



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Raspodela kosmičkih miona po brzinama

– master rad –

MENTOR:

dr Dušan Mrđa

KANDIDAT:

Aleksandra Dimitrijevska

Novi Sad, 2011.

Sadržaj

Rezime	1
I Uvod	2
II Kosmičko zračenje	5
II.1 Primarni kosmički zraci	9
II.1.1 Uticaj magnetnog polja na primarno kosmičko zračenje	9
II.1.2 Izvori primarnih kosmičkih zraka	9
II.1.3 Sastav primarnih kosmičkih zraka	10
II.1.4 Spektar primarnih kosmičkih zraka	12
II.1.5 Osnovni tipovi primarnih kosmičkih zraka	13
II.2 Sekundarni kosmički zraci	14
II.2.1 Sekundarni kosmički zraci u atmosferi	14
III Mioni	21
III.1 Osobine miona	26
III.2 Interakcija miona sa materijom	27
III.3 Interakcija miona sa atmosferom	33
IV Detektorski sistem	35
IV.1 Scintilacioni detektori	37
IV.2 Scintilatori	38
IV.2.1 Organski scintilatori	38
IV.2.2 Neorganski scintilatori	40
IV.2.3 Gasoviti scintilatori	41
IV.2.4 Stakla	41
IV.3 Fotomultiplikatori	42
IV.4 Detekcija jonizujućeg zračenja	43

V Opis eksperimenta	44
V.1 Plastični scintilacioni detektor	44
V.2 Nuklearna elektronika	45
V.3 Princip rada detekcionog sistema	46
VI Rezultati i diskusija	48
VI.1 Vremenska kalibracija	48
VI.2 Procena merne nesigurnosti vremena kretanja miona između detektora	50
VI.3 Vremenski spektar	55
Zaključak	60
Literatura	61

Rezime

U ovom radu posmatra se raspodela brzina kosmičkih miona. U eksperimentu se analizira vremenska razlika između svetlosnih impulsa nastalih interakcijom kosmičkih miona sa dva scintilaciona detektora koja se nalaze na određenom rastojanju jedan iznad drugog.

Primarni kosmički zraci se sastoje od protona (oko 90 %), α čestica (9 %) i jezgra težih elemenata (1 %). Ove visoko energijske čestice dolaze do atmosfere Zemlje, gde interaguju sa molekulima vazduha, pri čemu nastaju sekundarni kosmički zraci. U atmosferi uglavnom nastaju leptoni i γ zraci. Najveći deo leptona, u koje spadaju i mioni, se formira na nadmorskoj visini oko 15 km.

Na mestu nastanka mioni imaju srednju kinetičku energiju od oko 6 GeV. Pri prolazu kroz atmosferu, mioni gube energiju, tako da na površini Zemlje njihova srednja kinetička energija iznosi oko 4 GeV. Dakle, mioni se kreću brzinama $0.9992c$. Srednji fluks miona na površini Zemlje je oko 1 mion svakog minuta na svaki cm^2 površine, što čini oko 80 % svih nanelektrisanih sekundarnih kosmičkih zraka koji dođu do površine Zemlje.

Posmatranjem sekundarnih kosmičkih zraka na nivou mora, kao što su elektroni, mioni i hadroni, može se odrediti način formiranja kaskada u atmosferi, pa i sastav primarnog kosmičkog zračenja koje je prouzrokovalo ove sekundarne čestice u atmosferi. Interakcija i fluks kosmičkih miona značajni su i za neutrinsku astrofiziku zbog sličnog načina nastajanja miona i neutrina.

U prve četiri glave prikazan je teorijski deo rada. Počev od osnova čestica i interakcija, istorijskog razvoja shvatanja prirode kosmičkog zračenja, dolazi se do pravilnog načina tumačenja prirode miona. U ovom delu opisan je i način formiranja miona u atmosferi, kao i interakcija miona sa materijom. Opisan je i princip rada scintilacionog detektora i način formiranja scintilacije pri prolasku čestice kroz scintilator.

Peta glava posvećena je eksperimentalnoj postavci detektorskog sistema koji se nalazi u površinskoj laboratoriji Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Detektorski sistem sastoji se od dva plastična scintilaciona detektora koji su postavljeni jedan iznad drugog na određenoj visini i rade u koincidentnom režimu. U poslednjoj glavi određena je srednja brzina miona merenjem vremena potrebnog mionu da pređe rastojanje između dva scintilaciona detektora. Prikazana je i raspodela brzina, impulsa i kinetičke energije kosmičkih miona. U ovoj glavi procenjene su merne nesigurnosti vremena kretanja miona između detektora.

GLAVA I

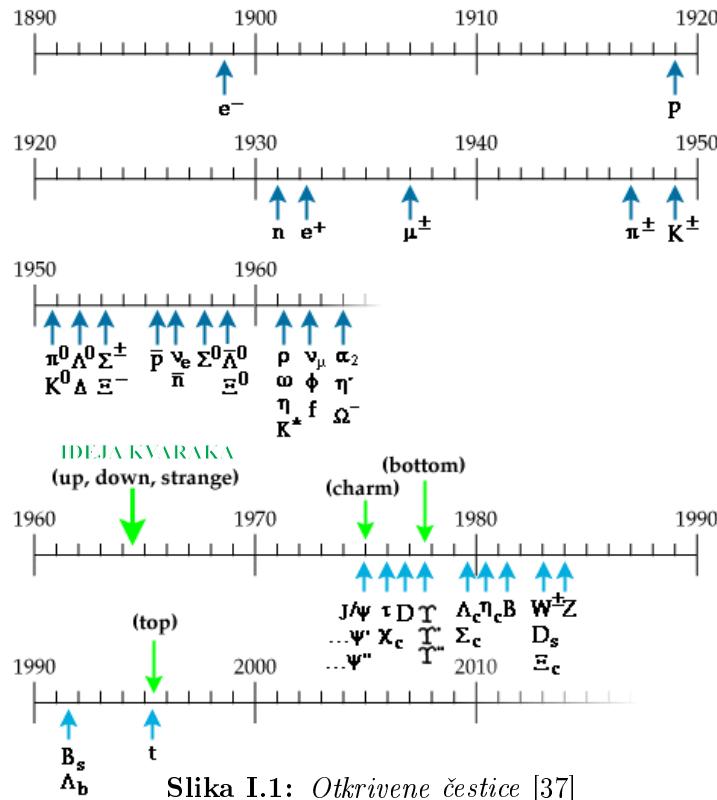
Uvod

Potraga za jednostavnim zakonitostima koje objašnjavaju raznolikost i složenost današnjeg sveta (Vasione) ogleda se u pronalaženju sastavnih delova materije i načina na koji ovi delovi interaguju. Ideja da je materija sastavljena od nedeljivih delova potiče od grčkih filozofa. Demokrit je oko 400. godine pre nove ere, misaonim eksperimentom, došao do zaključka da postoji najmanja nedeljiva čestica, jedinica građe materije, atom (grčka reč sa značenjem nedeljiv ili nevidljiv). Danas, skoro 2400 godina kasnije, ostala je ideja o osnovnoj jedinici građe materije.

Sa razvojem savremenih naučnih istraživanja, otkrivane su sve manje i manje jedinice građe, pa se mišljenje i znanje o tome koje čestice su elementarne menjalo. Do kraja XIX veka, bilo je poznato da se sva materija sastoji od atoma (prečnik 10^{-10} m). Rutherford-ovim eksperimentima, početkom XX veka, pokazano je da atom nije nedeljiv, već se sastoji od pozitivno nanelektrisanog jezgra (prečnik 10^{-15} m) i elektronskog omotača. Kasnije je otkriveno da je i atomske jezgro složen sistem. Elementarne čestice postale su složene (imaju unutrašnju strukturu), dok *fundamentalne* čestice predstavljaju osnovnu gradivnu jedinicu materije.

Prva otkrivena elementarna čestica, za koju se ispostavilo da je i fundamentalana je elektron (G. J. Stoney je 1874. godine teorijski postulirao, 1891. predložio ime za jedinično nanelektrisanje koje se danas koristi i za česticu, dok je postojanje elektrona eksperimentalno potvrđeno 1897. godine J. J. Thomson). Foton je prva otkrivena čestica koja prenosi interakciju (M. Planck je 1900. godine teorijski postulirao postojanje fotona – kvanti svetlosti, A. Einstein je 1905. demonstrirao njegovo fizičko postojanje, a J. Stark je 1909. godine pokazao da se foton ponaša i kao čestica – ima i energiju i impuls). Dalje je otkriven proton (E. Rutherford 1919. godine), neutron (1920. godine E. Rutherford je postavio hipotezu o postojanju neutrona, dok ga je 1932. godine J. Chadwick eksperimentalno otkrio), pozitron – prva antičestica (P. Dirac je postulirao njegovo postojanje 1928. godine, a C. D. Anderson je 1932. godine eksperimentalno potvrdio njegovo postojanje)... [12, 23, 28]

Na osnovu saznanja do 1932. godine, postojale su četiri elementarne čestice: proton, neutron, elektron i foton. Eksperimentima sa akceleratorima, tokom pedesetih i šestdesetih godina XX veka, pokazano je da protoni i neutroni pripadaju familiji čestica koje se nazivaju hadroni. Otkriveno je više od 100 hadrona, koji se mogu grupisati na osnovu njihovih osobina, dakle, oni ne mogu biti fundamentalne čestice (slika I.1).



Slika I.1: Otkrivene čestice [37]

Sa ciljem da pronađu veze između svih ovih čestica, fizičari su došli do modela kvarka (1964. godine ovaj model su nezavisno predložili M. Gell-Mann i G. Zweig) po kojem se svi hadroni sastoje od fundamentalnih čestica – kvarkova. Teorije ujedinjenja elektromagnetne i slabe interakcije (S. L. Glashow 1960. godine) i Higgs-ovog mehanizma (S. Weinberg 1967. i A. Salam 1968. godine) dovele su do formulisanja **Standardnog modela** (tabela I.1). Dakle, po Standardnom modelu, kvarkovi su, zajedno sa leptonima fundamentalne čestice (bez unutrašnje strukture i mogu se smatrati tačkastim, imaju prečnik manji od 10^{-18} m).

Materija je izgrađena od 12 fundamentalnih FERMIONA (čestice sa spinom $1/2$, važi Pauli-ev princip isključenja) i njihovih antičestica (čestice iste mase i spina, ali suprotnog naelektrisanja):

- LEPTONI – naelekrisani (elektron, mion, τ -lepton) i neutralni (elektronski, mionski i tau neutrino, koji su stabilne čestice, bez mase i razlikuju se od svojih antičestica)
- KVARKOVI – imaju svoj aromat i svaki aromat ima tri stepena slobode (boja), u prirodi ne postoje slobodni

Fermioni su razvrstani u tri generacije, od kojih se svaka sastoji od jednog leptona i jednog kvarka (ova simetrija predstavlja najvažniju osobinu Standardnog modela). Čestice I generacije imaju najmanju masu, stabilne su i grade materiju, dok su leptoni II i III generacije nestabilni i raspadaju se na leptone I generacije. Kvarkovi grade hadrone, bezbojna kombinacija hadrona može nastati na dva načina: **mezoni** koji su sagrađeni od para kvark-antikvark i **barioni** koji sadrže tri kvarka različitih boja (proton uud , neutron ddu , ...).

Drugu vrstu čestica čine kalibracioni BOZONI (čestice sa celobrojnim spinom) koji predstavljaju prenosioce interakcije. Postoje četiri fundamentalne interakcije:

- *gravitaciona* – deluje na sva tela koja imaju masu, ali je malog intenziteta tako da se za čestice čije su mase manje od Planck-ove ($10^{19} \text{ GeV}/c^2$) može zanemariti, uvek je privlačna, čestice prenosioci gravitacione interakcije su gravitonii
- *elektromagnetna* – deluje između nanelektrisanih tela, jačina je proporcionalna konstanti fine strukture $1/137$, nanelektrisani leptoni i kvarkovi interaguju na ovaj način, prenosilac ove interakcije je foton
- *jaka* – ima najveći intenzitet a najmanji dojem, u odnosu na ostale interakcije; deluje između nukleona u jezgru i kvarkova u hadronu, konstanta interakcije je reda veličine 1, prenosioci interakcije su gluoni i ima ih osam
- *slaba* – odgovorna je za raspade čestica (postoje tri vrste raspada – leptonski, semileptonski i hadronski), njen intenzitet raste sa energijom i smanjenjem rastojanja između čestica koje interaguju; procesi koji se dešavaju pod dejstvom slabe interakcije su spori (u odnosu na procese sa elektromagnetskom i jakom interakcijom); slaba je, kao i gravitaciona, univerzalna intarakcija, prenosioci su W^\pm i Z^0 bozoni

Masa je u Standardni model uvedena preko Higgs-ovog polja, ovo polje interaguje sa drugim česticama Higgs-ovim bozonom (ne predstavlja ni česticu interakcije ni česticu materije) i daje im masu.

