje se emituje.

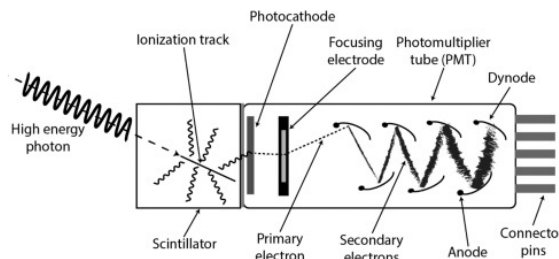
6.1 Scintilacioni detektori

Određeni materijali prilikom interakcije sa zračenjem emituju mali bljesak svetlosti, tj. scintilaciju. Scintilacioni detektori koriste scintilacione materijale za detekciju jonizujućeg zračenja. Odnosno, detekcija zračenja se vrši preko svetlosti koju emituju scintilacioni materijali. Scintilacioni detektori se koriste za detekciju svih tipova radijacije (gama zračenje, elektroni, pozitroni, neutroni, joni itd.).

Neophodne osobine scintilatora da bi se koristio u detektoru su: visoka efikasnost konverzije ekscitacione energije upadne čestice u vidljivu svetlost, transparentnost na sopstvenu emitovanu svetlost i emisija svetlosti u opsegu talasnih dužina koje detektor može detektovati. Scintilacioni materijali mogu biti organskog i neorganskog porekla.

Princip rada scintilacionog detektora je elektromagnetna interakcija zračenja sa scintilacionim materijalom koja uzrokuje ekscitaciju ili jonizaciju materijala, nakon koje dolazi do emisije fotona prilikom prelaska iz pobuđenih stanja u osnovno. Proizvedena svetlost se prevodi do fotomultiplikatora koji pretvara svetlosni signal u električni koji može da se analizira i da potrebne informacije.

Fotomultiplikatorska cev (PMT) se sastoji od fotokadote, koja prilikom interakcije sa svetlosnim fotonom emituje elektrone, i sistema dinoda koji služi za pojačavanje signala. Nakon što svetlost padne na fotokatodu dolazi do emisije elektrona putem fotoelektričnog efekta. Prilikom sudara elektrona sa dinodom dolazi do emisije nekoliko novih elektrona. Svaka sledeća dinoda u nizu se nalazi na većem potencijalu od prethodne što dovodi do ubrzavanja elektrona i



Slika 14: Šematski prikaz scintilacionog detektora. (Preuzeto iz [35].)

povećavanja njihovog broja. Odnosno postiže se značajna multiplikacija struje koja se na kraju prikuplja na anodi.

Neke od osnovnih osobina scintilacionih detektora su linearna zavisnost signala od deponirane energije, tj. mogućnost da se iz dobijenog signala odredi energija zračenja, kratko vreme odziva (naročito kod organskih scintilatora), visoke vrednosti efikasnosti, jeftini i pouzdani. Scintilacioni detektori takođe mogu da razlikuju različite vrste čestica na osnovu karakteristika oblika njihovog signala (*pulse shape analysis*).

Organski scintilatori mogu biti u obliku organskih kristala, tečnih scintilatora ili plastičnih scintilatora. Plastični scintilatori imaju široku primenu u eksperimentima iz fizike čestica i nuklearne fizike. Plastični scintilator se sastoji od polimerne matrice koja sadrži scintilacione supstance, odnosno primarni scintilator i supstancu koja pomera talasnu dužinu emitovane svetlosti (*wavelength shifter*). Prednosti ovih scintilatora su to što su jeftini, laki za izradu i imaju kratko vreme odziva. Mane su to što imaju manji prinos svetlosti, malu atenuacionu dužinu kao i to što nisu otporni na zračenje.

Scintilacioni detektori nalaze i primenu u detekciji kosmičkih miona zbog svoje robusnosti, pouzdanosti, visoke efikasnosti i adekvatne rezolucije.

U savremenim detektorskim konfiguracijama, tradicionalne fotomultiplikatorske cevi se sve češće zamenjuju silicijumskim fotomultiplikatorima (*Silicon Photomultiplier*, SiPM). SiPM predstavlja poluprovodnički detektor svetlosti (*solid-state photodetector*) koji se sastoji od niza sačinjenog od stotina ili hiljada integrisanih lavinskih fotodioda koje rade u Gajgerovom režimu rada (*Single-Photon Avalanche Diode*, SPAD) [34]. Ove diode nazivaju se mikroćelije ili pikseli, a njihove dimenzije se tipično kreću u opsegu od $10\ \mu\text{m}$ do $100\ \mu\text{m}$ [34]. Kod analognih SiPM-ova, mikroćelije su nezavisne i povezane paralelno na zajednički izlaz, pri čemu svaka ćelija poseduje sopstveni integrisani otpornik za gašenje lavine (*quenching resistor*) [34].

Kada foton svetlosti padne na aktivnu površinu SPAD-a, on generiše veliki električni izlazni signal kao posledicu unutrašnje lavinske multiplikacije. SPAD je p-n spoj, tj. dioda, polarisan inverznim naponom koji je viši od probojnog napona (*breakdown voltage*). U zavisnosti od primenjenog napona postoje tri režima rada fotodetektora. Pri naponu koji je viši od probojnog napona, električno polje je toliko jako da pojedinačni nosilac naelektrisanja pokreće

samoodržavajući lavinski proces. Ovaj lavinski proces obezbeđuje izuzetno visoke doprinose (*gain*), odnosno lavina može da prizvede od 10^5 do 10^7 nosilaca naelektrisanja [34]. Ovo je režim u kojem SPAD-ovi koji se koriste u SiPM-vima rade. Uloga otpornika za gašenje lavine je da smanjuje napon do ili ispod vrednosti probojnog napona. Zahvaljujući visokom faktoru multiplikacije, SiPM poseduje osetljivost na pojedinačne fotone (*single-photon sensitivity*) uz minimalni uticaj elektronskog šuma, što omogućava precizno brojanje detektovanih fotona sa visokom rezolucijom.[34]

Unutrašnja lavinska multiplikacija je veoma brza i omogućava precizno određivanje vremena dolaska detektovanih fotona, sa vremenskom rezolucijom reda nekoliko desetina pikosekundi. Pored dobre vremenske rezolucije, SiPM-ove odlikuje nizak napon i kompaktne dimenzije, zbog čega su pogodni za detekciju svetlosti u širokom opsegu intenziteta, od pojedinačnih fotona do nekoliko hiljada fotona. U odnosu na fotomultiplikatorske cevi (PMT), jedna od značajnih prednosti SiPM-ova jeste neosetljivost na magnetna polja. Zbog ovih karakteristika, SiPM-ovi se primenjuju u različitim oblastima, uključujući LIDAR sisteme, detekciju fluorescentne svetlosti, nuklearnu medicinsku dijagnostiku i gama spektroskopiju. Takođe imaju primene u oblastima astrofizike, kvantne fizike i visokoenergetske fizike. [34]

Ove tehničke prednosti objašnjavaju zašto su SiPM-ovi našli direktnu primenu u modernim mionskim teleskopima globalnih prenosnih mreža (poput gLOWCOST-a).

6.2 Neutronske monitori

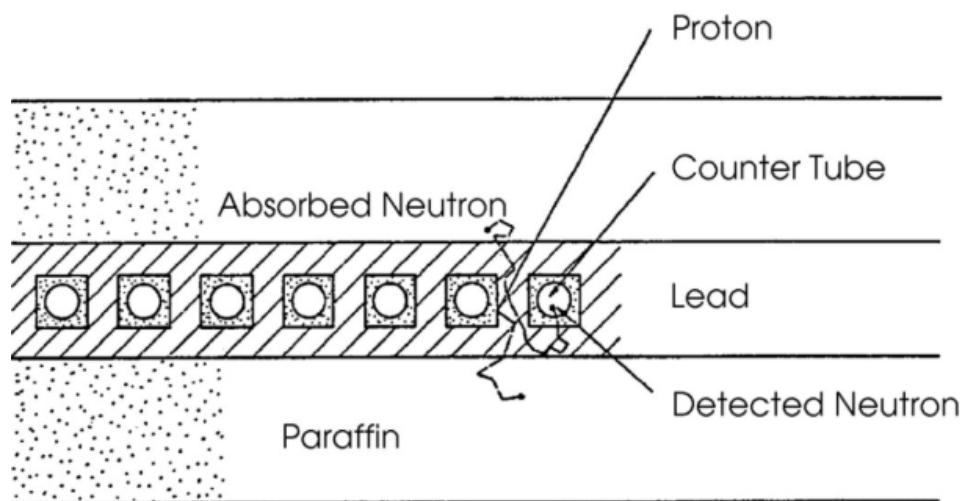
Neutronske monitori (NM) predstavljaju zemaljske detektore čestica koji detektuju sekundarne nukleone nastale lokalno u atmosferi kao rezultat kaskada iniciranih primarnim česticama kosmičkog zračenja [36]. Fluks kosmičkog zračenja varira usled modulacije izazvane solarnom magnetnom aktivnošću, a ove promene se kontinuirano prate preko stope odbroja neutronske monitora.

U neutron monitoru se koriste proporcionalni brojači osetljivi na neutrone, okruženi moderatorskim materijalom i olovnom metom, koji detektuju neutrone približno termalnih energija nastale lokalno usled interakcije upadnih čestica. Iako neutroni ne stvaraju direktan jonizacioni trag u proporcionalnom brojaču, apsorpciju neutrona u jezgru obično prati emisija naelektrisanih čestica koje se mogu detektovati. Proporcionalni brojač je uglavnom ispunjen sa $^{10}\text{BF}_3$ ili sa ^3He gasom, pa se detekcija neutrona odvija putem reakcije $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ili $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$. Preseci za ove reakcije su obrnuto proporcionalni brzini neutrona, a pri termalnoj energiji od 0.025 eV iznose približno 3840 b za ^{10}B i 5330 b za ^3He [37].

Oko svakog brojača nalazi se moderator, čija je uloga da smanji energiju neutrona i time poveća verovatnoću njihove apsorpcije u brojaču. Moderator takođe služi kao reflektujuć materijal za neutrone niskih energija. Olovna meta, koja obavlja moderator, predstavlja debelu metu od velikih jezgara za neelastične interakcije u kojima se proizvode sekundarni neutroni. Oko olovne mete nalazi se spoljašnji moderator, koji se obično naziva reflektor. Njegova uloga je da zadrži neutrone niskih energija nastale u interakcijama sa olovom, kao i da spreči neželjene

neutrone niskih energija, nastale u lokalnom okruženju, da uđu u detektor.

Generalno se smatra da je najnestabilnija komponenta neutronskog monitora Zemljina atmosfera, koja mora pažljivo da se proučava za svaku stanicu. Odziv neutron monitora zavisi od mase vazduha iznad detektora, pa promene meteoroloških uslova mogu uticati na stopu odbroja. Iako je konstrukcija neutron monitora optimizovana za detekciju sekundarnih neutrona nastalih prvenstveno u olovnoj meti, atmosferske korekcije su i dalje neophodne. [37]



Slika 15: Šematski prikaz neutronskog monitora (Preuzeto iz [38]).

Baza podataka neutronskih monitora (NMDB)¹ je svetska mreža standardizovanih neutronskih monitora, koja se koristi za snimanje varijacija primarnog kosmičkog zračenja. NMDB je osnovan 2008. godine u okviru projekta finansiranog od strane Evropske unije (program FP7), sa ciljem formiranja moderne baze podataka o merenjima neutronskih monitora, uključujući ažuriranja podataka u realnom vremenu. U početku je baza uglavnom obuhvatala evropske neutronske monitore, ali su kasnije dodati i podaci sa nekoliko stanica izvan Evrope. Ukupno, NMDB sadrži podatke za 66 neutronskih monitora, od kojih 8 nema dostupne podatke, tako da su podaci dostupni za 58 stanica. Revizije i ažuriranja podataka u NMDB-u odgovornost su timova koji upravljaju pojedinačnim stanicama, što znači da podaci dolaze direktno iz izvora, bez dodatnih korekcija koje bi vršio NMDB. NMDB pruža podatke o nekorigovanim (sirovim) stopama odbroja, stopama odbroja korigovanim za atmosferski pritisak i efikasnost, kao i podatke o barometarskom pritisku. NMDB sadrži tri opcije tabele podataka za svaku stanicu: „ori“, „revori“ i „1 h“, koje sadrže originalno učitane podatke, revidirane podatke u najboljoj vremenskoj rezoluciji (obično 1 min) i validirane podatke od 1 h, respektivno. [36]

Za potrebe istraživanja u ovom radu podaci o stopama odbroja za odabrane stanice preuzeti su direktno sa zvaničnog portala NMDB baze podataka korišćenjem namenskog NEST (*Neutron Monitor Database Search Tool*) alata. Na Slici 16 prikazan je izgled ovog korisničkog interfejsa tokom procesa preuzimanja podataka.