Tabela I.1: Standardni model [34]

Čestica	Interakcija	Masa [GeV/c ²]	Spin [\hbar]	Jačina	Domet	Exp ¹
BOZONI						
<i>graviton</i>	gravitaciona	0	2	10^{-38}	∞	ne
<i>foton</i> γ	elektromagnetna	0	1	10^{-2}	∞	da
<i>gluon</i> g	jaka	0	1	1	10^{-13}	da ²
$W^+ W^-$	slaba	80 398(25)	1	10^{-13}	10^{-16}	da
Z^0	slaba	91 187.6(21)	1	10^{-13}	10^{-16}	da
<i>Higgs bozon</i> $H^0 H^\pm$	slaba	> 79 300	0	?	?	ne
Čestica		Masa [GeV/c ²]	Nanelektrisanje [e]	Spin [\hbar]	Exp ¹	
FERMIONI						
LEPTONI	<i>elektron</i> e^-	0.510998910(13)	-1	1/2	da	
	<i>elektronski neutrino</i> ν_e	< 0.000002	0	1/2	da	
	<i>mion</i> μ^-	105.658367(4)	-1	1/2	da	
	<i>mionski neutrino</i> ν_μ	< 0.19	0	1/2	da	
	<i>tau</i> τ^-	1 776.84(17)	-1	1/2	da	
	<i>tau neutrino</i> ν_τ	< 18.2	0	1/2	da	
KVARKOVI	<i>up</i> u	1.5 – 3.3	2/3	1/2	da ²	
	<i>down</i> d	3.5 – 6.0	-1/3	1/2	da ²	
	<i>charm</i> c	1160 – 1340	2/3	1/2	da ²	
	<i>strange</i> s	70 – 130	-1/3	1/2	da ²	
	<i>top</i> t	170 200 – 172 400	2/3	1/2	da ²	
	<i>bottom</i> b	4130 – 4370	-1/3	1/2	da ²	

¹Da li je eksperimentalno potvrđena?

²indirektno eksperimentalno potvrđeni

GLAVA II

Kosmičko zračenje

Krajem XIX i početkom XX veka posmatrani su procesi jonizacije i električne provodljivosti kroz gasove. Nakon otkrića radioaktivnosti (H. Bequerel 1896. godine), elektroskopi (uredaji koji se koriste za dokazivanje postojanja naelektrisanja) su našli novu primenu – detektovanje ionizujućeg zračenja. Naelektrisani elektroskop treba da ostane naelektrisan jer je vazduh dobar izolator, međutim, u prisustvu ionizujućeg zračenja (radioaktivnih supstanci), molekuli vazduha se ionizuju, postaju provodni i elektroskop se razelektriše. Dakle, kao mera zračenja, početkom XX veka, koristio se stepen spontanog razelektrisavanja elektroskopa.

Utvrđeno je da se elektroskop spontano razelektriše i kada nema radioaktivne supstance u blizini. Do ovog zaključka su skoro istovremeno došli C. T. R. Wilson¹, H. F. K. Geitel i J. Elster² 1900. godine. Pojavu spontanog razelektrisavanja prvi je eksperimentalno uočio C. A. Coloumb³ još 1785. godine posmatranjem razelektrisavanja naelektrisanih sfera, on je zaključio da je gubitak naelektrisanja posledica provodljivosti vazduha i nesavršenosti instrumenta. Nakon otkrića radioaktivnosti, smatralo se da je spontano razelektrisavanje (ovu pojavu Y. Sekido je nazvao *tamna struja*) posledica prirodne radioaktivnosti u zemlji. Sa ciljem da se odredi posledica postojanja slobodnih jona u vazduhu, elektroskopi su usavršavani i vršili su se novi eksperimenti, međutim, bez obzira i na zaštitu elektroskopa, spontano razelektrisavanje je i dalje postojalo. C. T. R. Wilson⁴ je 1901. godine predložio da je posledica postojanja slobodnih jona u vazduhu neki izvor ionizujućeg zračenja koji se ne nalazi u zemlji. Do 1909. godine u radu⁵ se kao mogući izvori ovog ionizujućeg zračenja spominju radioaktivni elementi u atmosferi, radioaktivnost u zemljinoj kori i zračenje koje ne potiče sa Zemlje već najverovatnije sa Sunca. [6, 7, 8]

¹C. T. R. Wilson, *On the Leakage of Electricity through Dust-free Air*, Proceedings of the Cambridge Philosophical Society **11**(32) 1900.

²J. Elster, H. Geitel, *Ueber Elektricitatszerstreuung in der Luft*, Annalen der Physik **7** 307(425–446) 1900.

³C. A. Coulomb, *Troisieme Memoire sur l'Electricit and le Magnetisme*, Historie de l'Academie Royale des Sciences Paris **1788**(612–638) 1785. <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k35847>

⁴C. T. R. Wilson, *On the Ionisation of Atmospheric Air*, Proceedings of the Royal Society of London **68**(151–161) 1901. <http://rspl.royalsocietypublishing.org/content/68/442-450/151>

⁵K. Kurz, *Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphare*, Physikalische Zeitschrift **10**(834–845) 1909.

T. Wulf⁶ 1909. godine merio pražnjenje elektrometra na vrhu Eiffel-ovog tornja, ukoliko je zračenje posledica radioaktivnosti u zemlji, onda ono treba da se smanjuje sa visinom, međutim eksperiment je pokazao tek neznatno smanjenje intenziteta zračenja. Bez obzira na rezultat ovog eksperimenta, i dalje se smatralo da zračenje potiče sa Zemlje.

Italijanski fizičar D. Pacini je, sa ciljem da utvrdi izvor ionizujućeg zračenja, u periodu od 1907. do 1912. godine izvršio niz eksperimenata u kojima je merio pražnjenje elektrometra na planini, iznad jezera i duboko ispod površine vode. Pacini⁷ je, 1909. godine, zaključio da hipoteza (da se izvor zračenja nalazi u zemlji) ne može da objasni rezultate eksperimenata. Ovaj zaključak iste godine potvrdio je i A. Gockel⁸, švajcerski fizičar, merenjem intenziteta zračenja u prvom eksperimentu sa balonom na oko 4500 m nadmorske visine (na 1300 m zračenje je opalo za 24%, ovo opadanje mora biti veće). Oni su prvi ustanovili da zračenje ne može da potiče iz zemljine kore. U eksperimentu ispod površine vode, Pacini⁹ ¹⁰ je izmerio smanjenje intenziteta za 20% na 3 m ispod površine vode. Na osnovu rezultata zaključio je da zračenje koje postoji u atmosferi nije prouzrokovano postojanjem radioaktivnih supstanci u zemljisu. Pored svih ovih dokaza, i dalje se sumnjalo u hipotezu da zračenje ne potiče sa Zemlje. [1, 8]



Slika II.1: Hess-ov eksperiment sa balonom [39]

Konačno, eksperimentima sa balonom u periodu od 1911. do 1912. godine, austrijski fizičar V. F. Hess je ustanovio poreklo ionizujućeg zračenja u atmosferi. Hess je svoje eksperimente započeo na osnovu Wulf-ovih rezultata sa ciljem da dokaže da je na većim visinama broj jonskih parova u vazduhu manji. Tokom 1911. godine Hess je izvršio dva merenja intenziteta zračenja elektroskopima u balaonu (slika II.1) do visine od 1070 m, rezultati su pokazali da je intenzitet zračenja konstantan sa povećanjem visine u okviru greške. Tokom 1912. godine Hess je izvršio još sedam eksperimenata, pri čemu je intenzitet zračenja meren različitim instrumentima. Poslednji eksperiment izведен je 7. avgusta 1912. godine sa tri elektrometra do visine do 5.3 km. Rezultati su pokazali da je intenzitet zračenja neznatno opao do visine od oko

1 km, sa daljim povećanjem visine do oko 2 km intenzitet zračenja se povećava, na visinama od 3 km do 4 km intenzitet se povećao za 50% u odnosu na površinu Zemlje, na većim visinama od 4 km do 5.2 km intenzitet se povećao i više od 100%. U radu

⁶T. Wulf, *Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit*, Physikalische Zeitschrift **10**(152–157) 1909.

⁷D. Pacini, *On penetrating radiations*, Rend. Acc. Lincei **18**(123) 1909.

⁸A. Gockel, *On the invasive radiation in the atmosphere*, Physikalische Zeitschrift **10**(845–847) 1909.

⁹D. Pacini, *Penetrating radiation on the sea*, Le Radium **8**(307) 1911.

¹⁰D. Pacini, *Penetrating radiation at the surface of and in water*, Nuovo Cimento **4**(93) 1912.

koji je objavljen 1. novembra iste godine Hess¹¹ zaključuje da se „*eksperimentalni podaci najbolje mogu objasniti pod pretpostavkom da prodorno zračenje u atmosferu ulazi odozgo*“. Ovaj događaj predstavlja početak proučavanja kosmičkih zraka. Pokazano je i da intenzitet zrečenja ne zavisi od toga da li se merenja vrše danju ili noću, tako da Sunce ne može biti značajan izvor zračenja. Hess je 1936. godine dobio Nobelovu nagradu za fiziku za otkriće kosmičkih zraka. [6, 7, 8, 26]

Ove rezultate potvrđio je i W. Kolhorster¹² 1913. godine eksperimentima sa balonom, pri čemu je meren intenzitet zračenja do visine od 9.2 km i određeno je povećanje intenziteta do 10 puta. Međutim, dvadesetih godina XX veka, R. Millikan je u SAD izvršio nekoliko meranja intenziteta zračenja do visine od 15 km, rezultati su se razlikovali od rezultata u Evropi, povećanje intenziteta nije bilo toliko veliko. Millikan 1925. godine zaključuje da ovo zračenje potiče iz atmosfere. Naredne godine, eksperimenti koje su vršili Millikan i G. Cameron¹³, pokazali su da je atmosfera samo apsorber i ne proizvodi zračenje (ono se apsorbuje u vodi u istoj količini kao i u vazduhu). Millikan je postavio hipotezu da se zračenje sastoji od γ -zraka većeg intenziteta, nego u prirodnoj radioaktivnosti, (po Millikan-ovoј hipotezi γ -zraci nastaju kada proton i elektron formiraju helijum u međuzvezdanom prostoru) i da ovi γ -zraci prolaze kroz Vasionu u svim pravcima. Ovo zračenje, Millikan je nazvao ***kosmičko zračenje***. [1, 8]

Dalji eksperimenti usmereni su na određivanje prirode kosmičkog zračenja. J. Clay je eksperimentima 1927. i 1928. godine pokazao da intenzitet kosmičkog zračenja nije isti na ekvatoru i polovima. Ovi rezultati bili su u suprotnosti sa očekivanjima, što za posledicu ima da kosmički zraci moraju da se sastoje od nanelektrisanih čestica (razlike u intenzitetu postoje zbog magnetnog polja Zemlje). [1, 8, 27]

Razvojem fizike omogućeno je direktno detektovanje kosmičkih zraka Geiger-Müller-ovim brojačem, pa je otkriveno da su nanelektrisane čestice kosmičkog zračenja veoma brze i imaju veliku energiju. B. Rossi je 1934. godine uočio koincidentne događaje kosmičkih zraka na dva detektora koji su se nalazili na velikoj međusobnoj udaljenosti. Dakle, detektovane su čestice koje nastaju u lavinama ili pljuskovima izazvanim interakcijom kosmičkog zračenja sa atmosferom (P. Auger 1938. godine). Na ovaj način otkriveno je mnogo čestica. Prvi teorijski rad u kojem je određena verovatnoća za rasejanje pozitrona na elektronima (Bhabha rasejanje) publikovali su 1937. godine H. J. Bhabha i W. Heitler. Oni su objasnili formiranje pljuskova kosmičkih zraka kao kaskadno nastajanje γ zraka i elektron-pozitronskih parova (što je iskorišćeno kao eksperimentalna potvrda Einstein-ove specijalne teorije relativnosti). Vanatmosfersko posmatranje kosmičkih zraka započeto je 50-ih godina prošlog veka, kada je dobijena slika sastava i energijskog spektra kosmičkih zraka. [27]

¹¹V. F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, Physikalische Zeitschrift **13**(1084–1091) 1912.

¹²W. Kohlorster, *Über eine Neukonstruktion des Apparates zur Messung der durchdringenden Strahlung nach Wulf und die damit bisher gewonnenen Ergebnisse*, Physikalische Zeitschrift **14**(1153–1160) 1913.

¹³R. A. Millikan, G. H. Cameron, *High frequency rays of Cosmic Origin*, Physical Review **28**(851–868) 1926.

Glavni izvor čestica, za fizičare u prvoj polovini XX veka, bili su kosmički zraci. Nakon konstrukcije akceleratora 1950. godine, fizika elementarnih čestica je, kao izvore čestica, korisila akceleratore. Danas, kosmički zraci su glavni izvor informacija u astro-čestičnoj fizici. Na osnovu energijskog spektra i fluksa kosmičkih zraka, zaključuje se na koji način i gde se ubrzavaju čestice kosmičkog zračenja. Kosmički zraci omogućavaju proučavanje procesa sa česticama visoke energije (u akceleratorima čestice se mogu ubrzati do energije $7 \cdot 10^{12}$ eV), kao i procesa koji se dešavaju u Vasioni.

Kosmički zraci su čestice visoke energije koje se kreću brzinama bliskim brzini svetlosti, poreklom su iz Vasiona i do Zemlje dolaze sa svih strana. Energija kosmičkih zraka može dostići vrednost i do 10^{20} eV. Kosmičko zračenje je jedno od glavnih komponenata Vasiona, što proizilazi iz činjenice da je gustina energije kosmičkih zraka 1 eV/cm^3 (isti red veličine kao i gustina energije elektromagnetskog zračenja u međuzvezdanoj sredini i termičkog kretanja međuzvezdanog gasa).

Postoje dve vrste kosmičkog zračenja:

- PRIMARNO – zračenje u Vasioni
- SEKUNDARNO – zračenje koje je nastalo kao posledica interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom (ili česticama u Zemljinoj atmosferi)

II.1 Primarni kosmički zraci

Primarni kosmički zraci su stabilne nanelektrisane čestice i jezgra koji su ubrzani nekim astrofizičkim objektima. Pošto su prešla velika rastojanja kroz Vasionu, ove čestice su stabilne, sa periodom života većim od 10^6 godina. Ubrzavaju se, verovatno, elektromagnetnom interakcijom, tako da primarni kosmički zraci moraju biti nanelektrisani. Energija primarnih kosmičkih zraka je u intervalu od 10^9 do 10^{20} eV. [14, 25, 34]

Strogo posmatrano, u *primarne kosmičke zrake* se ubrajaju elektroni, protoni, jezgra helijuma, ugljenika, kiseonika, gvožđa, kao i druga jezgra koja nastaju nukleosintezom u zvezdama. *Sekundarne kosmičke zrake* čine čestice koje su nastale interakcijom primarnih sa međuzvezdanom materijom, dakle jezgra litijuma, berilijuma i bora (jezgra koja nisu finalni proizvodi nukleosinteze). Antiprotoni i pozitroni su u najvećem broju sekundarne čestice (još uvek je otvoreno pitanje da li neki mali deo antiprotona i pozitrona može biti primaran). [34]

II.1.1 Uticaj magnetnog polja na primarno kosmičko zračenje

Kosmički zraci potiču izvan Sunčevog sistema, osim onih koji se proizvode i ubrzavaju u Sunčevim erupcijama. Na osnovu astronomskih posmatranja utvrđena je izotropnost kosmičkih zraka koji dolaze do Zemljine atmosfere, za energije manje od 10^{14} eV (anizotropnost je manja od 0.5%). [14] Pretpostavlja se da je ova izotropnost posledica dejstva galaktičkog magnetnog polja, a ne ravnomerne raspodele izvora kosmičkih zraka. Pod dejstvom magnetnog polja galaksije kosmički zraci se kreću po spiralnim putanjama, a poluprečnik krivine je srazmeran energiji čestice.

Putanje čestica sa energijama manjim od 10^{15} eV su pod dejstvom magnetnog polja galaksije toliko zakrivljene da su one zarobljene u našoj galaksiji.

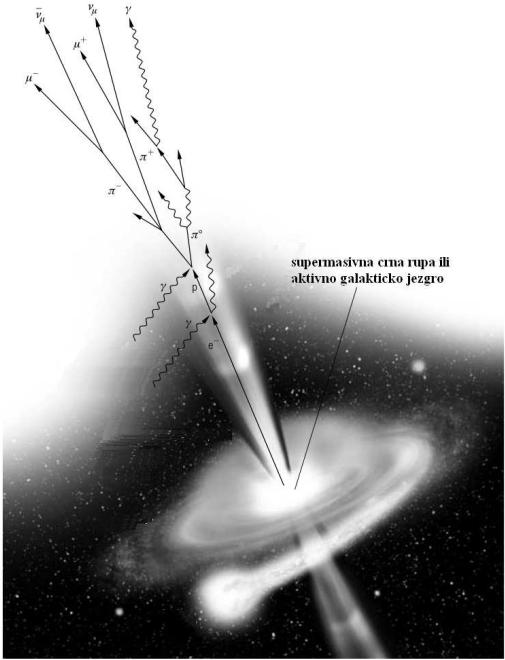
Magnetno polje Sunca, takođe, utiče na kretanje primarnih kosmičkih zraka. Solarni vетар (plazma nanelektrisanih čestica – protona i elektrona koje su velikom brzinom izbačene sa površine Sunca) usporava i može da izbaci nanelektrisane čestice kosmičkih zraka energija manjih od 10 GeV.

Magnetno polje Zemlje utiče na kosmičke zrake još manjih energija, ispod 1 GeV, tako da čestice teže prolaze kroz atmosferu oko ekvatora nego kod polova. Dakle, može se zaključiti da intenzitet kosmičkog zračenja zavisi od položaja i trenutka posmatranja.

II.1.2 Izvori primarnih kosmičkih zraka

Poreklo kosmičkih zraka još uvek nije potpuno istraženo, iako su oni otkriveni pre skoro jednog veka. Dobri kandidati za izvore kosmičkih zraka su *aktivna galaktička jezgra, kvazari, pulsari, eksplozije supernovih...* (slika II.2) Ovi objekti mogu da proizvedu i ubrzaju kosmičke zrake do energija od 10^9 eV, međutim ostaje otvoreno pitanje gde su nastali i kako se ubrzavaju kosmički zraci energija većih od 10^{14} eV.

Magnetno polje se prostire kroz međuzvezdani prostor i onemogućava detektovanje izvora kosmičkih zraka. Naelektrisani deo kosmičkih zraka se pod dejstvom magnetnog polja kreće po haotičnim putanjama. Dakle, za utvrđivanje izvora kosmičkih zraka mogu se koristiti samo neutralne čestice (γ zraci, neutrini i anti-neutrini). Oni se kreću po pravoj putanji kroz Vasionu i direktno upućuju na njihove izvore. Na ovaj način kao izvori su detektovani Sunce i supernove (na osnovu pravca prostiranja neutrina), kao i Rak maglina i aktivna jezgra galaksija (na osnovu putanja γ zraka). Može se dogoditi da nanelektrisana čestica, energije veće od 10^{19} eV, dođe do atmosfere Zemlje po skoro pravoj putanji. Ove čestice se mogu iskoristiti za određivanje izvora kosmičkih zraka, međutim, verovatnoća za detektovanje ovako visoko energijske čestice je mala.



Slika II.2: Izvori kosmičkih zraka [14]

II.1.3 Sastav primarnih kosmičkih zraka

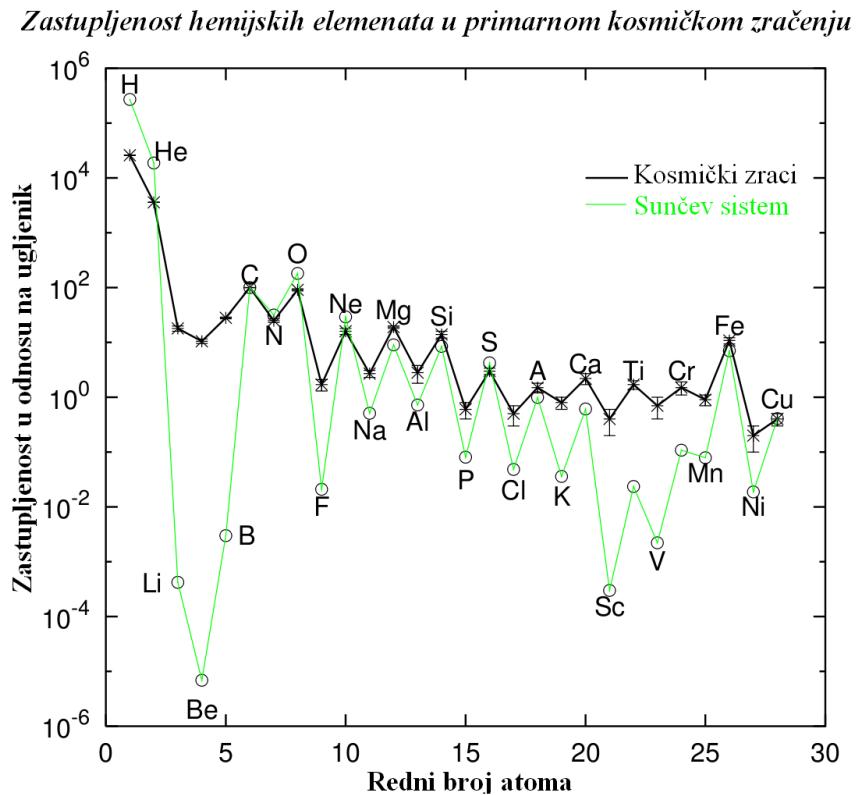
Kosmički zraci reprezentuju materiju izvan Sunčevog sistema, zbog čega je važno odrediti njihov sastav. Na ovaj način mogu se dobiti informacije o hemijskoj evoluciji Vasionе.

Primarni kosmički zraci se sastoje od:

NAELEKTRISANIH ČESTICA

Oko 98% atmoskih jezgra (86% *protona*, 11% *jezgra helijuma*, 1% *jezgra težih elemenata do urana*) i 2% *elektrona*. Hemijski sastav kosmičkih zraka je jako sličan sastavu Sunčevog sistema (slika II.3): parna jezgra su više zastupljena od neparnih (jezgra sa parnim brojem protona i neutrona su stabilnija od onih sa neparnim brojem protona i/ili neutrona, pa zato ona nastaju sa većom verovatnoćom termonuklearnim reakcijama u zvezdama). Vrednosti pikova normirane zastupljenosti ugljenika, azota, kiseonika i gvožđa su slične kao za Sunčev sistem, što ukazuje da su mnoga jezgra hemijskih elemenata u kosmičkim zracima poreklom sa zvezda. Razlike u zastupljenosti hemijskih elemenata za Sunčev sistem i kosmičke zrake uočavaju se za: litijum, berilijum i bor (zastupljenost je oko 10^5 puta veća u kosmičkim zracima); odnos ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ (ovaj odnos je oko 300 puta veći kod kosmičkih zraka); kao i za rasprostranjenost težih jezgra. Ove razlike se objašnjavaju činjenicom da su kosmički zraci na svom putu, od nastanka do atmosfere Zemlje, prošli kroz međuzvezdanu materiju. Elementi koji su više zastupljeni u kosmičkim zracima nastali su interakcijom primarnih kosmičkih zraka sa međuzvezdanom materijom. Vreme trajanja putovanja kosmičkih zraka do

Zemlje je procenjeno na oko $10^6 - 10^7$ godina. Do sada, u primarnom kosmičkom zračenju nisu pronađena antijezgra. Antiprotoni čine samo 0.01% kosmičkih zraka, čime je dokazana asimetrija materije i antimaterije u našoj galaksiji (antiprotoni nastaju sudarima sa međuzvezdanim gasom i prašinom, tako da su oni sekundarne čestice).