¹Zvanična internet stranica NMDB baze podataka dostupna je na adresi: <https://www.nmdb.eu>

? Stations (When selecting multiple stations, note that only one variable can be plotted)

☐ AATA	☐ AATB	☐ APTY	☐ ARNM	☐ ATHN
☐ BKSJ	☐ BUDA	☐ CALG	☐ CALM	☐ CHAC
☐ DJON	☐ DOMB	☐ DOMC	☐ DRBS	☐ DRHM
☐ ESOI	☐ FSMT	☐ HRMS	☐ ICRB	☐ ICRO
☐ INVK	☐ IRK2	☐ IRK3	☐ IRKT	☐ JBGO
☐ JUNG	☐ JUNG1	☐ KERG	☐ KIEL	☐ KIEL2
☐ LMKS	☐ MCRL	☐ MGDN	☐ MOSC	☐ MRNY
☐ MWSB	☐ MWSN	☐ MXCO	☐ NAIN	☐ NANM
☐ NEU3	☐ NEWK	☐ NRLK	☐ NVBK	☐ OULU
☐ PSNM	☐ PTFM	☐ PWNK	☐ ROME	☐ SANB
☐ SNAE	☐ SOPB	☐ SOPO	☐ TERA	☐ THUL
☐ TSMB	☐ TXBY	☐ YKTK		

Online* stations in green

☐ Closed Stations*

☐ Bonner Spheres*

☐ Smart Selection

? Date Selection (UTC)

☒ Last 1 ☐ days ☐ hours ☐ mins

From: 30 Aug 2026 0h 0mn To: 30 Aug 2026 23h 59mn

☐ GLE number/date 77 (2025-11-11) detailed list

☐ FD date(mag) 2024-05-10 (15.32)

NB: GLE/FD are best displayed with interactive charts

? Resolution

Time resolution: best

☐ Force**

Smooth window: 0

? NMDB tables

? Overplot main

? Overplot Ri

? Proton / Kp plots

? Env. & meta data

? Scaling Options

? Event Options

? Ascii Options

? Style Options

NEST is provided by Observatoire de Paris | PSL

using data from NMDB

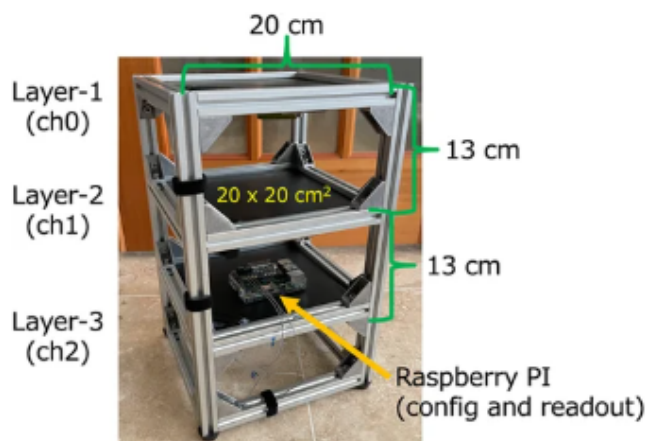
Slika 16: Izgled korisničkog interfejsa NEST alata na zvaničnom portalu NMDB baze podataka.

6.3 gLOWCOST mionski detektori

Projekat gLOWCOST predstavlja globalnu mrežu jeftinih i prenosivih mionskih detektora koji su dizajnirani za praćenje varijacija u kosmičkom zračenju, kao i uslova u međuplanetarnom prostoru i Zemljinoj atmosferi. Kolaboracija gLOWCOST, koju vodi tim istraživača sa Državnog univerziteta Džordžije (*Georgia State University*) u Atlanti (SAD), ima za cilj da stvori globalnu mrežu jeftinih mionskih detektora i smanji rizike koji su povezani sa ekstremnim kosmičkim vremenskim prilikama (*space weather*). Takođe, ova mreža može doprineti boljem razumevanju klimatskih promena, s obzirom na to da omogućava tomografska istraživanja promena u atmosferi između gornje troposfere i donje stratosfere. Kolaboracija, pored SAD-a, obuhvata partnere iz Afrike, Južne Amerike, Istočne Azije kao i Evrope, pri čemu je i Niskofonska laboratorija za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu jedna od članica. [39]

Glavna zamisao gLOWCOST kolaboracije leži u uspostavljanju guste globalne mreže detektora koja bi omogućila kontinuirano praćenje kosmičkih vremenskih prilika (*space weather*) i dinamike gornjih slojeva atmosfere. Pored očiglednog naučnog značaja, mreža bi mogla imati i druge prednosti kao što su omogućavanje istraživanja atmosfere na visokom nivou i institucijama sa ograničenim finansijskim resursima korišćenjem niskobudžetnih detektora, korišćenje mreže kao platforme za edukaciju i promociju nauke kao i slanje dodatnih podataka o svemir vremenu NASA-i i nekim drugim međunarodnim svemirskim agencijama. [40]

Mionski detektor koji mreža koristi sastoji se od tri sloja plastičnog scintilatora površine $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$, čiji je izgled prikazan na slici 17.



Slika 17: Šematski prikaz mionskog detektora gLOWCOST mreže (Preuzeto iz [41].)

Vertikalni razmaci između plastičnih scintilatora su 13 cm. Svaki scintilacioni sloj predstavlja odvojen detektorski kanal. Na uglu svakog scintilacionog sloja je postavljen silicijumski fotomultiplikator (SiPM) koji registruje scintilacionu svetlost emitovanu prolaskom miona kroz scintilator. Fotomultiplikatori se napajaju preko malog PCB-a (*Printed Circuit Board*, tj. štampana ploča) koji je povezan sa Raspberry PI. Raspberry PI je niskobudžetni računar veličine kreditne kartice koji vrši konfiguraciju i očitavanje detektora. Nakon uključivanja, detektor automatski počinje sa prikupljanjem podataka. Za deljenje podataka, kao i za daljinsko upravljanje i rekonfiguraciju detektora potrebna je samo internet IP adresa. [41]

6.4 Niskofonska laboratorija za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu

Niskofonska laboratorija za nuklearnu fiziku, koja se nalazi u Institutu za fiziku u Beogradu, projektovana je kao višenamenski objekat za gama-spektroskopska merenja niskih aktivnosti, kao i za merenja intenziteta kosmičkog zračenja. Ova dva glavna pravca istraživanja povezana su kroz proučavanje pozadinskog zračenja u gama-spektroskopskim merenjima izazvanog kosmičkim mionima.

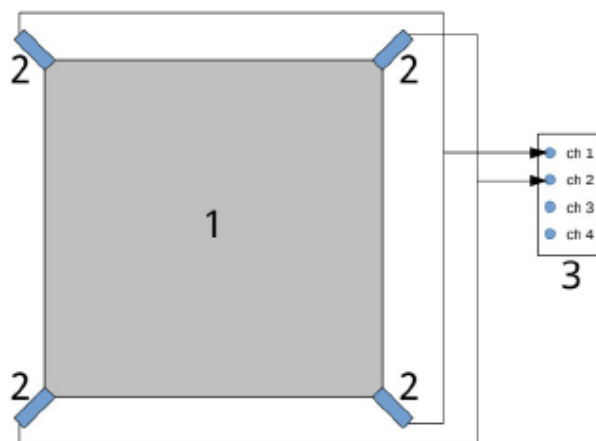
Laboratorija se nalazi na obali reke Dunav, na nadmorskoj visini od 78 m. Sastoji se iz dva odvojena dela, nadzemnog i podzemnog. Podzemni deo laboratorije nalazi se na dubini od približno 12 m ispod površine. Tlo iznad podzemnog dela sastoji se od četiri sloja lesa, čija je prosečna gustina $(2.0 \pm 0.1)\text{ g/cm}^3$. Zajedno sa betonskim plafonom debljine 30 cm, ukupni sloj materijala iznad laboratorije odgovara približno 25 m vodenog ekvivalenta (m.w.e.), pri čemu 1 m.w.e. odgovara interakcionoj dubini od 1 hg/cm^2 .

Ovakvi uslovi pružaju pogodno okruženje za gama-spektroskopska merenja, budući da sloj tla iznad laboratorije apsorbuje gotovo celokupnu nukleonsku komponentu kosmičkog zračenja i smanjuje fluks miona približno četiri puta. Koncentracija radona održava se na niskom nivou sprečavanjem njegove difuzije iz tla, održavanjem konstantnog nadpritiska u prostoriji, kao i stalnom cirkulacijom vazduha.

U podzemnoj laboratoriji nalazi se jedan zaštićeni detektor od visokopročišćenog germanijuma (HPGe), namenjen merenjima gama-zračenja niskih aktivnosti. Detektor može raditi u koincidenciji sa mionskim scintilacionim detektorom, što omogućava proučavanje događaja izazvanih mionima u germanijumskom detektoru. [42]

Intenzitet kosmičkih miona kontinuirano se meri na nivou tla i u podzemnom delu laboratorije od 2002. godine. Postojeća eksperimentalna postavka unapređena je i puštena u rad 2008. godine. Merenja intenziteta miona i njegovih varijacija mogu pružiti informacije o primarnom kosmičkom zračenju, procesima interakcije u atmosferi i solarnoj modulaciji kosmičkog zračenja.

Merenja intenziteta miona se vrše pomoću plastičnih scintilacionih detektora, koji se nalaze i u nadzemnom i u podzemnom delu laboratorije. Svaka detektorska konfiguracija se sastoji od scintilatora sa pratećim sistemom za preuzimanje podataka. Na slici 18 se može videti šema detektorskog sistema. [42]



Slika 18: Eksperimentalna postavka za merenje intenziteta kosmičkog zračenja. 1 - *plastični scintilator*; 2 - *fotomultiplikatori*, 3 - *konverter analognog u digitalni signal* (Preuzeto iz [42].)

Scintilator na bazi polistirena je pravougaonog oblika, sa dimenzijama $100\text{ cm} \times 100\text{ cm} \times 5\text{ cm}$. Scintilator je smešten u aluminijumsko kućište debljine 1 mm i postavljen horizontalno, na svojoj najvećoj površini. Na svakom uglu scintilatora postavljena je fotomultiplikatorska cev (PMT), usmerena duž dijagonale detektora. Signali dve naspramno postavljene fotomultiplikatorske cevi, sabiraju se u jedan izlazni signal.

Sistem za akviziciju podataka zasnovan je na brzom četvorokanalnom analogno-digitalnom konvertoru (ADC), modelu CAEN N1728B, sa frekvencijom uzorkovanja od 100 MHz (vremenska rezolucija od 10 ns). Pojedinačni spektri plastičnih scintilatora dobijaju se sabiranjem signala sa fotomultiplikatorskih cevi koje se nalaze na istoj dijagonali, pri čemu se signali sa dve dijagonale dovode odvojeno na dva ADC kanala. Stoga, se za svaki detektor dobijaju dva pojedinačna spektra. [42]

7 Eksperimentalni deo

7.1 Solarni događaj iz juna 2025.

Događaj koji će se analizirati u ovom radu, tj. Forbušovo smanjenje zabeleženo početkom juna 2025. godine tokom 25. solarnog ciklusa, predstavlja značajan savremeni primer snažnog geoefektivnog delovanja koronalnog masenog izbačenja (CME). Opaženo dvostepeno Forbušovo smanjenje je izazvano uzastopnim halo koronalnim masenim izbačenjima usmerenim ka Zemlji, koji su pokrenuti 30. i 31. maja 2025. godine i za koje se pretpostavlja da su interagovali prilikom propagacije, formirajući složenu međuplanetarnu CME strukturu. [43]

Uvodna faza događaja je počela 29. maja 2025. sa geomagnetnom olujom nivoa G3. Geomagnetna oluja je pokrenuta brzom strujom solarnog vetra iz koronalne rupe (*coronal hole high-speed stream*, CH HSS) koji je rotirao u geoefektivnu poziciju, usmeravajući Sunčev vetar ka Zemlji. Kako se Sunčev vetar širio, naišao je na ko-rotirajuću interakcionu regiju (CIR) ², što je dovelo do snažnog geomagnetnog poremećaja. Dan kasnije, maja 30., aktivni region Sunca AR4100 je proizveo značajnu solarnu baklju klase M3.4 u 12:53 UTC ³, koja je lansirala halo CME ka Zemlji. S obzirom na to da je pre ovog CME lansiran još jedan u 6:38 UTC, ova dva izbačenja su se najverovatnije spojila tokom propagacije i formirala složeno međuplanetarno koronalno maseno izbačenje (ICME). Sunce je pokazivalo povećanu aktivnost i 31. maja, sa čak pet aktivnih regiona na hemisferi koja je okrenuta ka Zemlji. Region AR4100 je sam proizveo tri baklje klase M, pri čemu je u 00:05 UTC emitovana najjača, klase M8.2. Ova erupcija je lansirala veoma brz halo CME.[43]

Propratni udarni talas složenog CME sistema emitovanog 30. maja je registrovan 1. juna u 5:22 UTC pomoću svemirskih letelica ACE (Advanced Composition Explorer) i DSCOVR (Deep Space Climate Observatory), koje se nalaze u blizini tačke L1⁴. Prolazak ovog udarnog talasa su pratili nagli skok ukupnog međuplanetarnog magnetnog polja preko 24 nT (sa 7 nT), skok brzine solarnog vetra na vrednost preko 1100 km/s i geomagnetna oluja čiji je Dst indeks opao na -122 nT do 10:07 UTC. Ovaj udarni talas je inicirao prvu fazu Forbušovog smanjenja kosmičkog zračenja. Brži CME, emitovan 31. maja, je verovatno sustigao i prestigao prethodne CME-ove od 30. maja, stvarivši složenu ICME strukturu. Udarne talas od ovog izbačenja je stigao na Zemlju 2. juna u 10:19 UTC i praćen je ponovnim povećanjem ukupnog međuplanetarnog magnetnog polja (od 6.6 do 24 nT) i brzinom solarnog vetra između 650 i 850 km/s. To je pojačalo postojeću geomagnetnu oluju do nivoa G4 i izazvalo početak druge, intenzivnije faze Forbušovog smanjenja. Ovakva kombinacija više CME-ova je proizvela neobično dubok i dugotrajan Forbušov pad, čija je faza oporavka trajala skoro nedelju dana. [43]

²zona kompresije koja se formira između sporog i brzog solarnog vetra

³UTC, tj. koordinisano univerzalno vreme, je primarni globalni vremenski standard koji se koristi za regulisanje satova i podešavanje svih vremenskih zona širom Zemlje. Nalazi se na nultom meridijanu.

⁴L1 predstavlja prvu Lagranževu tačku sistema Sunce-Zemlja, koja se nalazi između Sunca i Zemlje, na približno 1,5 miliona kilometara od Zemlje. L1 je dobra pozicija sa koje se prati Sunce, jer solarni vetar dostiže L1 i do sat vremena pre nego što stigne do Zemlje.

7.2 Cilj i metodologija

U ovom radu je analizirano Forbušovo smanjenje kosmičkog zračenja registrovano između 1. i 2. juna 2025. godine. Za analizu su se koristili podaci sa mionskih detektora gLOWCOST mreže, podaci sa podzemnog i nadzemnog mionskog detektora Instituta za fiziku u Beogradu (UL i GLL respektivno), kao i podaci sa neutronske monitorka koji su skinuti iz baze NMDB-a (<https://www.nmdb.eu/nest/>). Na taj način je omogućeno proučavanje istog događaja pomoću detektora na stanicama iz različitih delova sveta sa specifičnim geomagnetnim pragovima rigidnosti i medijanama energije ⁵ (*median energy*). Takođe, korišćenjem i neutronske i mionske monitorka, isti događaj se proučava pomoću detektora sa različitim karakteristikama i različitim osetljivostima na energetske opsege kosmičkog zračenja.

Iz gLOWCOST mreže mionskih detektora preuzeti su podaci za 8 stanica: *Nara Women's University* u Japanu, *Institute of Physics* u Beogradu, *Georgia State University* u Atlanti (SAD) (u daljem tekstu Atlanta 1), *Frederick Douglass High School* u Atlanti (SAD) (u daljem tekstu Atlanta 2), *Mt. Wilson (CHARA)* u Kaliforniji (SAD), *Apache Point Observatory* u Novom Meksiku (SAD), *Sky View Middle School* u Masačusetsu (SAD) i *University of Colombo* na Šri Lanci. Za neutronske monitorka su preuzeti podaci sa stanica *Athens*, *Baksan*, *Jungfraujoch*, *Yakutsk*, *Kerguelen*, *Oulu*, *Fort Smith*, *Inuvik* i *South Pole* u vremenskoj rezoluciji od 1 h.

Za odabrane detektore određivala se amplituda detektovanog Forbušovog smanjenja, tj. relativno smanjenje detektovanog odbroja kosmičkog zračenja tokom događaja u odnosu na referentni nivo pre događaja. Nakon toga su dobijene amplitude za različite stanice upoređene sa medijanom energije i *cutoff* rigidnošću kosmičkog zračenja koje dati detektori registruju. Medijana energije je određena korišćenjem Monte Karlo metode transporta kosmičkog zračenja za mionske detektorka Instituta za fiziku u Beogradu, a za neutronske monitorka je određena korišćenjem metode iz rada Li i sradnika (2023) [44]. Zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije se opisuje formulom [12] :

$$\frac{\Delta I}{I} = E_m^{-\gamma} \quad (48)$$

gde je I fluks kosmičkog zračenja, E_m medijana energije, a γ eksponent koji zavisi od uslova u heliosferi.

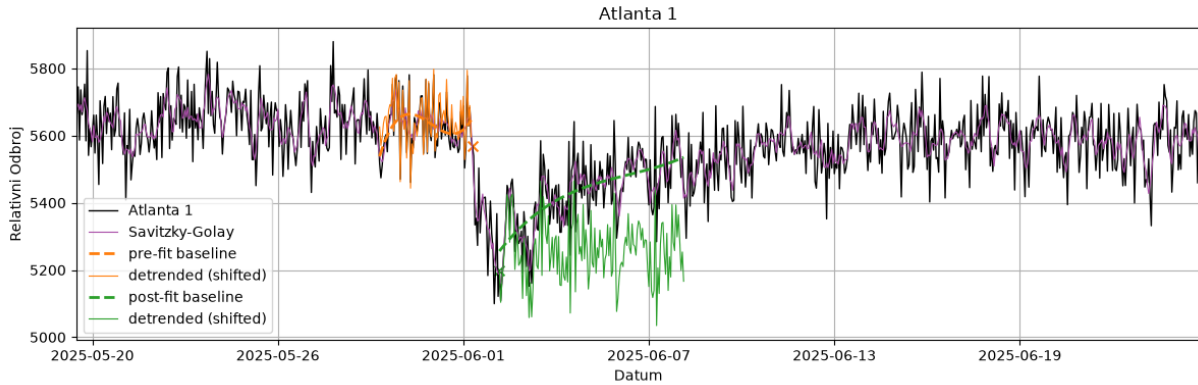
Za određivanje amplitude primenjena je metoda bazirana na pristupu koji su predložili Barbashina i saradnici (2009) [1], sa određenim modifikacijama za potrebe ove analize. Svi proračuni, analize podataka, kao i vizuelizacija rezultata u ovom radu dobijeni su korišćenjem programskog jezika Python.

Cilj ovog istraživanja jeste proučavanje zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije i *cutoff* rigidnosti stanica na kojoj su smanjenja uočena. Pored toga, kombinovana upotreba mionskih detektorka i neutronske monitorka omogućava istraživanje promene

⁵Medijana energije je specifična vrednost energije kosmičkih čestica za koju važi da polovina ukupnog doprinosa odbroju detektorka potiče od čestica čija je energija manja od te vrednosti, a pola doprinosa potiče od čestica veće energije.

amplitude Forbušovog smanjenja na širem energetsom opsegu.

Kako bi se olakšalo razumevanje postupka koji se primenjuje u daljoj analizi, na slici 19 je prikazan reprezentativni primer vremenske serije relativnog odbroja kosmičkog zračenja zabeleženog na gLOWCOST stanici Atlanta 1.



Slika 19: Eksperimentalna vremenska serija relativnog odbroja kosmičkog zračenja za stanicu Atlanta 1 tokom Forbušovog smanjenja u junu 2025. godine, sa ilustracijom ključnih faza metodologije obrade podataka.

7.2.1 Priprema podataka

Na podacima sa mionskih detektora izvršena je korekcija odbroja na atmosferske efekte. Metoda korišćena za atmosferske korekcije odbroja mionskih detektora je metoda efektivnog nivoa generacije opisana u glavi 5.

Za neutronske monitore korišćeni su podaci koji su već bili korigovani na atmosferske efekte, stoga dodatna korekcija nije bila potrebna.

Vremenske serije odbroja kosmičkog zračenja sadrže fluktuacije koje mogu otežati određivanje početka i kraja Forbušovog smanjenja, stoga je bilo potrebno odraditi zaglađivanje (*smoothing*) vremenske serije. Zaglađivanje vremenske serije je odradeno pomoću Savitzky-Golay filtera.

Savitzky-Golay filter za zaglađivanje fituje skup podataka polinomom, koristeći metodu najmanjeg kvadrata [45]. Odnosno, on vrši aproksimaciju podataka polinomom odabranog stepena u pokretnom prozoru zadate dužine. U ovom radu za zaglađivanje je korišćen polinom drugog stepena i prozor dužine 9 tačaka. Zaglađena vremenska serija korišćena je za određivanje karakterističnih vremena početka pada i faze oporavka, dok je za određivanje amplitude korišćena originalna, atmosferski korigovana vremenska serija.

7.2.2 Određivanje početka Forbušovog smanjenja (*onset-a*) i početka faze oporavka (*recovery*)

Nakon pripreme podataka određeno je vreme početka Forbušovog smanjenja i početak faze oporavka, tj. *onset* i *recovery*.

Određivanje *onset-a* događaja bazirano je na poređenju medijane lokalnog nivoa odbroja neposredno pre posmatrane tačke sa medijanom lokalnog nivoa nakon nje. Za svaku posmatranu tačku određuje se medijana prethodnih nekoliko tačaka i medijana narednih nekoliko tačaka. Potom se računa razlika između ova dva nivoa i kada ta vrednost pređe određeni, unapred definisani prag, tada se posmatrana tačka uzima za *onset* događaja. Kao pokazatelj pada odbroja koristi se standardna devijacija (σ) odbroja u početnom referentnom periodu (u ovoj analizi koristila se standardna devijacija početnih 100 tačaka vremenske serije). Prag za detekciju *onset-a* definisan je kao vrednost koja je n puta veća od standardne devijacije σ . Odnosno, tačka u kojoj se detektuje pad odbroja veći od $n\sigma$ se uzima za početak pada. Vrednost za n je unapred postavljena i u ovoj analizi je uzimala vrednosti od 2 do 4 u zavisnosti od posmatrane stanice.

Za određivanje početka *recovery* faze korišćena je metoda zasnovana na merenju lokalnog nagiba vremenske serije podataka. Za svaku tačku i računa se nagib vremenske serije preko formule:

$$S_i = \frac{N_{i+w} - N_{i-w}}{2w} \quad (49)$$

gde N_{i+w} i N_{i-w} predstavljaju odbroj u w -toj tački posle i pre posmatrane tačke, a w je širina prozora za određivanje nagiba za čiju vrednost smo uzeli 4. Kako bi neka tačka mogla da bude potencijalni početak *recovery* faze mora da ima pozitivnu vrednost nagiba. Kriterijum za određivanje *recovery* faze je postavljen tako da za tačku u kojoj je određen pozitivan nagib, nagib mora ostati pozitivan i tokom naredne tri uzastopne tačke. Prva tačka koja ispunjava ovaj kriterijum uzima se kao tačka početka *recovery* faze. Na ovaj način se smanjila verovatnoća da se kratkotrajna fluktuacija podataka interpretira kao početak oporavka.