Slika II.3: Zastupljenost hemijskih elemenata u primarnim kosmičkim zracima [18]

NEUTRALNIH ČESTICA

Neutroni, neutrini, antineutrini i fotoni čine mali deo kosmičkih zraka (manje od 1%). Neutrini koji dolaze do Zemlje su najvećim delom sunčevi elektronski neutrini. Neutrini se ne koriste za određivanje izvora kosmičkih zraka zbog male verovatnoće da interaguju sa materijom. Fotoni u kosmičkim zracima imaju širok energijski opseg, γ zraci su fotoni sa energijom većom od 511 keV.

ČESTICA PRAŠINE

Uzorci međuzvezdane prašine¹⁴ jako malih dimenzija detektovani su u kosmičkim zracima. To su uglavnom silikati ili organska jedinjenja (jedinjenja zasnovana na ugljeniku).

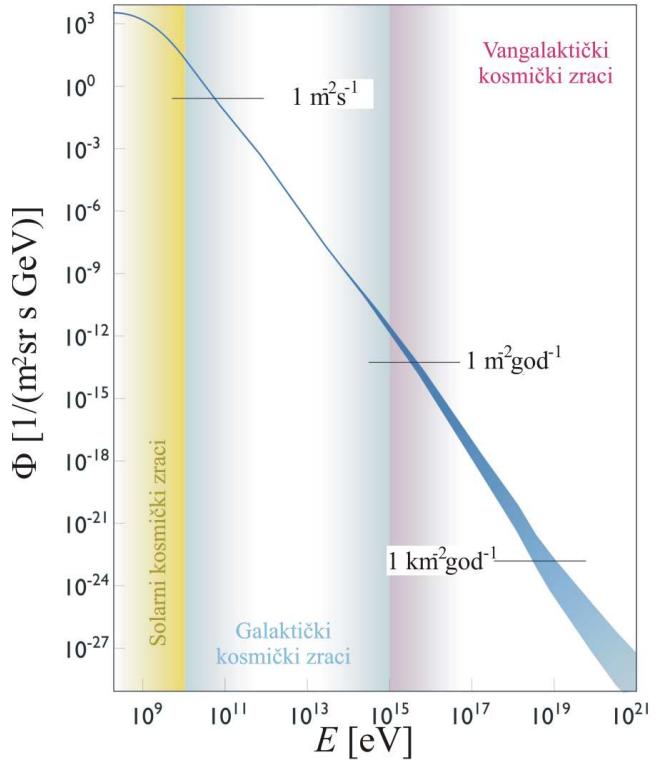
¹⁴po nekim autorima ove čestice ne spadaju u kosmičko zračenje

II.1.4 Spektar primarnih kosmičkih zraka

Intenzitet kosmičkog zračenja opada sa porastom energije po zakonu $\Phi \propto E^{-\gamma}$, pri čemu vrednost koeficijenta γ zavisi od energije. Zavisnost fluksa od energije primarnih kosmičkih zraka prikazana je na slici II.4.

Na spektru se može uočiti nekoliko regiona, u zavisnosti od energije primarnih kosmičkih zraka:

- $E < 10 \text{ GeV}$ aktivnost Sunca i solarni vетар како утичу на kosmičke zrake ovih energija, fluks zavisi od datuma posmatranja (faze solarnog ciklusa);
- $10^9 \text{ eV} < E < 10^{15} \text{ eV}$ fluks opada sa energijom po stepenoj funkciji sa izložiocem $\gamma = 2.68$;
- $E \approx 10^{15} \text{ eV}$ izložilac stepene funkcije se blago menja (postoji prekid), ovaj deo spektra predstavlja "koleno", tačan položaj ovog prekida zavisi od eksperimentalnih podataka. Pravi razlog postojanja ovog prekida je još uvek nepoznat, postoje dve vrste hipoteza. Po prvoj hipotezi ne postoji prekid funkcije, već se ova promena javlja zbog drugačije interakcije primarnih kosmičkih zraka sa česticama atmosfere. Druga hipoteza kao uzrok postojanja prekida navodi promenu načina ubrzavanja kosmičkih zraka, koji postaje manje efikasan na ovim energijama.



Slika II.4: Spektar primarnih kosmičkih zraka [41]

- $10^{15} \text{ eV} < E < 10^{19} \text{ eV}$ fluks brže opada sa povećanjem energije ($\gamma = 3.15$). Iako je promena izložioca neznatna, postoji dovoljan broj eksperimentalnih podataka na ovim energijama da se ova vrednost precizno odredi.
- $E \approx 10^{19} \text{ eV}$ ponovo se menja nagib stepene funkcije, ovaj deo spektra predstavlja "članak".
- $E > 10^{19} \text{ eV}$ fluks opada sa energijom po stepenoj funkciji, međutim tačna vrednost izložioca ($\gamma > 3$) nije određena zbog malog broja podataka. Fluks ovih visoko energijskih čestica je oko 1 čestica po $\text{km}^2 \text{ godišnje}$. Do sada je detektovano tek nekoliko čestica sa energijom većom od 10^{20} eV . Smatra se da su kosmički zraci u ovom energijskom intervalu nastali izvan naše galaksije, tako da su mehanizmi njihovog ubrzavanja još uvek nepoznati.

II.1.5 Osnovni tipovi primarnih kosmičkih zraka

Na osnovu energije i sastava, primarni kosmički zraci se mogu podeliti na [3, 32]:

▷ SOLARNI KOSMIČKI ZRACI $10 - 10^9$ eV

Solarne energijske čestice potiču iz eruptivnih pojava na Suncu, eksplozije u hromosferi – flerovi i koronarna izbacivanja mase. Prvi put su detektovani 1942. godine. Sastoje se od protona, elektrona i teških jona, dakle, njihov sastav je sličan Suncu. Najbrže čestice dostižu brzinu oko $0.8c$. Tokom snažne eksplozije na Suncu, fluks solarnih kosmičkih zraka se može povećati i nekoliko stotina puta, što traje od nekoliko minuta do nekoliko dana. Fluks solarnih kosmičkih zraka je promenljiv i povećanje njihovog fluksa obično znači smanjenje fluksa galaktičkih kosmičkih zraka.

▷ ANOMALNI KOSMIČKI ZRACI 10^6 eV

Anomalni kosmički zraci potiču iz neutralnih atoma međuzvezdane materije koji se jonizuju UV zračenjem Sunca. Joni nastaju u heliosferi, tačnije njenoj gornjoj granici – heliopauzi. Detektovani su 1973. godine. Kada se jonizuju na njih utiče solarni vjetar, kao i magnetsko polje Sunca, koje ih ubrzava i vraća u unutrašnjost Sunčevog sistema. Smatra se da anomalni kosmički zraci reprezentuju lokalnu međuzvezdanu materiju. U svom sastavu imaju velike količine helijuma, kiseonika, neona i drugih hemijskih elemenata sa visokom ionizacionim potencijalom. Služe za proučavanje kretanja energijskih čestica unutar Sunčevog sistema, za određivanje osobina heliosfere, kao i za izučavanje prirode međuzvezdane materije.

▷ GALAKTIČKI KOSMIČKI ZRACI $10^9 - 10^{15}$ eV

Galaktički kosmički zraci potiču daleko izvan Sunčevog sistema, ali uglavnom iz naše galaksije – Mlečni put. Sastoje se u najvišem delu od protona, $7 - 10\%$ jezgra helijuma i oko 1% jezgra težih elemenata (litijum, berilijum, bor,... nastali kao rezultat interakcije sa međuzvezdanom materijom). Zbog galaktičkog magnetskog polja oni su zarobljeni unutar galaksije. Na fluks galaktičkih kosmičkih zraka utiče solarna aktivnost (solarni ciklus traje 11 godina), ali je on mnogo stabilniji od fluksa solarnih kosmičkih zraka. Pošto u sastav galaktičkih kosmičkih zraka spadaju i neka radioaktivna jezgra, oni se koriste za određivanje njihove starosti ($3 - 10$ miliona godina), kao i određivanje količine materijala koji prolazi kroz Sunčev sistem.

▷ VANGALAKTIČKI KOSMIČKI ZRACI $10^{15} - 10^{20}$ eV

Vangalaktički kosmički zraci (UHECR¹⁵) su visoko energijske čestice sa veoma malim fluksom, na jediničnu površinu Zemlje stigne oko 1 čestica godišnje. Mali fluks je jedan od razloga, njihovog još uvek nepoznatog porekla. O njihovom sastavu, takođe, postoje samo teorijski radovi: uglavnom protoni sa malim udelom težih elemenata. Imaju dovoljnu energiju da izbegnu dejstvo magnetskog polja spiralnih galaksija. Teorijski je određena gornja granica za energiju ovih zraka $5 \cdot 10^{19}$ eV, međutim ovaj podatak se ne poklapa sa posmatranjima. 1993. godine detektovana je čestica energije $3 \cdot 10^{20}$ eV, verovatno proton koji se kretao brzinom bliskoj brzini svetlosti (što je u suprostosti sa specijalnom teorijom relativnosti). Predložena su neka rešenja ovih kontradiktornosti: detektovana energija je unutar eksperimentalne greške ili su rezultati pogrešno protumačeni, ovi zraci nisu vangalaktičkog porekla ili su slabo interagujući.

¹⁵Ultra-high energetic cosmic rays – kosmički zraci veoma visoke energije

II.2 Sekundarni kosmički zraci

Sekundarni kosmički zraci nastaju pri interakciji primarnih kosmičkih zraka sa drugim česticama materije (ili međuzvezdane materije ili atmosfere). U sekundarne čestice se ubrajaju jezgra lakših elemenata, mezoni, barioni, hiperoni, leptoni, γ zraci...

Pri sudaru teškog jezgra primarnog kosmičkog zračenja (ugljenik i kiseonik) sa međuzvezdanom materijom, ono se cepta na lakša jezgra. Ovaj proces se naziva spalacija i tada nastaju jezgra litijuma, berilijuma i bora, čime se objašnjava mnogo veća zaступljenost ovih elemenata u kosmičkim zracima nego u Sunčevom sistemu (slika II.3). U sekundarne kosmičke zrake spadaju i jezgra skandijuma, titana, vanadijuma i mangana koja nastaju cepanjem jezgra gvožđa i nikla, kao primarnih kosmičkih zraka, pri interakciji sa međuzvezdanom materijom.