7.2.3 Određivanje amplitude događaja

Jedan od najvažnijih parametara koji karakterišu Forbušov pad jeste amplituda smanjenja odbroja kosmičkog zračenja (A_{FD}), zbog čega je njeno pouzdano i pravilno određivanje od ključnog značaja. Za određivanje amplitude pada prvo se posmatraju vremenske serije pre početka pada i posle početka *recovery* faze. Za vremensku seriju pre *onset-a* događaja posmatraju se intervali različite dužine dana i ($i = 1, 2, 3$). Za posmatrane vremenske intervale se vrši aproksimacija podataka polinomom trećeg stepena $P_{pre}(t)$. Nakon određivanja polinomijalnog fita, vrši se detrendovanje vremenske serije čime se dobija ispravljena vremenska serija. Detrendovana vrednost odbroja u trenutku t dobija se kao razlika izmerenog odbroja i vrednosti polinoma u toj tački:

$$N_{det}(t) = N(t) - P_{pre}(t) \quad (50)$$

gde je $N(t)$ vrednost odbroja, a $P_{pre}(t)$ vrednost polinomijalnog fita u datom trenutku. U ovoj analizi, ovako dobijena detrendovana serija se naknadno pomera (*shift*-uje) tako da njena srednja vrednost odgovara vrednosti polinomijalnog fita u poslednjoj tački posmatranog intervala. Pomerena detrendovana serija se može zapisati kao:

$$N_{det,shift}(t) = N_{det}(t) + P_{pre}(t_p) - \bar{N}_{det} \quad (51)$$

gde je $P_{pre}(t_p)$ vrednost polinomijalnog fita u poslednjoj tački pre *onset*-a, a $\bar{N}_{det}$ srednja vrednost početne detrendovane serije. Na ovaj način se uklanja trend iz vremenske serije, ali tako da se nivo serije očuva.

Nakon toga se određuje srednja vrednost ovako dobijene detrendovane serije za svaki od korišćenih vremenskih intervala.

Isti postupak primenjuje se na vremenske intervale nakon početka *recovery* faze. Za svaki izabrani interval određuje se polinomijalni fit $P_{post}(t)$ za j broj dana ($j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$), nakon čega se odgovarajuća vremenska serija detrenduje i pomera na analogan način. Gore opisanim postupkom se dobijaju srednje vrednosti odbroja pre i nakon pada odbroja za različite dužine vremenskih intervala, koje se dalje koriste za određivanje amplitude Forbušovog smanjenja.

Za svaku kombinaciju i -tog pre pad intervala, i j -tog post pad intervala amplituda Forbušovog smanjenja se računa preko formule:

$$A_{ij} = \frac{\bar{N}_{pre,i} - \bar{N}_{post,j}}{\bar{N}_{pre}} \times 100\% \quad (52)$$

Dobijena amplituda predstavlja relativno smanjenje intenziteta kosmičkog zračenja između nivoa pre pada i nakon početka *recovery* faze. S obzirom na to da se na ovaj način dobija više pojedinačnih vrednosti amplitude, konačna amplituda se određuje kao srednja vrednost svih dobijenih kombinacija, tj.:

$$A_{FD} = \frac{1}{n} \sum_{i,j} A_{i,j} \quad (53)$$

Amplituda dobijena na ovaj način nije određena samo jednim izborom vremenskog intervala, stoga se smanjuje nesigurnost koju bi neadekvatno određen vremenski interval uneo u rezultat.

Pored određivanja amplitude Forbušovog smanjenja, izvršena je i procena odgovarajuće nesigurnosti amplitude. Za njeno određivanje korišćena je standardna devijacija detrendovane vremenske serije pre početka posmatranog događaja σ_{pre} .

Standardna devijacija detrendovanih vrednosti određena je za najduži posmatrani interval pre početka događaja, odnosno za interval od 3 dana pre Forbušovog smanjenja. Na taj način dobijena standardna devijacija predstavlja meru karakterističnih fluktuacija vremenske serije u periodu koji nije zahvaćen Forbušovim smanjenjem. Procena nesigurnosti amplitude se zatim računa preko formule:

$$\sigma_{A_{\text{FD}}} = \frac{\sigma_{\text{pre}}}{\overline{N}_{\text{pre}}} \times 100\%, \quad (54)$$

gde je σ_{pre} standardna devijacija detrendovanih vrednosti vremenske serije pre početka događaja, dok $\overline{N}_{\text{pre}}$ predstavlja srednju vrednost referentnog nivoa pre događaja, određenu kao prosečna vrednost srednjih vrednosti dobijenih za sve posmatrane intervale pre početka događaja.

Dobijena relativna standardna devijacija predstavlja procenu relativne nesigurnosti vremenske serije i koristi se kao procena greške određene amplitude Forbušovog smanjenja.

8 Rezultati i diskusija

U ovom delu rada prikazani su rezultati analize Forbušovog smanjenja registrovanog 1. juna 2025. godine pomoću mionskih detektora gLOWCOST mreže, mionskih detektora Instituta za fiziku u Beogradu, kao i neutronske monitara. Analiza je sprovedena za odabrane detektore sa različitih geografskih lokacija. Za svaki detektor se izračunala amplituda Forbušovog pada zajedno sa odgovarajućom procenom nesigurnosti rezultata. Potom su se dobijene amplitude upoređivale sa *cutoff* rigidnošću i medijanom energije odabranih detektora, kako bi se ispitala zavisnost amplitude pada od datih parametara.

8.1 Analiza sa mionskim detektorima

Za analizu sa mionskim detektorima izabrano je 8 detektora iz gLOWCOST mreže mionskih detektora (*Japan, Beograd, Atlanta 1, Atlanta 2, Kalifornija, Novi Meksiko, Masačusets i Šri Lanka*), kao i podzemni i nadzemni detektori Niskofonske laboratorije za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu (UL i GLL).

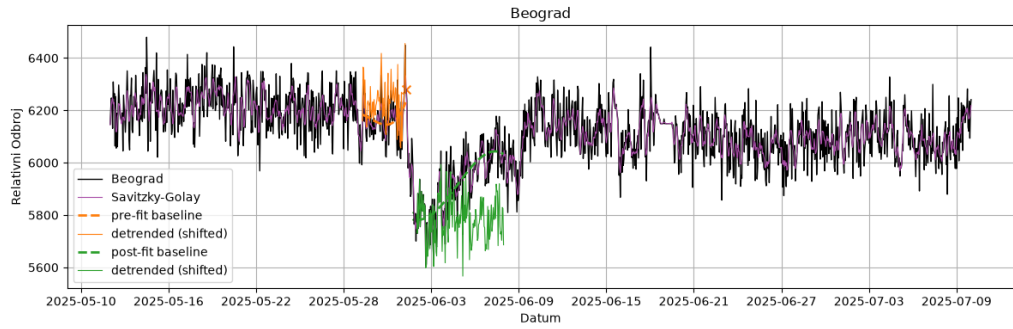
Kao reprezentativni primeri postupka određivanja amplitude, u radu su prikazani rezultati za jedan detektor gLOWCOST mreže (*Beograd*) i rezultati za GLL detektor (nadzemni detektor Instituta za fiziku). Na slikama 20 i 21 se mogu videti rezultati analize za detektore *Beograd* i GLL respektivno.

Kao ilustracija primenjene metodologije, na slikama su prikazana tri grafika (sa oznakama (a), (b), i (c)) koji prikazuju različite korake analize. Na graficima pod (a), su prikazane originalne vremenske serije zajedno sa Savitzky-Golay zaglađenom serijom, određenim *onset* i *recovery* tačkama, polinomijalnim fitovima, kao i detrendovanim vremenskim serijama pre i nakon pada. Polinomijalni fitovi i detrendovane serije prikazane su za 3 dana pre *onset*-a i 6 dana posle početka *recovery*-ja. Na ovim graficima su prikazani glavni parametri potrebni za određivanje amplitude Forbušovog smanjenja.

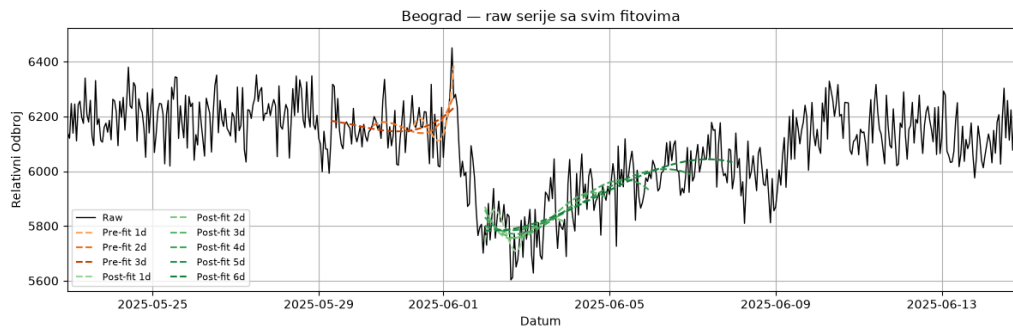
Na (b) graficima prikazani su polinomijalni fitovi dobijeni za različite dužine vremenskih prozora pre i nakon događaja. Za period pre događaja razmatrani su intervali do tri dana, dok su za period oporavka korišćeni intervali do šest dana.

Na trećim, (c), graficima prikazane su odgovarajuće detrendovane vremenske serije za sve korišćene dužine vremenskih intervala. Detrendovanjem se omogućava određivanje reprezentativnih srednjih nivoa pre i nakon Forbušovog smanjenja. Dobijene srednje vrednosti predstavljaju osnovu za određivanje amplitude događaja.

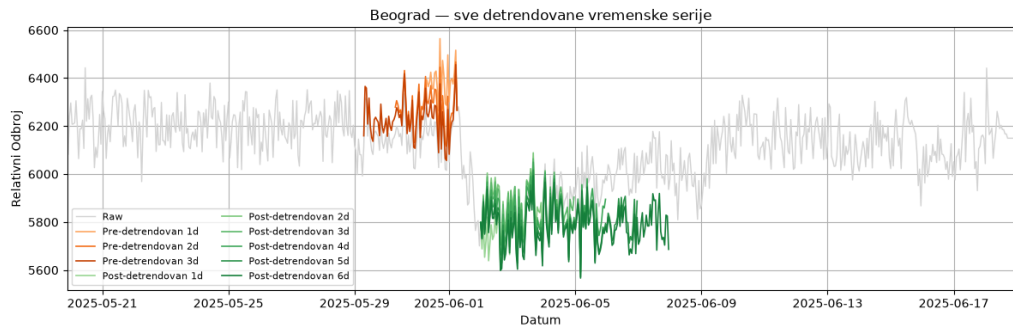
Prikazani grafici stoga predstavljaju primer kompletnog postupka određivanja amplitude, preko obrade originalne vremenske serije i identifikacije ključnih tačaka događaja, određivanja polinomijalnih fitova i detrendovanja vremenske serije za različite vremenske intervale, do dobijanja svih potrebnih veličina za izračunavanje amplitude pada.



(a)

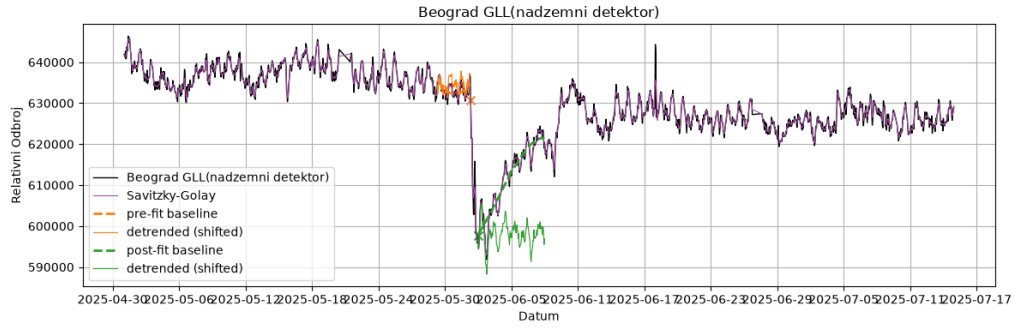


(b)

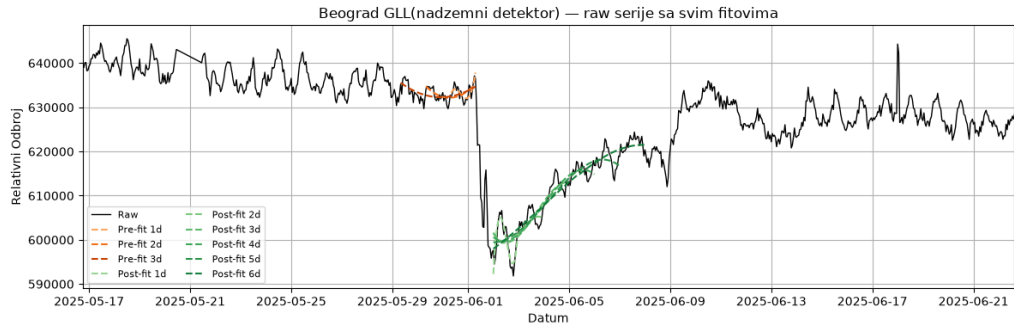


(c)

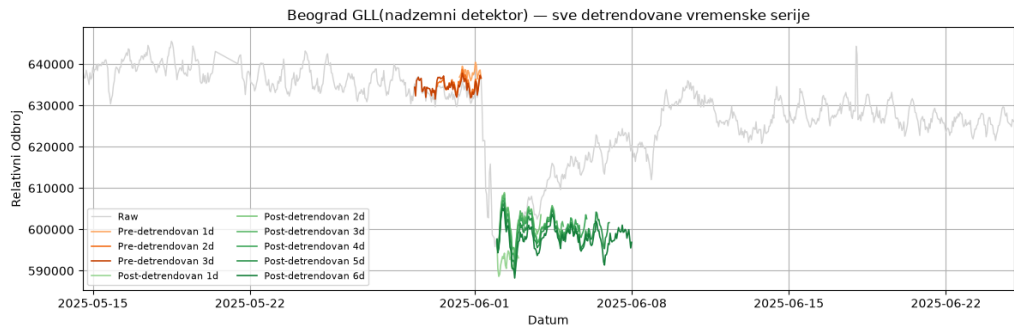
Slika 20: Prikaz faza obrade eksperimentalnih podataka sa gLOWCOST mionskih detektora u Beogradu tokom Forbušovog smanjenja u junu 2025. godine. ((a) originalna serija sa glavnim parametrima koji su potrebni za određivanje amplitude, (b) svi polinomijalni fitovi i (c) rezultujuće detrendovane serije.)