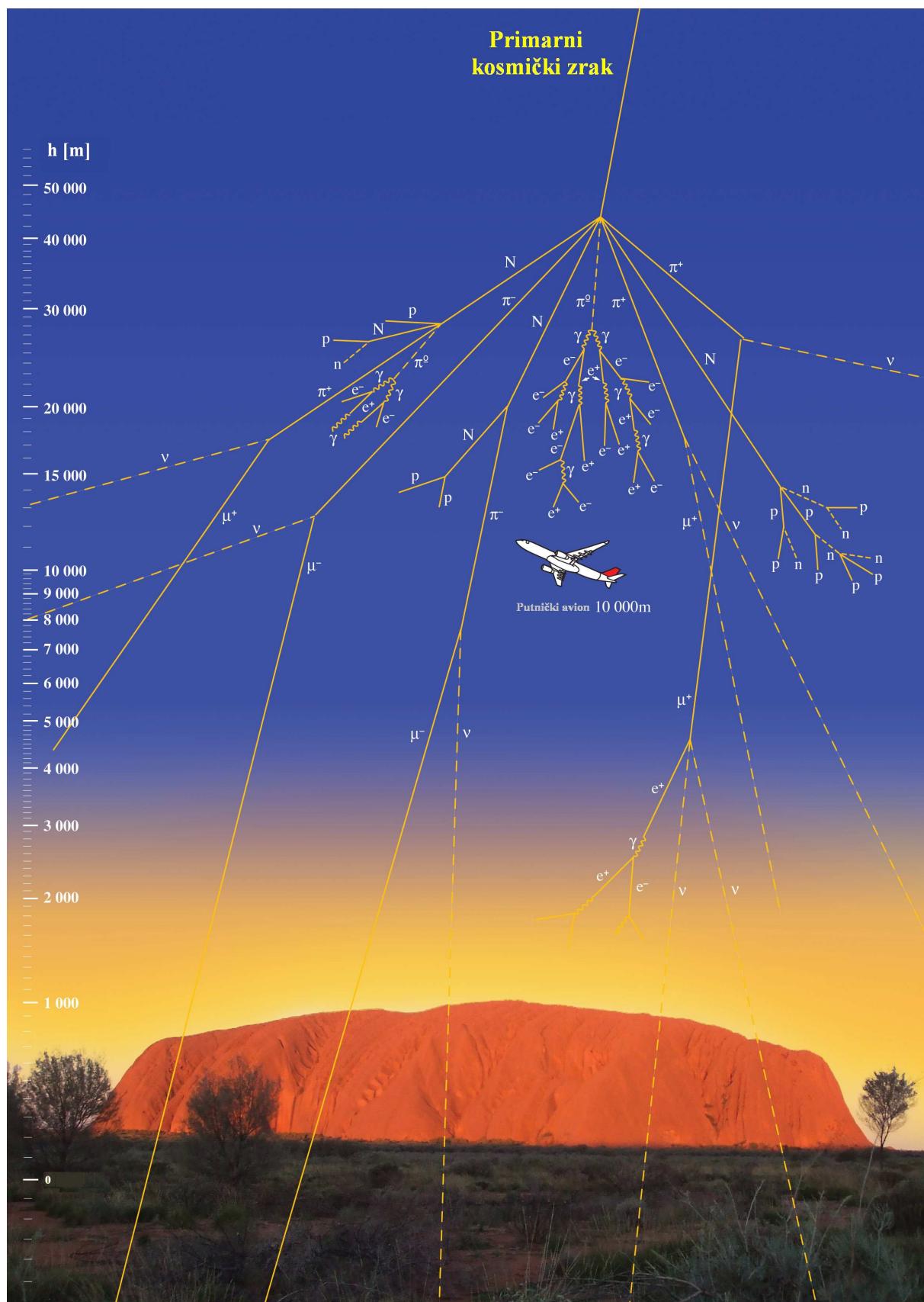
II.2.1 Sekundarni kosmički zraci u atmosferi

Svake sekunde oko 1000 čestica primarnog kosmičkog zračenja pogodi svaki m^2 površine atmosfere Zemlje. Najveći deo ovih čestica ima energiju između 10^7 eV i 10^{10} eV i verovatnoća da to bude proton je 85 %.

Primarni kosmički zraci se kreću kroz međuzvezdanu materiju gustine 10^{-23} g/cm^3 , dok je gustina atmosfere 10^{-3} g/cm^3 (na nivou mora, gde je gustina atmosfere najveća). Kada primarni kosmički zrak nađe na atmosferu Zemlje, gustina okoline se poveća za 20 redova veličine, pa postoji velika verovatnoća da će se sudariti sa nekom česticom vazduha. Sudari se dešavaju pod dejstvom jake ili elektromagnetne interakcije. Ovi procesi su potpuno slučajni i statistički, tako da se za modelovanje formiranja sekundarnih čestica u atmosferi koriste Monte Carlo simulacije.

Atmosfera se ponaša kao apsorber, pa se za njeno opisivanje koristi pojam *dubine u atmosferi*, a ne visine. Dubina se odnosi na masu gasa koji se nalazi iznad posmatrane tačke po jedinici površine. [19] Nivo mora (0 m nadmorske visine) se nalazi na dubini od 1033 g/cm^2 ili 10.33 mwe (metri vodenog ekvivalenta). Nadmorska visina od 71 km predstavlja granicu standardne atmosfere i ona odgovara dubini od 0.7 g/cm^2 . [31]

Interakcija čestica primarnih kosmičkih zraka sa atmosferom se opisuje kaskadnim jednačinama. Prosečna vrednost relativne atomske mase molekula u atmosferi je $A \approx 14.5$. Presek za interakciju (neelastično rasejanje) nukleona energije oko 1 TeV sa česticom atmosfere je $\sigma_N \approx 290 \text{ mbarn}$. Na osnovu ovih vrednosti dobija se da je srednja dužina interakcije oko 90 g/cm^2 za hadrone i oko 36.66 g/cm^2 za fotone i elektrone. Dakle, interakcija primarnog kosmičkog hadrona sa molekulom atmosfere događa se na dubini od oko 90 g/cm^2 . Dubina atmosfere je dovoljna za oko 27 interakcija primarnih fotona i elektrona ili 11 interakcija primarnih hadrona sa molekulima u atmosferi. Na osnovu ovih podataka može se zaključiti da praktično ni jedna čestica primarnog kosmičkog zračenja ne stigne do nivoa mora, kada bi proton primarnog zračenja stigao do 0 m nadmorske visine imao bi manje od 0.001 dela svoje početne energije. [14, 25] Transformacija primarnog kosmičkog zraka u atmosferi prikazana je na slici II.5.



Slika II.5: Formiranje sekundarnih kosmičkih zraka u atmosferi [35]

Primarni kosmički zraci sa molekulima atmosfere interaguju na nadmorskoj visini od 15 do 20 km i započinje se stvaranje sekundarnih kosmičkih zraka (slika II.5). Sve posmatrane čestice imaju visoke energije i kreću se brzinama bliskim brzini svetlosti, tako da relativistički efekti utiču na dužinu slobodnog puta. Srednji život čestica je produžen zbog dilatacije vremena, što za posledicu ima povećanje prodornosti čestica.

Ako je primarni kosmički zrak proton veoma velike energije, onda se pri interakciji sa atmosferom razvija kaskada ili pljusak čestica. Broj sekundarnih čestica se eksponentijalno povećava sve dok energija novonastale čestice ne padne na oko 80 MeV. Pri svakom sudaru proton gubi oko polovine svoje energije, ukoliko se energija gubi ionizacijom. Za proton sa energijom manjom od 1 GeV uglavnom kaskadno nastaju protoni i neutroni, dok ako je energija protona veća od 1 GeV broj nastalih piona je veći.

Sekundarni kosmički zraci koji nastaju u atmosferi se mogu razložiti na tri komponente (slika II.6):

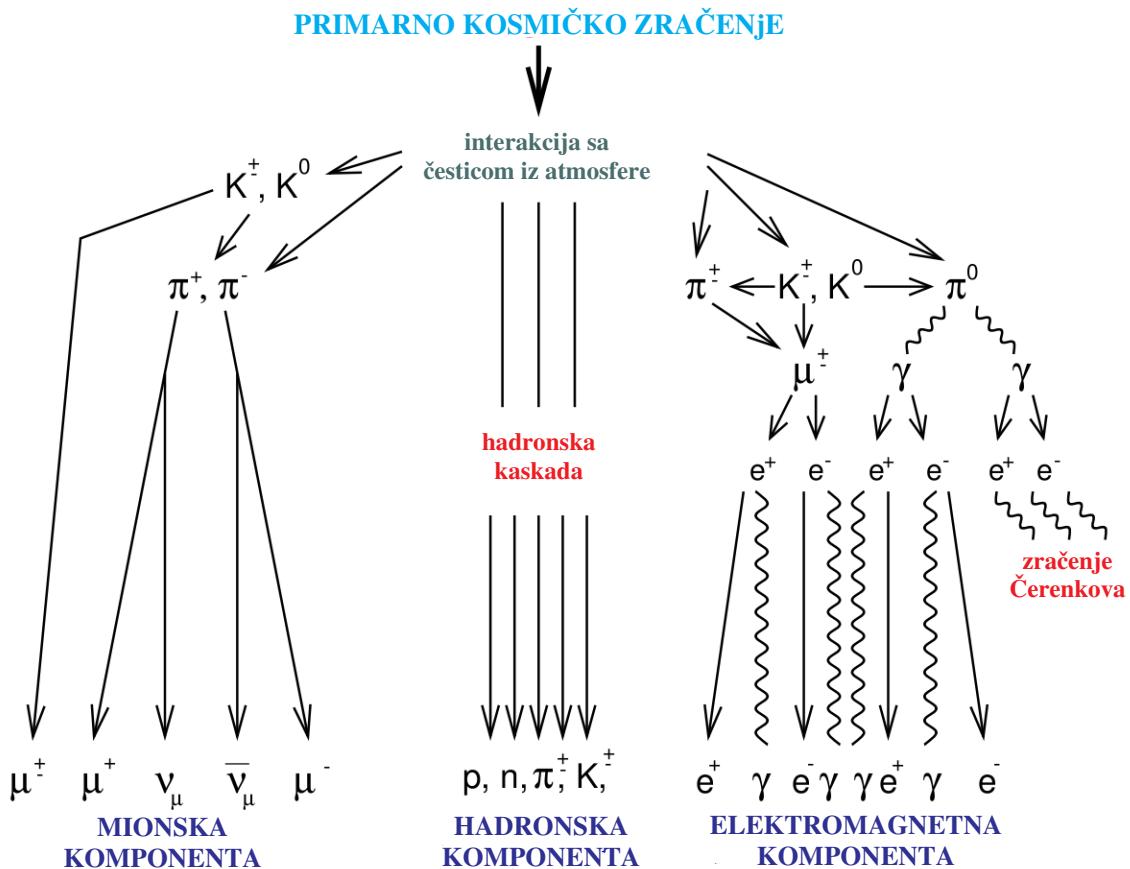
- * MEKA (ELEKTROMAGNETNA) KOMPONENTA – sastoji se od elektrona, pozitrona i fotona. Procesi bitni za razvoj ove komponente su Compton-ovo rasejanje, fotoefekat i stvaranje parova.
- * TVRDA (MIONSKA) KOMPONENTA – čine je mioni i ovo je najprodornija komponenta sekundarnih kosmičkih zraka u atmosferi. Mioni se uglavnom stvaraju raspadima piona i kaona iz hadronske komponente. Pri prolasku kroz atmosferu mioni gube svoju energiju ionizacijom, interakcija nastalih miona sa jezgrima elemenata u atmosferi se može zanemariti. Vreme života miona je povećano zbog dilatacije, što za posledicu ima duboko prodiranje miona ispod površine Zemlje, koliko god im energija dozvoljava. Mioni, takođe, mogu nastati raspadom šarm i dno hadrona. Mioni koji nastaju raspadom šarm mezona su promptni, zbog malog perioda života ovih mezona.
- * HADRONSKA KOMPONENTA – sastoji se od protona, neutrona i drugih bariona i mezona, koji nastaju jakom interakcijom primarnog kosmičkog zraka sa atmosferom. Novonastali hadroni mogu ili da ponovo interaguju sa česticama u atmosferi ili da se raspadnu, verovatnoća ovih procesa zavisi od energije hadrona.

Najveći deo čestica proizveden u prvoj interakciji su pioni, nastaju u stratosferi. Sve tri vrste piona nastaju sa približno jednakom verovatnoćom. Kaoni i parovi barion-antibarion nastaju, ako je energija dovoljna, u manjem broju. Verovatnoća da nastane kaon je samo 10 % verovatnoće nastajanja piona. Ove čestice, na svom putu kroz atmosferu i dalje interaguju, dok se one nestabilne (pioni i kaoni) raspadaju. [25]

Neutralni pion π^0 (srednji život $\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s), čiji je sastav $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, se raspada na dva γ kvanta:

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma & 98.8 \% \\ \pi^0 &\rightarrow e^+ + e^- + \gamma & 1.2 \% \end{aligned}$$

Novonastali γ zraci mogu da proizvedu elektron-pozitron parove, koji emituju zakočno zračenje, koje ponovo može da proizvede par elektron-pozitron... Ovi procesi se ponavljaju sve dok foton ima energiju veću od 1.02 MeV. Na ovaj način se gradi *meka komponenta* sekundarnog kosmičkog zračenja koju atmosfera lako apsorbije.



Slika II.6: Komponente sekundarnih kosmičkih zraka

Naelektrisani pioni π^\pm ($\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s) koji su sastavljeni od $\pi^+ = u\bar{d}$ i $\pi^- = d\bar{u}$, sa srednjom dužinom interakcije oko 120 g/cm^2 u vazduhu se spontano raspadaju na:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad 99.99\%$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad 99.99\%$$

Verovatnoće procesa interakcije sa molekulama u atmosferi i raspada piona su funkcije energije. Proces interakcije je verovatniji ako je energija piona veća od 100 GeV. Nastali nanelektrisani pioni u atmosferi imaju energiju oko 1 GeV, dakle, proces raspada je verovatniji i stvaraju se mioni i neutrina. Nastali mioni imaju oko 80 % energije piona.

Kaoni K^\pm spadaju u čudne mezone (sastoje se od para kvark-antikvark $K^+ = u\bar{s}$ i $K^- = s\bar{u}$), njihov srednji život je $\tau = 1.2 \cdot 10^{-8}$ s i raspadaju se na više kanala:

$$\begin{array}{lll} K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & 63.55 \% \\ K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 & 20.66 \% \end{array} \quad \begin{array}{lll} K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & 63.55 \% \\ K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 & 20.66 \% \end{array}$$

Raspadanjem kaona povećava se broj miona.

Mioni sa srednjim životom $\tau = 2.20 \cdot 10^{-6}$ s mogu da se raspadnu na elektrone i neutrina ili da prođu kroz atmosferu do površine zemlje:

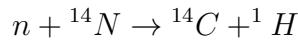
$$\begin{array}{ll} \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & \approx 100 \% \\ \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu & \approx 100 \% \end{array}$$

Proces raspada miona je verovatniji ako mion ima energiju manju od 1 GeV. Raspadom, mioni doprinose mekoj komponenti sekundarnog kosmičkog zračenja. Za mione sa energijom većom od 3 GeV verovatnoća za raspad je veoma mala. Pri prolazu miona kroz atmosferu, mali su energijski gubici na ionizaciju (oko 1.8 GeV), tako da mioni čine oko 80 % svih nanelektrisanih čestica koje stignu do nivoa mora. Zbog velike prodorne moći (srednja dužina interakcije je 260 g/cm^2), mioni spadaju u *tvrdi komponentu* sekundarnog kosmičkog zračenja.

Postoji jako mali broj mezona i bariona koji prolaze kroz atmosferu i dolaze do nivoa mora i oni čine *hadronsku komponentu* sekundarnog kosmičkog zračenja.

Elektromagnetna i hadronska komponenta sekundarnih kosmičkih zraka menjaju svoju širinu pri prolasku kroz atmosferu. Širina se povećava sa porastom atmosferske dubine, tj. smanjuje sa povećanjem nadmorske visine. Promena širine sekundarnih kosmičkih zraka sa nadmorskog visinom je posledica Coulomb-ovog rasejanja. Ako je energija primarne čestice 10^{15} eV, na 0 m nadmorske visine sekundarne čestice će zauzeti površinu od oko 100 m^2 , a za energiju 10^{18} eV površina će biti oko 1 km^2 .

U sekundarne kosmičke zrake spadaju i neki radioaktivni izotopi koji nastaju interakcijom primarnog kosmičkog zraka sa atomom iz atmosfere. Na primer, zahvatom primarnog kosmičkog neutrona na azotu:



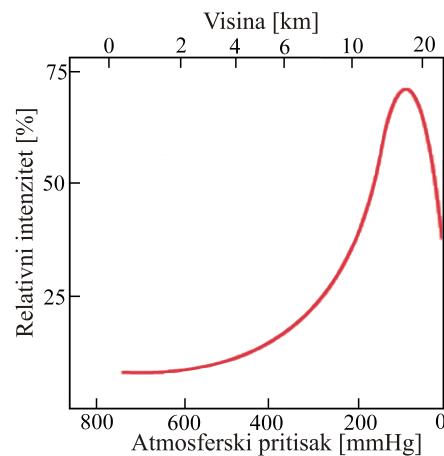
nastaju izotopi ugljenika koji formiraju molekule ugljen-dioksida. Organske materije apsorbuju ugljen-dioksid sa radioaktivnim izotopom ugljenika. Ova osobina je iskorisćena za određivanje starosti materijala na osnovu odnosa broja atoma ${}^{14}C$ i ${}^{12}C$.

Ukupan broj nastalih sekundarnih kosmičkih zraka se u početku povećava, dostiže maksimum i smanjuje. Te sekundarne čestice se kreću skoro u istom pravcu kao i primarna čestica. Svaka od sekundarnih čestica može ponovo interagovati sa jezgrima u atmosferi stvarajući nove kaskade. Ovaj proces se nastavlja sve dok novonastale čestice imaju dovoljno energije za stvaranje novih čestica. Osim na stvaranje novih čestica, energija se troši i radijativnim procesima i ionizacijom. Neke od čestica mogu i da se zaustave u atmosferi predajući svu svoju energiju ionizacionim elektronima. Broj čestica se povećava i raspadanjem nestabilnih čestica.

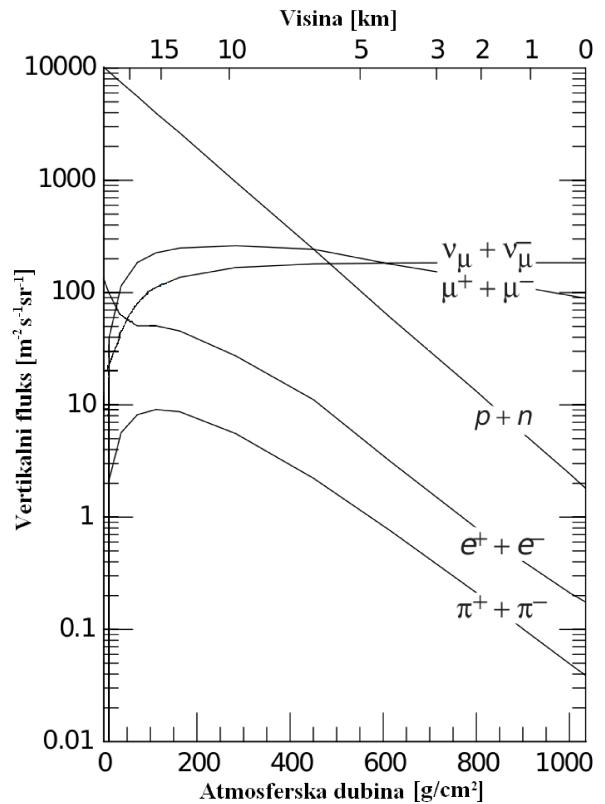
Za svaku komponentu sekundarnih kosmičkih zraka u atmosferi postoji određena atmosferska dubina na kojoj je broj čestica maksimalan. Postojanje maksimalnog fluksa čestica prvi je uočio Pforzer 1936. godine. Maksimum se nalazi na oko 150 g/cm^2 odnosno oko 15 km (slika II.7).

Fluks sekundarnih kosmičkih zraka pri prolasku kroz atmosferu prikazan je na slici II.8. Sa slike se mogu uočiti sledeće osobine sekundarnih čestica:

- fluks fotona, na energijama iznad kritične, je sličan fluksu elektrona
- protoni i pioni se eksponencijalno apsorbuju sa dubinom u atmosferi (atenuaciona dubina je od 120 g/cm^2 do 130 g/cm^2). Protoni proizvode sekundarne čestice brzinom koja je proporcionalna njihovom fluksu, na nivou mora imati oko 0.08 piona po protonu.
- fluks neutrona je nešto veći, zbog duže putanje elektrona (ne gube energiju jonizacijom).
- odnos protona i elektrona je približno konstantan do dubine od oko 700 g/cm^2 , kada broj elektrona počinje da raste (zbog dodatnih elektrona koji su nastali raspadom miona).
- fluks miona se skoro i ne menja
- primarni nukleoni (protoni i neutroni) su dominantni do oko 9 km u atmosferi, na manjim visinama dominiraju mioni.
- zbog malog preseka za interakciju, neutrini se ne apsorbuju u atmosferi, dolazi do povećanja njihovog fluksa jer se stvaraju raspadom mezona.



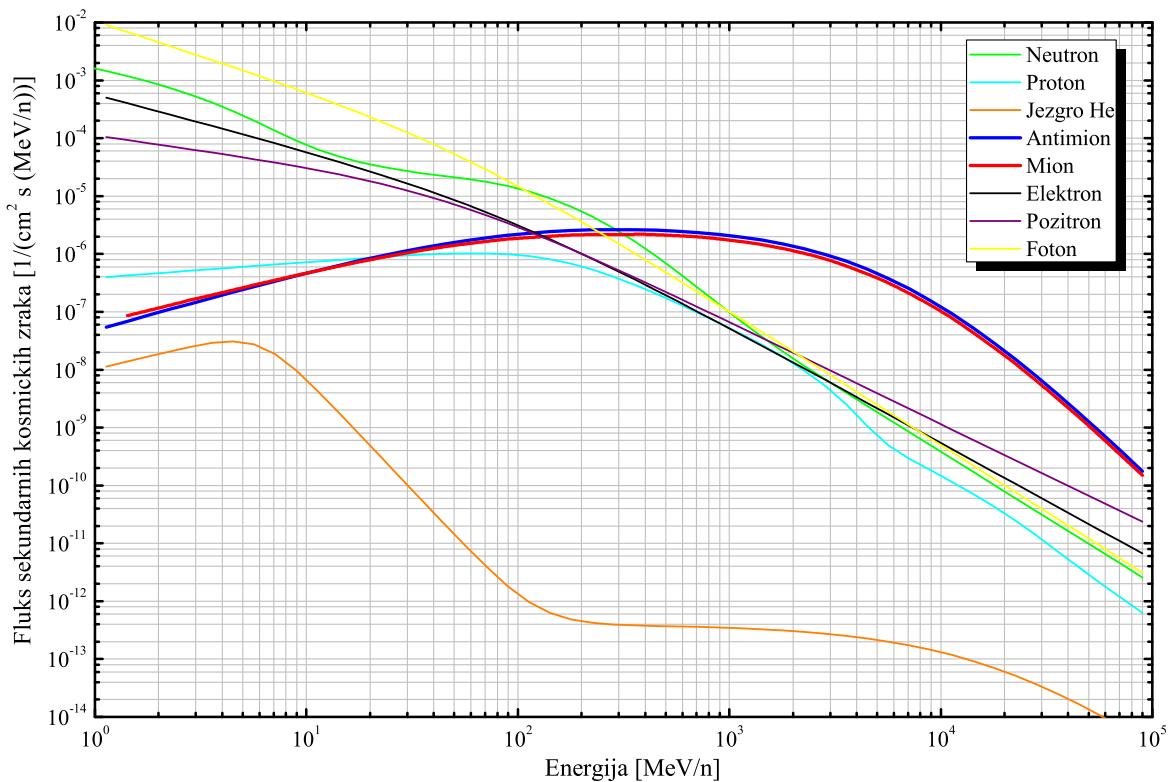
Slika II.7: Pforzer-ov maksimum [33]



Slika II.8: Fluks sekundarnih kosmičkih zraka u atmosferi [34]

Na slici II.9 prikazana je zavisnost fluksa sekundarnih kosmičkih zraka od energije na nadmorskoj visini od 80 m za područje Novog Sada dobijena programom EXPACS¹⁶.

*Fluks sekundarnih kosmičkih zraka za područje
Novog Sada za vreme eksperimenta*



Slika II.9: Spektar sekundarnih kosmičkih zraka u atmosferi
(n je broj nukleona: $n = 1$ za sve čestice, $n = 2$ za jezgro helijuma)

¹⁶EXcel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum
T. Sato, K. Niita, *Analytical Functions to Predict Cosmic-Ray Neutron Spectra in the Atmosphere*, Radiatiation Research **166**(544–555) 2006.
T. Sato et al., *Development of PARMA: PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere*, Radiation Research **170**(244–259) 2008.
Ovaj program se može preuzeti sa adresi <http://phits.jaea.go.jp/expacs/>

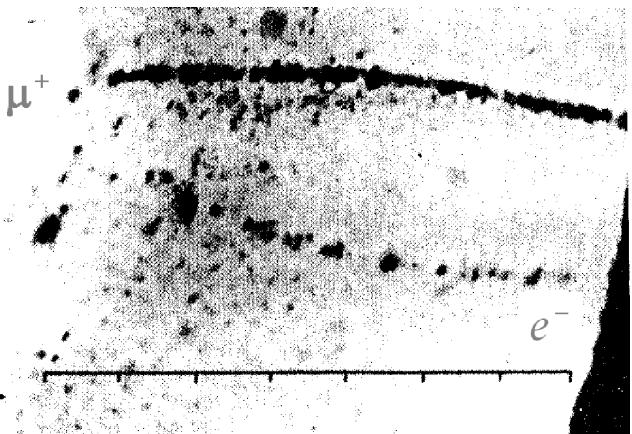
GLAVA III

Mioni

Kosmički zraci su, od otkrića, bili jedini izvor čestica visoke energije. Na osnovu posmatranja kosmičkih zraka otkriven je veliki broj novih čestica, od kojih je prva bila pozitron. Prema eksperimentalnim i teorijskim podacima, do 1933. godine znalo se za postojanje elektrona, fotona, protona, neutrona i pozitrona, dok je neutrino bio samo teorijski postuliran.