(a)



(b)



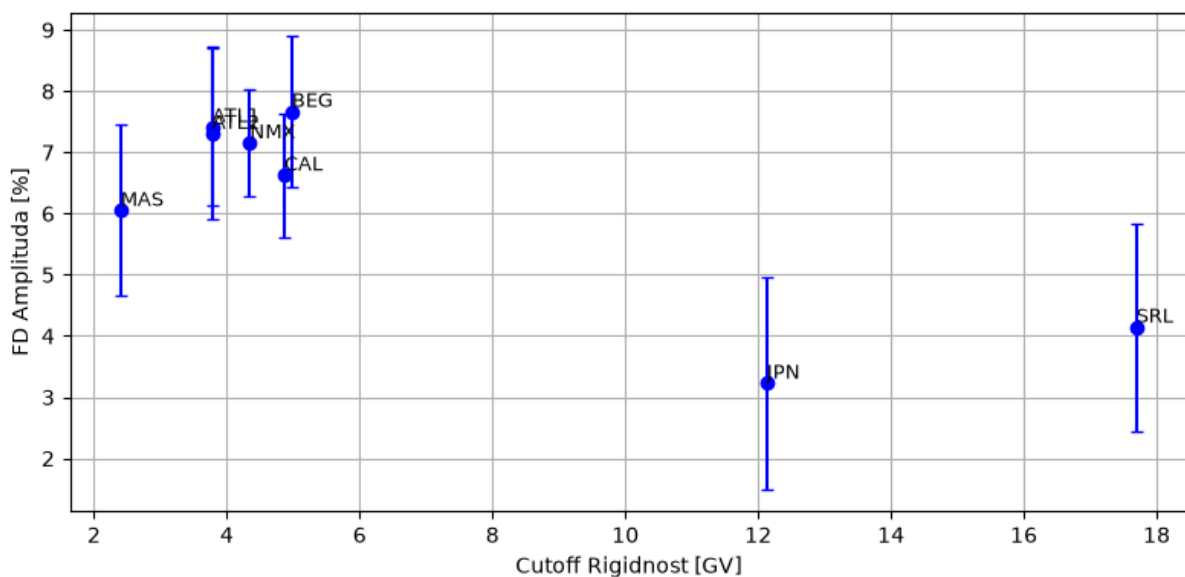
(c)

Slika 21: Prikaz faza obrade eksperimentalnih podataka sa GLL mionskog detektora u Beogradu tokom Forbušovog smanjenja u junu 2025. godine. ((a) originalna serija sa glavnim parametrima koji su potrebni za određivanje amplitude, (b) svi polinomijalni fitovi i (c) rezultujuće detrendovane serije.)

Na gore ilustrovan način je za svaku stanicu određena amplituda Forbušovog smanjenja A_{FD} , zajedno sa odgovarajućom greškom $\sigma_{A_{FD}}$. Dobijeni rezultati su prikazani u tabeli 1 zajedno sa karakterističnim vrednostima *cutoff* rigidnosti analiziranih stanica. Vrednosti iz ove tabele su korišćene za crtanje grafika zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od *cutoff* rigidnosti, kao što se može videti na slici 22.

Tabela 1: Vrednosti *cutoff* rigidnosti i amplitude Forbušovog smanjenja određene na analiziranim mionskim detektorima za događaj 1. juna 2025. godine.

Stanica	<i>Cutoff</i> rigidnost R_c (GV)	A_{FD} (%)	$\sigma_{A_{FD}}$ (%)
Atlanta 1	3.778	7.4	1.3
Atlanta 2	3.778	7.3	1.4
Beograd	4.978	7.7	1.2
Japan	12.130	3.2	1.7
Kalifornija	4.866	6.6	1.0
Novi Meksiko	4.346	7.2	0.9
Masačusets	2.402	6.0	1.4
Šri Lanka	17.694	4.1	1.7
GLL	5.300	5.8	0.2
UL	5.300	3.3	0.3



Slika 22: Grafik zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od *cutoff* rigidnosti (gLOWCOST detektori)

Na osnovu rezultata predstavljenih u tabeli 1 i grafičkog prikaza na slici 22 može se uraditi detaljna analiza registrovanog Forbušovog smanjenja. Iz izmerenih amplituda i procena njihovih nesigurnosti mogu se izvući zaključci o procesu modulacije kosmičkog zračenja na različitim lokacijama.

8.1.1 Zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od *cutoff* rigidnosti

Iz tabele 1 se može videti da se vrednosti izmerenih amplituda za mionske detektore kreću od najmanje vrednosti 3.2%, izmerene za stanicu u Japanu, do najveće 7.7%, izmerene

za stanicu u Beogradu. Analizirajući samo podatke sa mionskih detektora gLOWCOST mreže, uočava se trend opadanja amplitude Forbušovog smanjenja (A_{FD}) sa porastom geomagnetnog praga (*cutoff*) rigidnosti (R_c) stanice. Stanice sa niskim pragom rigidnosti, kao što su Novi Meksiko ($R_c = 4.346$ GV) Beograd ($R_c = 4.978$ GV) i Atlanta ($R_c = 3.788$ GV), beleže visoke amplitude pada koje se kreću u opsegu od 7.2% do 7.7%, dok stanice sa visokim pragom rigidnosti beleže znatno manje amplitude. Tako stanica u Japanu ($R_c = 12.130$ GV) registruje pad od 3.2%, dok stanica na Šri Lanki ($R_c = 17.694$ GV) beleži amplitudu od 4.1%.

Generalni trend pronađen u ovom radu, gde je amplituda Forbušovog smanjenja obrnuto srazmerna sa geomagnetnim pragom rigidnosti, je u saglasnosti sa teorijskim očekivanjima i sa drugim studijama na ovu temu [46, 19]

Međutim, blaga odstupanja od trenda se mogu primetiti. Primeri odstupanja su stanica u Masačusetsu za koju se beleži nešto manja amplituda nego za neke stanice sa većim pragom rigidnosti i stanica u Japanu koja beleži manju amplitudu od stanice u Šri Lanci sa većim pragom rigidnosti.

Ova odstupanja se mogu objasniti time što *cutoff* rigidnost nije jedini faktor koji utiče na vrednost izmerene amplitude. Naime, faktori poput lokalnih atmosferskih uslova, geomagnetni uslovi i specifične karakteristike korišćenog detektora takođe imaju uticaj na vrednost amplitude. Iz tog razloga je ispravnije posmatrati uočeni trend kao trend koji je podložan varijacijama usled drugih faktora, nego kao strogu zavisnost.

8.1.2 Uticaj karakteristika detektora na preciznost merenja

Kada se uporede podaci u tabeli 1, uočava se da gLOWCOST detektori imaju relativno velike merne nesigurnosti (σ_{AFD} se kreće od 0.9% do 1.7%), dok su merne nesigurnosti za beogradske laboratorijske detektore GLL i UL znatno manje (0.2% i 0.3% respektivno). Još jedna razlika u rezultatima se primećuje kada se uporedi slika 21 sa slikom 20, gde se vidi da je relativni odbroj registrovan na nadzemnom mionskom detektoru Instituta za fiziku u Beogradu za dva reda veličine veći od relativnog odbroja registrovanog sa gLOWCOST detektorom.

Uzrok ovih odstupanja u rezultatima se može tražiti u geometriji i mernim zapreminama korišćenih detektora. Naime, gLOWCOST detektori koriste male plastične scintilatore površine $20\text{cm} \times 20\text{cm}$, dok GLL i UL detektori koriste velike scintilatorske ploče površine $100\text{cm} \times 100\text{cm}$. Zbog znatno manje površine, stopa odbroja gLOWCOST detektora je niža sa izraženijim statističkim fluktuacijama vremenske serije. Ovo otežava precizno fitovanje podataka i unosi veću nesigurnost u proračun amplitude.

Ovi rezultati potvrđuju da, iako gLOWCOST detektori predstavljaju jednostavnu i ekonomski isplativu mrežu za globalno praćenje varijacija u kosmičkom zračenju, kompleksniji laboratorijski detektori poput GLL i UL ostaju potrebni za preciznija istraživanja kosmičkog zračenja.

8.1.3 Komparativna analiza detektora Instituta za fiziku u Beogradu

U ovom delu rada analizirani su rezultati dobijeni za mionske detektore gLOWCOST mreže, kao i za detektore GLL i UL. U tabeli 2 prikazane su dobijene vrednosti amplituda i njihovih mernih nesigurnosti za ove detektore, kao i vrednosti praga geomagnetne (*cutoff*) rigidnosti i medijane energije.

Tabela 2: Vrednosti *cutoff* rigidnosti R_c , medijane energije E_m i amplitude Forbušovog smanjenja A_{FD} određene na mionskim detektorima u Beogradu za događaj 1. juna 2025. godine.

Stanica	R_c (GV)	E_m (GeV)	A_{FD} (%)	$\sigma_{A_{FD}}$ (%)
gLOWCOST	4.978	55.4	7.7	1.2
GLL	5.300	59	5.8	0.2
UL	5.300	137	3.3	0.3

Jedna od stvari koja nam ova analiza omogućava jeste direktno poređenje odziva nadzemnog detektora GLL i podzemnog detektora UL, koji se nalaze na istoj geografskoj lokaciji (Niskofonska laboratorija Instituta za fiziku u Beogradu) i dele identičnu geomagnetsku rigidnost ($R_c = 5.300$ GV).

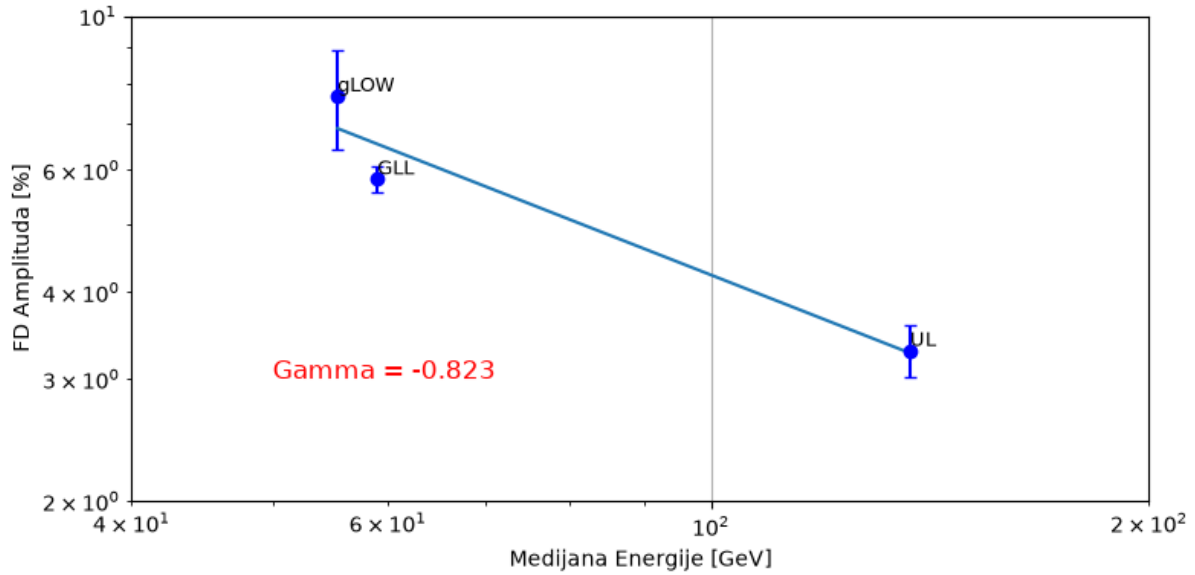
Izmerene amplitude pokazuju drastičnu razliku: nadzemni detektor GLL registruje pad od $5.8\% \pm 0.2\%$, dok podzemni detektor UL na dubini od 12 m beleži pad od $3.3\% \pm 0.3\%$. Pošto je uticaj geomagnetnog polja potpuno identičan za oba uređaja, ova razlika je posledica filtracionog efekta tla iznad podzemne laboratorije. Sloj zemljišta (lesa i betonskog plafona) ekvivalentan sa oko 25 m vodenog stuba (m.w.e.) smanjuje fluks miona približno četiri puta, stoga do podzemnog detektora UL mogu dospeti samo mioni visoke prodornosti.

Sledeći korak u analizi je poređenje zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja određene za detektore Instituta za fiziku u Beogradu sa njihovim medijanama energije. Grafik ove zavisnosti može se videti na slici 23.

Na grafiku 23 je za svaku stanicu prikazana odgovarajuća vrednost amplitude sa pripadajućom greškom, dok je zavisnost opisana formulom 48. Parametri potencijalne funkcije određeni su linearnim fitovanjem logaritmovanih vrednosti amplitude i medijane energije. Dobijeni koeficijent nagiba u logaritamskom prostoru predstavlja eksponent γ čija vrednost iznosi 0.823.

U fizici kosmičkog zračenja, eksponent γ predstavlja spektralni indeks modulacije kosmičkog zračenja koji zavisi od uslova u heliosferi. Prema istraživanjima vrednosti ovog eksponenta za zemlju se kreću u opsegu od 0.4 do 1.2 [12]. Strmiji spektri generalno ukazuju na veću modulaciju primarnog kosmičkog zračenja. Eksperimentalno dobijena vrednost $\gamma = 0.823$ u ovom radu ukazuje na to da je ovaj konkretni međuplanetarni poremećaj (ICME nastao spajanjem više CME-ova krajem maja 2025.) imao dovoljno jaku magnetnu strukturu da skrene i moduliše čak i čestice visokih energija.

Sa grafika se uočava opadajući trend amplitude Forbušovog smanjenja sa povećanjem medijanske energije. gLOWCOST detektor sa najnižom vrednosti medijane energije od 55.4 GeV, ima najveću amplitudu pada (7.7%). Nadzemni laboratorijski detektor GLL registruje blago



Slika 23: Grafik zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije (detektori Instituta za fiziku u Beogradu)

nižu, ali statistički precizniju amplitudu, a podzemni detektor UL registruje najmanju amplitudu pada od 3.3%. Iz ovih rezultata može se zaključiti da je gLOWCOST detektor najosetljiviji na niskoenergetski deo mionskog spektra, gde su efekti heliosferne modulacije najizraženiji.

8.2 Analiza sa neutronske monitorima

Neutronske monitori detektuju sekundarne neutrone nastale iz primarnog kosmičkog zračenja, dok mionske detektori detektuju sekundarne mione nastale od primarnog kosmičkog zračenja viših energija nego kod neutrona. Na ovaj način mionske detektori dopunjuju informacije dobijene neutronske monitorima, zbog čega je pogodno da se isti događaji analiziraju sa oba tipa detektora.

Iako obe vrste detektora registruju sekundarno kosmičko zračenje nastalo u atmosferi, njihove karakteristike i energetska osetljivost se razlikuju. Iz tog razloga, istovremeno korišćenje rezultata dobijenih na neutronske monitorima i mionske detektorima pruža mogućnost za analizu šireg eneretskog opsega za isti Forbušov pad.

Za potrebe ove analize preuzeti su podaci za odabranih 9 neutronske stanica dostupni putem NMDB baze podataka. Na isti način kao i za mionske detektore, za događaj iz juna 2025. godine određena je amplituda Forbušovog smanjenja A_{FD} , zajedno sa odgovarajućom procenom nesigurnosti, za svaku analiziranu stanicu.

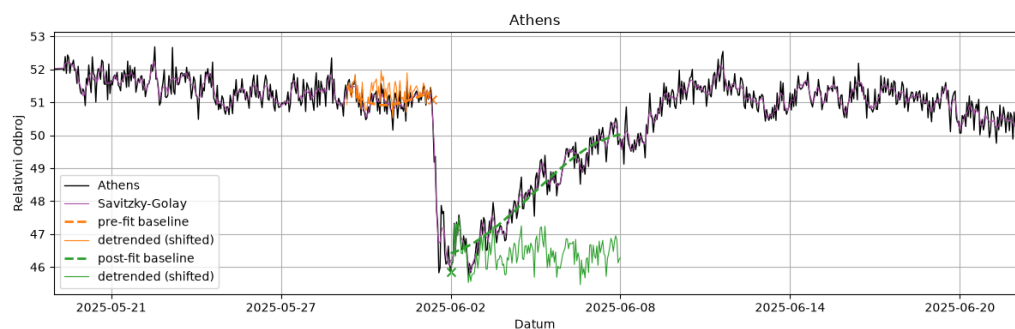
Analogno sa analizom mionske detektora iz podglave 8.1, i ovde će biti prikazan reprezentativni primer postupka određivanja amplitude za jednu stanicu neutronske monitora. Na slici 24 može se videti rezultat analize primenjene na neutronske monitor u Atini.

Analogno opisu grafika za mionske detektore, na grafiku pod (a) su prikazane originalne

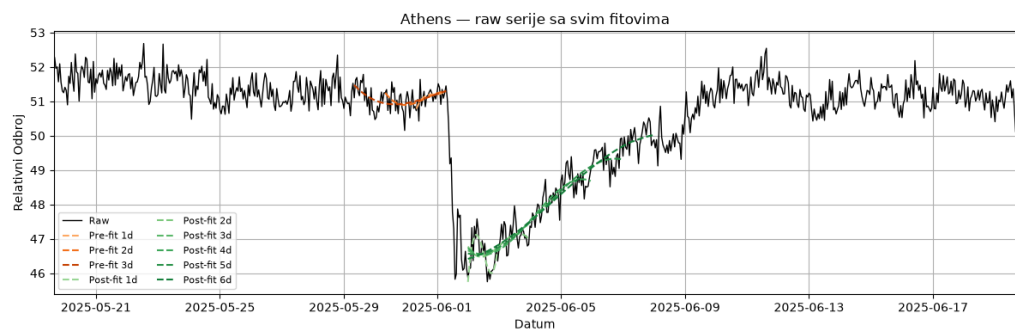
vremenske serije zajedno sa Savitzky-Golay zaglađenom serijom, određenim *onset* i *recovery* tačkama, polinomijalnim fitovima, kao i detrendovanim vremenskim serijama pre i nakon pada. Polinomijalni fitovi i detrendovane serije prikazane su za 3 dana pre *onset*-a i 6 dana posle početka *recovery*-ja.

Na (b) grafiku prikazani su polinomijalni fitovi dobijeni za različite dužine vremenskih prozora pre i nakon događaja. Za period pre događaja razmatrani su intervali do tri dana, dok su za period oporavka korišćeni intervali do šest dana.

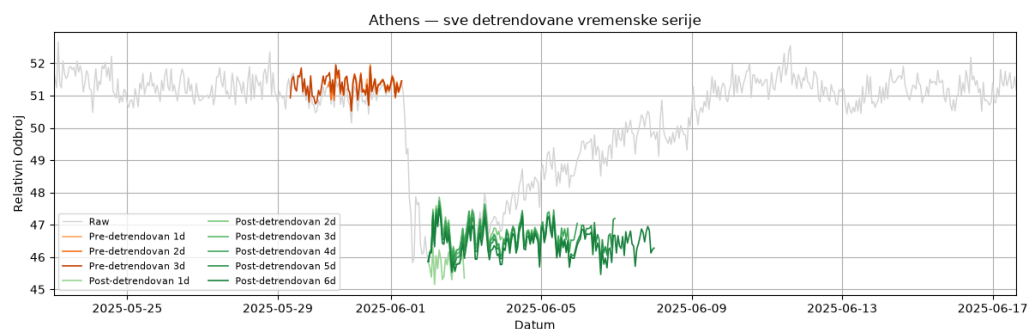
Dok su na trećem, (c), grafiku prikazane odgovarajuće detrendovane vremenske serije za sve korišćene dužine vremenskih intervala.



(a)



(b)



(c)

Slika 24: Prikaz faza obrade eksperimentalnih podataka sa neutronskog monitora u Atini tokom Forbušovog smanjenja u junu 2025. godine. ((a) originalna serija sa glavnim parametrima koji su potrebni za određivanje amplitude, (b) svi polinomijalni fitovi i (c) rezultujuće detrendovane serije.)

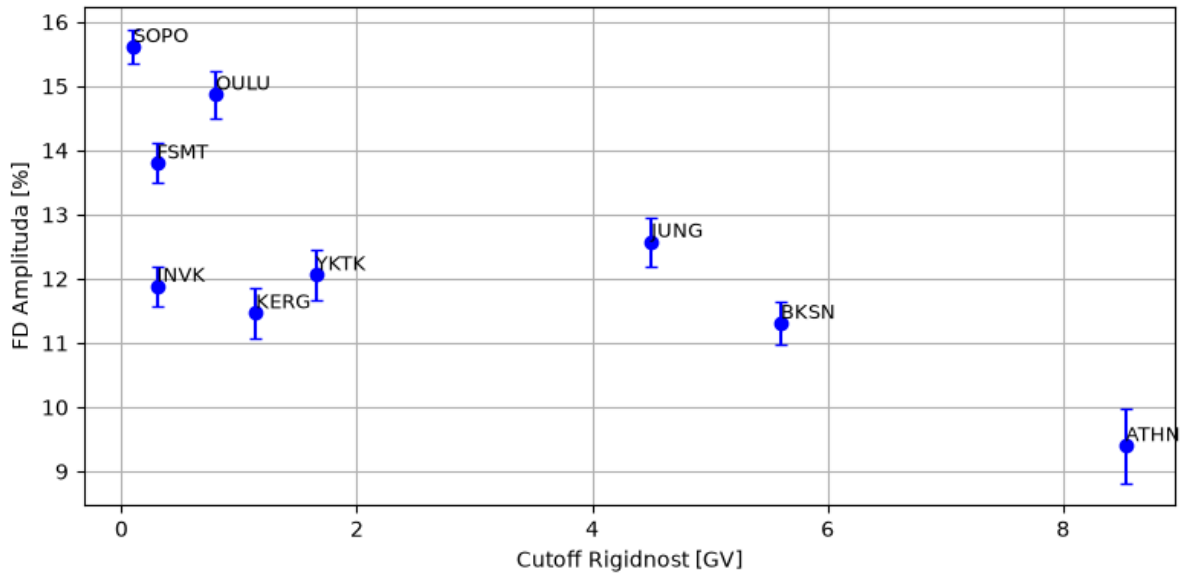
Dobijene vrednosti amplitude Forbušovog smanjenja i odgovarajućih procena grešaka za analizirane neutronske monitore, su prikazani u tabeli 3 zajedno sa karakterističnim vrednosti-

ma *cutoff* rigidnosti i medijane energije analiziranih stanica.

Tabela 3: Vrednosti cutoff rigidnosti R_c , medijane energije E_m i amplitude Forbušovog smanjenja, sa odgovarajućim greškama, za analizirane neutronske monitore tokom događaja od 1. juna 2025. godine.