Tokom perioda od 1933. do 1936. godine, prijavljeno je više neobičnih nalaza u kosmičkim zracima. Pri pokušajima objašnjavanja eksperimentalnih podataka dovedena je u pitanje tačnost kvantne teorije zračenja, konkretno Bethe-Heitler-ove relacije. U prvom izdanju Heitler-ove knjige *Kvantna teorija zračenja* 1935. godine napomenuto je da teorija o gubicima energije ne važi na visokim energijama, kao razlog ove napomene navode se eksperimentalni podaci o mnogo većoj prodornosti kosmičkih čestica od očekivane. [10] Ovaj period bio je obeležen odupiranju ideji da spisak čestica treba proširiti. Od prvih tragova miona u detektorima, pa do shvatanja njegove prave prirode, proteklo je 15-ak godina, pa i danas, mion uporno odoleva naporu više generacija fizičara da u potpunosti odgonetnu njegove osobine.

Nemački fizičar, P. Kunze je prvi eksperimentalno detektovao mion.[5, 8] Na Univerzitetu u Rostoku, Kunze je 1932. godine posmatrao kosmičke zrake u Wilson-ovoj maglenoj komori sa magnetnim poljem jačine 1.84 T. Detektovao je pozitivno i negativno nanelektrisanu česticu. U maju naredne godine, Kunze¹ je publikovao rad u kojem je analizirao fotografije tragova čestica, pri čemu je skrenuo pažnju na fotografiju sa dva traga koja je prikazana na slici III.1. Komentar



Slika III.1: Fotografija detektovanog miona iz rada P. Kunze koji je objavljen 1933. godine [38]

¹P. Kunze, *Untersuchung der Ultrastrahlung in der Wilsonkammer*, Zeitschrift fur Physik A **83**(1–18) 1933.

uz fotografiju glasi: „*Donji trag potiče od elektrona energije oko 37 MeV, dok je gornji trag ostavila pozitivna čestica sa manjim prečnikom krivine i mnogo većom sposobnosti ionizacije okoline. Priroda gornje čestice je nepoznata, ona jonizuje premalo za proton, a previše za pozitron. Ove dve čestice verovatno potiču iz pljuska koji je posledica nuklearne eksplozije.*“ [38] Međutim, pošto je ova čestica ostala neidentifikovana, ovo otkriće je zaboravljen.

Za to vreme, u Japanu, H. Yukawa razvija teoriju sa ciljem da objasni sile koje deluju između nukleona u jezgru – nuklearne sile (jaka interakcija). Po analogiji sa elektromagnetskom interakcijom, Yukawa je postulirao da nuklearnu silu prenose čestice čija bi masa bila oko 200 puta veća od mase elektrona, koje je nazvao **teški kvanti** (za razliku od fotona koji su laci kvanti). Svoju teoriju, Yukawa, je prvi put predstavio 1933. godine na skupu *Physico-Mathematical Society* u Sendaju. [5] Početkom 1935. godine objavljen je i rad na engleskom jeziku, u kojem Yukawa² izražava sumnju u tačnost svoje teorije jer takva čestica još uvek nije eksperimentalno pronađena (takođe, naglašava da bi za detektovanje takve čestice bile potrebne energije kakve su se u to vreme mogle dobiti samo u kosmičkom zračenju). Nažalost, ovaj rad nije bio zapažen ni u Japanu, tako da je u Evropi i SAD bio nepoznat, iako je kopija časopisa *Proceedings* bila poslata. [5, 7, 10, 12, 23, 28]

Nakon otkrića pozitrona 1932. godine, C. D. Anderson nastavio je sa posmatranjem kosmičkih zraka zajedno sa S. H. Neddermeyer, koji je bio njegov prvi doktorant. Među mnogobrojnim tragovima čestica, bilo je i nekih neobičnih. Smatralo se da neobični tragovi odgovaraju pozitronima i elektronima koji se zbog svoje visoke energije drugačije ponašaju pri prolasku kroz materiju. Sa ciljem da bolje prouče ove pojave, 1935. godine, postavljaju Wilson-ovu maglenu komoru na vrhu Pikes (Stenovite planine) sa magnetnim poljem jačine 7.9 T. [5, 7] Anderson i Neddermayer³ objavljaju rad 1936. godine sa fotografijama kosmičkih zraka na visini od 4300 m i na nivou mora. Na fotografijama se uočava čestica koja je manje mase od protiona, ali je mnogo prodornija od elektrona, međutim oni su ovu česticu interpretirali kao proton. Kada je decembra te godine Anderson primio Nobelovu nagradu (za otkriće pozitrona), na kraju govora spomenuo je postojanje zagonetnih čestica sa velikom prodornom moći, koja predstavljaju zanimljiv materijal za dalje istraživanje. [5, 21]

Yukawa je, nakon objavljinjanja teorije o nuklearnim silama, posebno obratio pažnju na teorijske i eksperimentalne radeove o kosmičkim zracima. Početkom 1937. godine, Yukawa je, nakon što je pročitao Anderson-ov i Neddermayer-ov rad, pisao uredniku časopisa *Nature* sa ciljem da ukaže da je nepoznata čestica sa velikom prodornošću teški kvant. Na osnovu poluprečnika krivine, odredio je da masa te čestice sa fotografije odgovara teorijskoj vrednosti teškog kvanta – oko 200 masa elektrona. Međutim, njegovo pismo je odbijeno jer nije bilo uverljivih eksperimentalnih dokaza koji bi potvrdili njegovu teoriju. [5, 21]

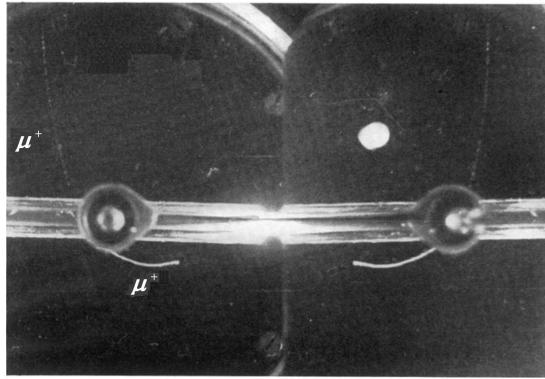
²H. Yukawa, *On the interaction of elementary particles*, Proceedings of the Physico-Mathematical Society Japan **17**(48–56) 1935.

³C. D. Anderson, S. H. Neddermayer, *Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 meters Elevation and near Sea-Level*, Physical Review Letters **50**(263–271) 1936.

Prva potvrda o stvarnom postojanju prodorne čestice data je u drugom radu Anderson-a i Neddermeyer-a⁴ koji je objavljen početkom 1937. godine. U ovom eksperimentu posmatrani su energijski gubici čestica pri prolasku kroz platinu. Na osnovu rezultata zaključeno je da postoji podela čestica na dve grupe: neprodorne (elektroni i pozitroni) i prodorne – koje gube jako malo svoje početne energije. U prodorne čestice ubrajaju i česticu čija je masa između mase elektrona i protona. Na kraju rada ukazuju da je eksperimentalno pokazano postojanje ovakve čestice i u radu J. C. Street-a i E. C. Stevenson⁵-a, u kojem je dokazano da ova čestica ne može biti ni proton ni elektron, već neka nova čestica.

Konačno, sredinom 1937. godine, američki fizičari J. R. Oppenheimer i R. Serber⁶, a nešto kasnije i švajcerski fizičar C. G. Stueckelberg⁷ ukazuju na Yukawa-inu teoriju nuklearnih sila. Stueckelberg je naglasio da je Yukawa teorijski predvideo postojanje nove prodorne čestice, dok se Oppenheimer i Serber nisu slagali sa ovim zaključkom. [5, 10, 21] Nakon ovih referenci, naučnici sa zapada, počeli su da prate rad japanskih fizičara.

Prvu kvantitativnu procenu mase dala je grupa japanskih fizičara Y. Nishina, M. Takeuchi, T. Ichimiya⁸ sredinom 1937. godine, međutim njihov rad je zbog dužine vraćen autorima, tako da je objavljen sa zakašnjenjem. Oni su procenili da je masa nove čestice u intervalu od $1/7$ do $1/10$ mase protona (220 ± 40 masa elektrona), fotografija ove čestice prikazana je na slici III.3. U međuvremenu, krajem 1937. godine (mesec dana pre konačnog objavljivanja rada japanskih fizičara), Street i Stevenson⁹ su objavili rad u kojem procenjuju masu na oko 130 masa elektrona. Ovi radovi išli su u prilog pretpostavci da je čestica iz kosmičkog zračenja Yukawa-ina čestica, jer razlika u masama teorijske i eksperimentalne čestice nije bila velika. [5, 10, 21]



Slika III.2: Fotografija pozitivno nanelektrisane čestice sa energijom oko 240 MeV u Wilson-ovoj maglenoj komori. Trag je nakon gubitka energije vidljiviji i dužine je 1.5 cm. Ova čestica ne može biti ni elektron (trag bi bio oko 3 m), ni proton (trag bi bio 0.02 cm). [22]

⁴S. H. Neddermayer, C. D. Andersnon, *Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles*, Physical Review Letters **51**(884–886) 1937.

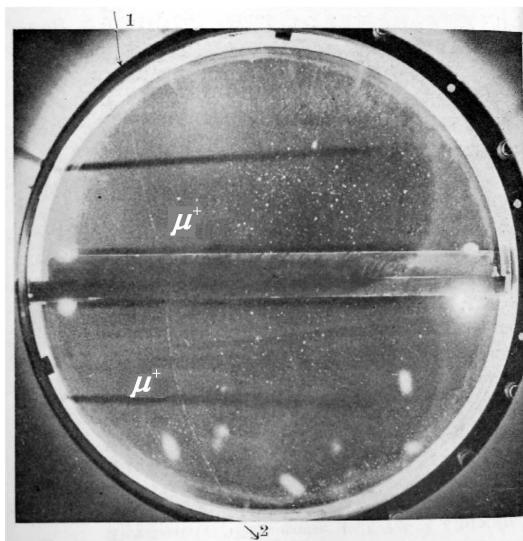
⁵J. C. Street, E. C. Stevenson, *Penetrating corpuscular component of the cosmic radiation*, Physical Review Letters **51**(1005) 1937.

⁶J. R. Oppenheimer, R. Serber, *Note on the nature of cosmic-ray particles*, Physical Review Letters **51**(1113) 1937.

⁷C. G. Stueckelberg, *On the existence of heavy electrons*, Physical Review Letters **52**(41–42) 1937.

⁸Y. Nishina, M. Takeuchi, T. Ichimiya, *On the Nature of Cosmic-Ray Particles*, Physical Review Letters **52**(1198–1199) 1937.

⁹J. C. Street, E. C. Stevenson, *New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron*, Physical Review Letters **52**(1003–1004) 1937.