Stanica	R_c (GV)	E_m (GeV)	$A_{FD} \pm \sigma_{A_{FD}}$ (%)
Atina	8.53	17.8	9.4 ± 0.6
Baksan	5.60	13.7	11.3 ± 0.3
Jungfroujoch	4.50	12.6	12.6 ± 0.4
Yakutsk	1.65	10.6	12.1 ± 0.4
Kerguelen	1.14	10.4	11.5 ± 0.4
Oulu	0.80	10.3	14.9 ± 0.4
Fort Smith	0.30	10.2	13.8 ± 0.3
Inuvik	0.30	10.2	11.9 ± 0.3
South Pole	0.10	10.1	15.7 ± 0.3

Na osnovu dobijenih rezultata konstruisana je zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od praga geomagnetne (*cutoff*) rigidnosti. Grafik ove zavisnosti može se videti na slici 25. Na grafiku su pored amplituda prikazane i njihove merne nesigurnosti.



Slika 25: Grafik zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od *cutoff* rigidnosti (NM)

Kod neutronske monitore uočava se opšti trend, analogan zapaženoj situaciji kod mionskih detektora, gde se sa smanjenjem praga geomagnetne rigidnosti stanice povećava registrovana amplituda Forbušovog pada. Odnosno rezultati dobijeni za neutronske monitore su u saglasnostima sa dobijenim rezultatima za mionske detektore.

Još jedna sličnost u rezultatima jeste to što se i kod neutronske monitore za pojedine stanice primećuje odstupanje od opšteg trenda (*Fort Smith*, *Inuvik*, *Kerguelen* i *Yakutsk*). Ovakva odstupanja mogu biti posledica različitih faktora koji utiču na registrovanu stopu odbroja neutronske monitore.

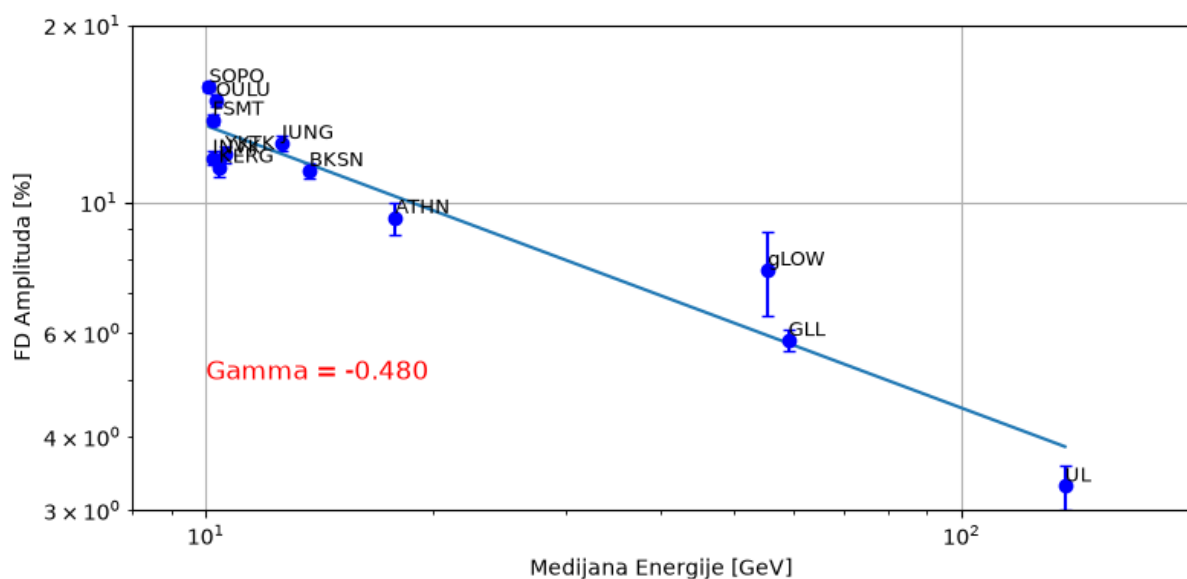
Na varijacije u stopi odbroja neutronske monitore, pored faktora vezanih za Forbušovo smanjenje, mogu uticati i atmosferska dubina, lokalna brzina vetra, varijacije instrumenta,

specifična osetljivost stanice na modulaciju kosmičkog zračenja, geomagnetne varijacije, magnetosferni efekti i mnogi drugi faktori [19]. Svi ovi navedeni efekti mogu uticati i biti razlog odstupanja amplituda određenih stanica od očekivanog trenda. Stoga se odstupanja pojedinačnih neutronske monitora od opšteg trenda ne trebaju nužno tumačiti kao suprotnost očekivanoj zavisnosti. Umesto toga, ona mogu predstavljati posledicu uticaja karakteristika detektora, lokalnih atmosferskih i geomagnetnih uslova.

8.2.1 Zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije

Pored analize zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od *cutoff* rigidnosti, izvršeno je i ispitivanje zavisnosti amplitude od medijane energije detektora. U ovu analizu uključeni su analizirani neutronske monitori, kao i mionske detektori (gLOWCOST, GLL i UL) Instituta za fiziku u Beogradu, kako bi se rezultati dobijeni različitim tipovima detektora mogli posmatrati u okviru jedinstvene energetske zavisnosti. Za svaku stanicu korišćena je prethodno određena vrednost amplitude Forbušovog smanjenja A_{FD} i odgovarajuća vrednost medijane energije koje se mogu naći u tabelama 3 i 2.

Cilj ovakvog poređenja jeste da se ispita kako se amplituda Forbušovog smanjenja menja sa energetskim opsegom na koji su detektori osetljivi. Za isti Forbušov događaj različiti detektori će registrovati različite amplitude usled različitih energetskih karakteristika njihovog odziva.



Slika 26: Grafik zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije (NM + mionske detektori Instituta za fiziku)

Na slici 26 prikazana je zavisnost amplitude Forbušovog smanjenja od medijane energije za analizirane neutronske monitore i mionske detektore. Na grafiku je za svaku stanicu prikazana odgovarajuća vrednost amplitude sa pripadajućom procenom nesigurnosti, dok je zavisnost opisana na isti način kao za mionske detektore, u obliku stepenog zakona formulom 48. Parametri potencijalne funkcije određeni su linearnim fitovanjem logaritmovanih vrednosti amplitude i medijane energije. Dobijeni koeficijent nagiba u logaritamskom prostoru predstavlja eksponent

γ čija vrednost iznosi 0.480.

Sa grafika se ponovo može primetiti trend opadanja vrednosti izmerene amplitude Forbušovog smanjenja sa povećanjem medijane energije stanice. Kada se uporede rezultati ove analize sa analizom samo mionskih detektora u Beogradu primećuje se da se za beogradske mionske detektore dobija strmiji nagib sa eksponentom $\gamma = 0.823$. Mionski spektar ($\gamma = 0.823$) opisuje modulaciju na višim energijama (> 50 GeV), gde amplituda pada relativno strmo sa porastom energije. Međutim, kada se u analizu uključe i neutronske monitori koji pokrivaju niže energije ($10 - 20$ GeV), uočava se da amplituda ne raste neograničeno ka nižim energijama, već teži blagom zasićenju, tj. nagib se smanjuje $\gamma = 0.480$.

9 Zaključak

U ovom radu je detaljno analizirano dvostepeno Forbušovo smanjenje, čiji početak je zabeležen 1. juna 2025. godine tokom 25. solarnog ciklusa. Opaženo Forbušovo smanjenje je izazvano uzastopnim halo koronalnim masenim izbačenjima usmerenim ka Zemlji. Ovi CME-ovi, emitovani 30. i 31. maja 2025. godine, su interagovali prilikom propagacije, formirajući složenu međuplanetarnu CME strukturu. Analizirani događaj predstavlja značajan savremeni primer snažnog geoefektivnog delovanja koronalnog masenog izbačenja.

Kako bi se događaj detaljno i precizno proučio, u radu su korišćeni podaci sa gLOWCOST mreže mionskih detektora, sa nadzemnog i podzemnog (GLL i UL) mionskog detektora Instituta za fiziku u Beogradu, kao i podaci sa neutronske monitora preuzetih iz baze NMDB.

Za određivanje amplitude Forbušovog smanjenja korišćena je metoda zasnovana na pristupu Barbashine i saradnika (2009) [1], modifikovana za potrebe ove analize. Iz rezultata ovog rada može se zaključiti da se korišćena metoda pokazala kao efikasna za precizno merenje amplitude Forbušovog pada.

U radu je poseban fokus bio na proučavanju zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od *cutoff* rigidnosti i medijane energije posmatranih stanica. Zavisnosti dobijene kako za neutronske monitore, tako i za mionske detektore, pokazale su da amplituda Forbušovog smanjenja opada sa porastom *cutoff* rigidnosti i sa porastom medijane energije, pri čemu su rezultati dobijeni za zavisnost amplitude od medijane energije značajniji zbog manjih odstupanja od trenda zavisnosti i manjeg uticaja drugih faktora na dobijene vrednosti.

Na osnovu manjih procenjenih nesigurnosti i većeg relativnog odbroja, pokazana je prednost robusnijih laboratorijskih detektora GLL i UL u odnosu na jeftine i prenosive mionske detektore gLOWCOST mreže.

Analiza zavisnosti amplitude od medijane energije za mionske detektore Instituta za fiziku u Beogradu, dala je spektralni indeks modulacije kosmičkog zračenja γ vrednosti 0.823. Ovako strm spektar pokazuje da je posmatrani međuplanetarni poremećaj imao dovoljno jaku magnetnu strukturu da skrene i moduliše čak i čestice visokih energija.

Kada se u analizu uključe i neutronske monitori koji pokrivaju niže energije (10 – 20 GeV), uočava se da amplituda ne raste neograničeno ka nižim energijama, već teži blagom zasićenju, tj. nagib se smanjuje $\gamma = 0.480$.

Uspešna realizacija ovog rada pokazala je prednost kombinovanog korišćenja mionskih detektora i neutronske monitora, radi detaljnijeg istraživanja Forbušovih smanjenja na širem energetsom opsegu.

Literatura

- [1] Barbashina, N. S., Dmitrieva, A. N., Kompaniets, K. G., Petrukhin, A. A., Timashkov, D. A., Shutenko, V. V., Yakovleva, E. I., Yashin, I. I. (2009). *Specific features of studying Forbush decreases in the muon flux*. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 73(3), 343–346. <https://doi.org/10.3103/S1062873809030198>
- [2] Sánchez, I. R. (2022). *Interactions between Cosmic Rays and the Atmosphere: Modeling and Practical Applications* [PhD, Santiago de Compostela University]. 10347/28272.
- [3] Dorman, L. I. (2004). *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground*. Springer Science+Business Media, LLC.
- [4] Gaisser, T. K. (1990). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press.
- [5] Blumer, J., Engel, R., Horandel, J. R. (2009). *Cosmic rays from the Knee to the Highest Energies*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 63(2), 293–338, 2009. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2009.05.002>
- [6] Horandel, J. R. (2004). *Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays*. Astroparticle Physics, 21(3), 241–265. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.01.004>
- [7] Grieder, P. K. F. (2001). *Cosmic Rays at Earth*. Elsevier.
- [8] Parker, E. N. (1965). *The passage of energetic charged particles through interplanetary space*. Planet. Space Sci., 13, 9–49. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5)
- [9] Potgieter, M. S. (2013). *Solar Modulation of Cosmic Rays*. Living Reviews in Solar Physics, 10(3). doi:10.12942/lrsp-2013-3
- [10] Heber, B., Fichtner, H., Scherer, K. (2006). *Solar and heliospheric modulation of galactic cosmic rays*. Space Science Reviews, 125, 81–93. doi: 10.1007/s11214-006-9048-3
- [11] Potgieter, M. S., Burger, R. A., Ferreira, S. E. S. (2001). *Modulation of Cosmic Rays in the Heliosphere from Solar Minimum to Maximum: A Theoretical Perspective*. Space Science Reviews, 97, 295–307.
- [12] Cane, H. V. (2000). *Coronal mass ejections and Forbush decreases*. Space Science Reviews, 93, 55–77. doi:10.1023/A:1026532125747
- [13] Ahmed, O., Badruddin, B., Derouich, M. (2025). *Forbush Decreases during strong Geomagnetic Storms: Time Delays, Rigidity Effects, and ICME-Driven Modulation*. Astrophysics and Space Sciences Transactions 370, 86. <https://doi.org/10.1007/s10509-025-04477-w>
- [14] Mavromichalaki, H., Papailiou, M.-C., Livada, M., Gerontidou, M., Paschalis, P., Stassinakis, A., Abunina, M., Shlyk, N., Abunin, A., Belov, A., Yanke, V., Crosby, N., Dierckxsens, M., Drube, L. (2024). *Unusual Forbush decreases and geomagnetic storms on 24 March, 2024 and 11 May, 2024*. Atmosphere, 15(9), 1033. <https://doi.org/10.3390/atmos15091033>
- [15] Alhassan, J. A., Okike, O., Chukwude, A. E. (2021). *Testing the effect of solar wind parameters and geomagnetic storm indices on Galactic cosmic ray flux variation with automatically-selected Forbush decreases*. Research in Astronomy and Astrophysics 21(9), 234. <https://doi.org/10.1088/1674-4527/21/9/234>
- [16] Baral, R., Adhikari, B., Calabria, A., Shah, M., Mishra, R. K., Silwal, A., Bohara, S., Manandhar, R., del Peral, L., Rodriguez Frias, M. D. (2023). *Spectral Features of Forbush Decreases during Geomagnetic Storms*. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 242, 105981. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2022.105981>

- [17] Belov, A. V., Belova, E. A., Shlyk, N. S., Abunina, M. A., Abunin, A. A., Belov, S. M. (2024). *Forbush Effects and Geomagnetic Storms*. Geomagnetism and Aeronomy 64(3), 289–301. <https://doi.org/10.1134/S0016793224600097>
- [18] Thakur, P., Vichare, G., Chelliah, S. (2026). *Ground level enhancement (GLE77) in the gamma-ray component: First observation from Arctic and Antarctic stations*. arXiv. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2601.22807>
- [19] Nwuzor, O. C., Okike, O., Umahi, A. E., Nwaervo, C. C., Nworie, C. I., Ojobeagu, A., Chikwendu, A., Ozibo, C., Otah, P. B. (2024). *Investigating the dependence of Forbush decrease on geomagnetic cutoff rigidity*. Global Journal of Pure and Applied Sciences, 30, 101-113. <https://dx.doi.org/10.4314/gjpas.v30i1.10>
- [20] Bazilevskaya, G. A., Svirzhetskaya, A. K. (1998). *On the stratospheric measurements of cosmic rays*. Space Science Reviews, 85, 431-521.
- [21] Savić, M., Maletić, D., Dragić, A., Veselinović, N., Joković, D., Banjanac, R., Udovičić, V., Knežević, D. (2021). *Modeling meteorological effects on cosmic ray muons utilizing multivariate analysis*. Space Weather, 19, e2020SW002712. <https://doi.org/10.1029/2020SW002712>
- [22] Myssowsky, L., Tuwim, L. (1926). *Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe*. Zeitschrift für Physik, 39, 146-150. doi: 10.1007/BF01321981
- [23] Savić, M., Dragić, A., Maletić, D., Veselinović, N., Banjanac, R., Joković, D., Udovičić, V. (2019). *A novel method for atmospheric correction of cosmic-ray data based on principal component analysis*. Astroparticle Physics. 109. doi: 10.1016/j.astropartphys.2019.01.006.
- [24] Blackett, P. M. S. (1938). *On the instability of the barytron and the temperature effect of cosmic rays*. Phys. Rev., 54, 973-974. doi: 10.1103/PhysRev.54.973
- [25] Forró, M. (1947). *Temperature effect of cosmic radiation at 1000-m water equivalent depth*. Phys. Rev., 72, 868-869. doi: 10.1103/PhysRev.72.868
- [26] Duperier, A. (1949). *The meson intensity at the surface of the Earth and the temperature at the production level*. Proceedings of the Physical Society. Section A, 62 (11), 684. doi: 10.1088/0370-1298/62/11/302
- [27] Feinberg, E. L. (1946). *On the nature of cosmic ray barometric and temperature effects*. Reports of Academy of Sciences of USSR (DAN SSSR), 53, 421 - 424.
- [28] Dorman, L. I. (1954b). *On the temperature effect of the hard component of cosmic rays*. Reports of Academy of Sciences of USSR (DAN SSSR), 95, 49 - 52.
- [29] Maeda, K., Wada, M. (1954). *Atmospheric temperature effect upon the cosmic ray intensity at sea level*. Journal of the Scientific Research Institute, 48, 71 - 779.
- [30] Dvornikov, V. M., Krestyannikov, Y. Y., Sergeev, A. (1976). *Determination of the mass-average temperature on the cosmic ray intensity data*. Geomagnetism and Aeronomy, 16, 923 - 925.
- [31] Zazyan, M., Ganeva, M., Berkova, M., Yanke, V., Hippler, R. (2015). *Atmospheric effect corrections of MuSTAnG data*. Space Weather Space Clim., 5, A6. doi: 10.1051/swsc/2015007
- [32] Baker, C. P., Hall, D. L., Humble, J. E., Duldig, M. L. (1993). *Atmospheric Correction Analysis for the Mawson Muon Telescopes*. International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, p. 753.
- [33] Maghrabi, A., Almutayri, M. (2016). *Atmospheric Effect on Cosmic Ray Muons at High Cut-Off Rigidity Station*. Advances in Astronomy, 1-9. <http://dx.doi.org/10.1155/2016/9620189>

- [34] Gundacker, S., Heering, A. (2020). *The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector*. Phys. Med. Biol., 65, 17TR01. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d>
- [35] Kerlin, T. W., Upadhyaya, B. R. (2019). *Dynamics and Control of Nuclear Reactors*. Elsevier Inc. <https://doi.org/10.1016/C2017-0-02871-9>
- [36] Väisänen, P., Usoskin, I., Mursula, K. (2021). *Seven Decades of Neutron Monitors (1951-2019): Overview and Evaluation of Data Sources*. Journal of Geophysical Research: Space PhysicS, 126, e2020JA028941. doi: 10.1029/2020JA028941.
- [37] Clem, J. M., Dorman, L. I. (2000). *Neutron Monitor Response Functions*. Space Science Reviews, 93, 335-359. <https://doi.org/10.1023/A:1026508915269>
- [38] Neutron Monitor Database. (2021, August 6). Neutron monitors. https://www.nmdb.eu/public_outreach/en/04_nm/
- [39] Georgia State University, Center for Cosmic Ray Studies. (n.d.). *gLOWCOST*. <https://cosmic.gsu.edu/glowcost/>
- [40] Georgia State University, Center for Cosmic Ray Studies. (n.d.). *gLOWCOST Network*. <https://cosmic.gsu.edu/glowcost-network/>
- [41] Georgia State University, Center for Cosmic Ray Studies. (n.d.). *Detector Development*. <https://cosmic.gsu.edu/detector-development/>
- [42] Joković, D., Maletić, D., Dragić, A., Veselinović, N., Savić, M., Udovičić, V., Banjanac, R., Knežević, D. (2023). *Application of Geant4 simulation in measurement of cosmic-ray muon flux and studies of muon-induced background*. The European Physical Journal Plus, 138(11). <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-023-04639-1>
- [43] Karapetyan, T., Chilingarian, A., Sargsyan, B. (2026). *SEVAN network observations of the complex Forbush decrease on 1–2 June 2025*. New Astronomy, 128, 102622. <https://doi.org/10.1016/j.newast.2026.102622>
- [44] Li, W.-H., Zang, J.-J., Yuan, Q., Yue, C., Li, X., Zhu, C.-R. (2023). *A study of Forbush Decreases effects with DAMPE experiment*. PoS, ICRC2023, 1311. <https://doi.org/10.22323/1.444.1311>
- [45] Luo, J., Ying, K., Bai, J. (2005). *Savitzky–Golay smoothing and differentiation filter for even number data*. Signal Processing, 85(7), 1429–1434. <https://doi.org/10.1016/j.sigpro.2005.02.002>
- [46] Belov, A., Papaioannou, A., Abunina, M., Dumbovic, M., Richardson, I. G., Heber, B., Kuhl, P., Herbst, K., Anastasiadis, A., Vourlidas, A., Eroshenko, E., Abunin, A. (2021). *On the Rigidity Spectrum of Cosmic-Ray Variations within Propagating Interplanetary Disturbances: Neutron Monitor and SOHO/EPHIN Observations at 1–10 GV*. The Astrophysical Journal, 908:5. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd724>

BIOGRAFIJA



Mila Ranitović je rođena 12.01.2002. godine u Subotici. Srednju školu Gimnazija „Veljko Petrović” u Somboru završava 2020. godine kada upisuje osnovne akademske studije fizike, smer fizika na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Osnovne akademske studije fizike završava 2024. godine, stekavši zvanje diplomiranog fizičara. Nakon toga, upisuje master akademske studije fizike, Istraživački modul: Nuklearna fizika na istom fakultetu.

Tokom master studija usmerila se na oblast nuklearne fizike i fizike kosmičkog zračenja. Ovaj master rad pod naslovom *„Analiza Forbušovog smanjenja kosmičkog zračenja na osnovu zemaljskih merenja (jun 2025)”* rezultat je njenog istraživačkog rada ostvarenog u saradnji sa Departmanom za fiziku PMF-a u Novom Sadu i Niskofonskom laboratorijom za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu.

UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Master rad

VR

Autor: Mila Ranitović

AU

Mentor: dr Jovana Nikolov

MN dr Nikola Veselinović

Naslov rada: Analiza Forbušovog smanjenja kosmičkog zračenja na osnovu zemaljskih merenja (jun 2025)

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2026

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: 9 poglavlja/65 strana/3 tabele/26 slika

FO

Naučna oblast:	Fizika
NO	
Naučna disciplina:	Nuklearna fizika
ND	
Predmetna ca/ključne reči:	Forbušovo smanjenje, kosmičko zračenje, mionski detektori, neutronske monitori, cutoff rigidnost, medijana energije, gLOWCOST
PO	
UDK	
Čuva se:	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	
Važna napomena:	nema
VN	
Izvod:	U ovom radu je analizirano dvostepeno Forbušovo smanjenje čiji početak je zabeležen 1. juna 2025. godine tokom 25. solarnog ciklusa, izazvano kompleksnom međuplanetarnom CME strukturom (ICME). U analizi su korišćeni podaci sa mionskih detektora gLOWCOST mreže, mionskih detektora Instituta za fiziku u Beogradu i neutronske monitora iz NMDB baze podataka. Za određivanje amplitude Forbušovog smanjenja korišćena je metoda zasnovana na pristupu Barbashine i saradnika (2009), modifikovana za potrebe ove analize. Poseban fokus je bio na analiziranju zavisnosti amplitude Forbušovog smanjenja od cutoff rigidnosti i medijane energije.
IZ	
Datum prihvatanja teme od NN veća:	20.08.2026.
DP	
Datum odbrane:	23.09.2026.
DO	
Članovi komisije:	
KO	
Predsednik:	prof. dr Nikola Jovančević
član:	prof. dr Petar Mali
član:	dr Mihailo Savić
član:	dr Nikola Veselinović
član:	prof. dr Jovana Nikolov

UNIVERSITY OF NOVI SAD

FACULTY OF SCIENCES

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: MSc thesis

CC

Author: Mila Ranitović

AU

Mentor/comentor: dr Jovana Nikolov

MN dr Nikola Veselinović

Title: Analysis of Forbush decrease in cosmic ray intensity based on ground-based measurements (June 2025)

TI

Language of text: Serbian (Latin)

LT

Language of abstract: Serbian/English

LA

Country of publication: The Republic of Serbia

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2026

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publication place: Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description: 9 chapters/65 pages/3 tables/26 figures

PD

Scientific field: SF	Physics
Scientific discipline: SD	Nuclear physics
Subject/Key words: SKW UC	Forbush decrease, cosmic rays, muon detectors, neutron monitors, cutoff rigidity, median energy, gLOWCOST
Holding data: HD	Library of Department of Physics, Faculty of Sciences, Novi Sad
Note: N	none
Abstract:	This thesis analyzes a two-step Forbush decrease whose onset was recorded on 1 June 2025 during solar cycle 25, caused by a complex interplanetary CME structure (ICME). The analysis uses data from the gLOWCOST muon detector network, muon detectors of the Institute of Physics in Belgrade, and neutron monitors from the NMDB database. The amplitude of the Forbush decrease was determined using a method based on the approach of Barbashina et al. (2009), modified for the purposes of this analysis. Particular attention was given to analyzing the dependence of the Forbush decrease amplitude on cutoff rigidity and median energy.
AB	
Accepted by the Scientific Board:	20.08.2026.
ASB	
Defended on:	23.09.2026.
DE	
Thesis defense board:	
DB	
President:	prof. dr Nikola Jovančević
Member:	prof. dr Petar Mali
Member:	dr Mihailo Savić
Member:	dr Nikola Veselinović
Member:	prof. dr Jovana Nikolov