Slika III.3: Fotografija na kojoj je trag nove čestice kosmičkog zračenja u Wilson-ovoj komori. Masa čestice je u intervalu od 1/7 do 1/10 mase protona. [24]

Prvi predlog o imenu nove prodorne čestice, 1937. godine dao je N. Bohr, privremeno ime bilo je **jukon**. [16] Anderson i Neddermeyer su u pismu časopisu *Nature* predložili naziv **mezoton**, na osnovu grčke reči sa značenjem između, u sredini (odnosi se na masu koja je između masa elektrona i protona). R. Millikan je bio upravnik Caltech-a, kada su Anderson i Neddermeyer poslali predlog imena časopisu *Nature*, ali je trenutno bio odsutan i nije se složio sa njihovim predlogom. Millikan je smatrao da čestica treba da se nazove **mezotron**, da liči na "elektron", "neutron". Iako se Anderson nije slagao sa Millikan-om, po njegovom mišljenju nastavak **-tron** više odgovara instrumentu (ciklotron, sinhrotron), poslao je pismo časopisu *Nature* da u nazivu ubace i slovo **r**. [17] 1938. godine je i Millikan pisao i *Physical Review* i Bohru da je naziv čestice **mezotron**. [16] Bhabha je, 1939. godine, u pismu časopisu *Nature* predložio da se nova čestica nazove **mezon**, jer je deo **tr** u elektron i neutron koren reči, dok je u **mezotron** taj deo suvišan i nepotreban. [40]

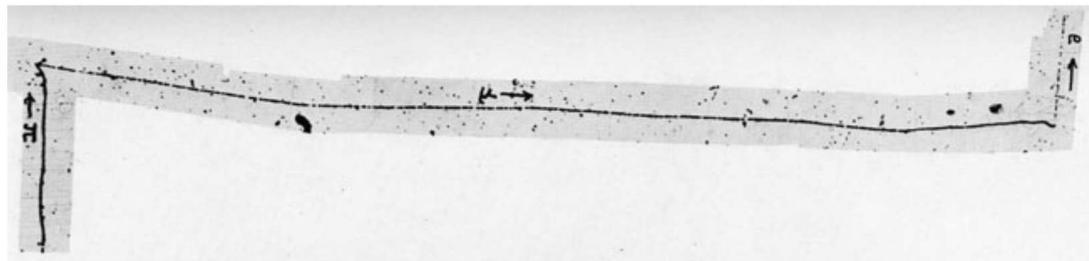
Sa daljim razvojem teorije nuklearnih sila i poboljšavanjem tačnosti eksperimentalnih rezultata o osobinama mezona, došlo je do sve većeg mimoilaženja teorije i eksperimenta. Neslaganje je postojalo u periodu života, nepostojanju neutralnog mezona (koji je postuliran teorijski, a eksperimentalno nije potvrđen), različit spin... Postavljalo se pitanje da li je mezon Yukawa-ina čestica. Zbog Drugog svetskog rata, došlo je do prekida saradnje između Nemačke, Japana i drugih zemalja i misterija o mezonu i Yukawa-inoj čestici razrešena je tek posle rata.

Italijanski fizičari, M. Conversi, E. Pancini i O. Piccioni¹⁰ su eksperimentalno posmatrali raspad pozitivnih i negativnih mezona iz kosmičkog zračenja u materijalima različitim elemenata. Dokazali su da negativni mezoni ne interaguju jakom interakcijom sa jezgrima atoma i da po osobinama više odgovaraju elektronima. Zatim su E. Fermi, E. Teller i V. Weisskopf¹¹ odredili da postoji neslaganje od 10^{12} između teorije i eksperimenta u vremenu potrebnom da Yukawa-ina čestica bude zahvaćena jezgrom

¹⁰M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni, *On the Disintegration of Negative Mesons*, Physical Review Letters **71**(209–210) 1947.

¹¹E. Fermi, E. Teller, V. Weisskopf, *The Decay of Negative Mesotrons in Matter*, Physical Review Letters **71**(314–315) 1947.

jakom interakcijom. U ovom radu utvrđena je oznaka μ za mezon. Konačno, detektovanjem piona eksperimentalno je potvrđena Yukawa-ina teorija. C. M. Lattess, G. P. S. Occhialini i C. F. Powell¹² su fotografskom emulzijom detektovali dve vrste mezona, teži mezon se raspada na lakši i neutralnu česticu, zbog čega su prvom dali ime π (sa masom oko 264 puta većom od mase elektrona), dok je drugi mezon μ i on se raspada na elektron (slika III.4). Utvrđeno je da je π -mezon Yukawa-ina, dok je μ -mezon Anderson-ova čestica. H. Yukawa je 1949. godine dobio Nobelovu nagradu za fiziku za postuliranje mezona na osnovu teorije o nuklearnim silama.[5, 7, 10, 23, 28]



Slika III.4: Fotografija raspada pion – mion – elektron [4]

Osobine μ -mezona su slične elektronu, tako da je on svrstan u grupu leptona i po poslednji put mu je promenjeno ime u **mion**. Detektovanjem prave Yukawa-ine čestice, nastao je novi problem: koja je svrha miona, zašto on postoji? Novonastalu situaciju I. Rabbi opisao je pitanjem „Ko je to naručio?“ [2] Dalje određivanje vrednosti karakteristika miona vezano je za eksperimente sa akceleratorima.

¹²C. M. Lattess, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions*, Nature **160**(486–492) 1947.

///.1 Osobine miona

Mioni, po standardnom modelu, spadaju u drugu generaciju nanelektrisanih leptona. Njegova masa je oko 207 puta veća od mase elektrona i ima odgovarajuću antičesticu (ekvivalentnost miona i antimiona je utvrđena do 10^4). Gornja granica za poluprečnik miona je $r_\mu \leq 10^{-19}$ m i on se ubraja u tačkaste čestice. Osnovne karakteristike miona date su u tabeli III.1.

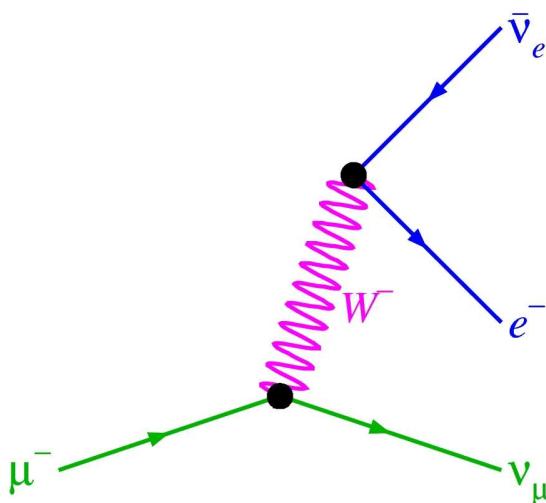
Tabela III.1: Osnovne karakteristike miona μ^-

Masa	$105.658367(4) \text{ MeV}/c^2$
Srednji život	$2.197034(21) \cdot 10^{-6} \text{ s}$
Nanelektrisanje	$-e$
Spin	$1/2$

Mion je nestabilna čestica, na drugom mestu po vremenu života fundamentalnih čestica (posle neutrona). Šema raspada miona i antimiona je:

$$\begin{array}{lll} \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & \approx 100 \% & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu & \approx 100 \% \\ \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma & (1.4 \pm 0.4) \% & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma & (1.4 \pm 0.4) \% \\ \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + e^+ + e^- & (3.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \% & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^+ + e^- & (3.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \% \end{array}$$

Dominantan kanal raspada je i najprostiji mogući (Michel-ov raspad) i spada u grupu leptonskih slabih raspada (sve čestice koje učestvuju u procesu su leptoni). Mion se raspada na elektron, elektronski antineutrino i mionski neutrino (antimion se raspada na konjugovane čestice). Feynman-ov dijagram raspada miona prikazan je na slici III.5.



Slika III.5: Feynman-ov dijagram raspada miona

Mioni mogu da formiraju mionski atom, kada se jedan od elektrona zameni mionom u atomu. Mionski vodonik je mnogo manji, zbog veće mase miona u odnosu na elektron. Antimion sa elektronom formira mionium – atom u kojem antimion ima ulogu jezgra. Ovaj kratkoživeći atom se ponaša kao vodonik i koristi se za proučavanje elektromagnetne interakcije jer par antimion-elektron predstavlja dve fundamentalne čestice bez unutrašnje strukture između kojih deluje samo elektromagnetna interakcija.

III.2 Interakcija miona sa materijom

Mioni podležu elektromagnetnoj i slaboj interakciji. I mion i antimion na druge nanelektrisane čestice deluju **elektromagnetskom interakcijom**. U slučaju sporih miona i antimiona može nastati nekoliko vezanih stanja: *mionium* (μ^+e^-), *mionski vodonik* (μ^-p), *mionski atom* rednog broja Z (μ^-Z) i mion može da veže dva atoma i formira molekul. Pri formiranju mionskih atoma, kada se jedan elektron iz omotača zameni mionom, emituje se mionsko x -zračenje zbog mnogo veće mase miona. U eksperimentima rasejanja snopova miona energija od nekoliko MeV-a na jezgrima, dobijeni su rezultati slični rasejanju elektrona. Dakle, prolaz miona kroz materiju je sličan prolazu miona, ali su radijativni procesi smanjeni zbog mnogo veće mase miona. **Slaba interakcija** je odgovorna za *raspad miona i antimiona*, kao i za *zahvat jezgra na negativnom mionu* sa nižih orbita mionskih atoma (procesi su ekvivalentni β -raspadu). Ovaj zahvat smanjuje srednji život miona koji su zaustavljeni u materijalu teških elemenata.

Uopšteno, pri prolazu nanelektrisane čestice kroz materiju, moguće je da čestica izgubi deo energije ili da promeni pravac kretanja. Ovi efekti se javljaju kao posledica neelastičnog i elastičnog rasejanja na elektronima iz omotača ili na jezgru:

- pri **neelastičnom rasejanju na elektronima** iz atomskog omotača može doći do *jonizacije* ili *ekscitacije* atoma (presek za ove reakcije je $10^{-21} - 10^{-20} \text{ m}^2$)
- pri **neelastičnom rasejanju za jezgru** atoma može doći do *nuklearnih ekscitacija* ili *transformacija jezgra* (u ovom slučaju upadna nanelektrisana čestica može biti apsorbovana), ili emitovanja *zakočnog zračenja* (za luke nanelektrisane čestice) ili *zračenja Čerenkova* (za brze nanelektrisane čestice) ili *stvaranja para* elektron-pozitron
- pri **elastičnom rasejanju na jezgru** upadna nanelektrisana čestica izgubi malo energije jer je obično masa jezgra mnogo veća od mase upadne čestice

Procesi kojima nanelektrisana čestica gubi energiju zavise od energije čestice. *Kritična energija* predstavlja energiju na kojoj su gubici zračenjem i jonizacijom izjednačeni. Ako je energija upadne čestice manja od kritične energije, dominantan proces kojim čestica gubi energiju je jonizacija ili ekscitacija, za energije veće od kritične za gubitak energije odgovorni su radijacioni procesi.

Gubici energije na zračenje su posledica elektromagnetne interakcije upadne nanelektrisane čestice sa jezgrom atoma sredine kroz koju se ta čestica kreće. Tada su mogući procesi: proizvodnje parova, zakočnog zračenja ili fotonuklearne interakcije. Kao rezultat ovih gubitaka nastaju sekundarne čestice (uglavnom fotoni, elektroni i pozitroni). Za mion (sa energijom u intervalu od 500 GeV do 1000 GeV) najznačajniji proces je proizvodnja para elektron-pozitron.

Energijski gubici na *zakočno zračenje* su proporcionalni energiji upadne čestice, a obrnuto proporcionalni kvadratu njene mase [30]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{zz} = -4\alpha N r_e^2 \frac{Z^2}{A} \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 E \left(\ln \frac{12E}{5m_\mu c^2 Z^{1/3}} - \frac{1}{3}\right) \quad \text{za } E < 4.3 \text{ TeV} \quad (\text{III.1})$$

gde je: z – naelektrisanje upadne čestice (za mion $z = 1$), Z i A – redni i atomski broj sredine kroz koju čestica prolazi, m_e – masa elektrona, r_e – klasični poluprečnik elektrona ($r_e = 2.817940325(28)$ fm), α – konstanta fine strukture, N – broj atoma sredine u jedinici zapremine, m_μ – masa miona. Zakočno zračenje miona je veoma redak proces (zbog velike mase miona), ali u jednoj interakciji mion može da izgubi veliki deo svoje energije. Fotoni koji nastaju interakcijom miona sa Coulomb-ovim poljem jezgra imaju veliku energiju, i oni mogu da proizvedu elektromagnetne pljuskove (kaskade) elektrona, pozitrona i fotona (čak i do 10^5 čestica).

Pri neelastičnom rasejanju u Coulomb-ovom polju jezgra, nastaje virtuelni foton, *par elektron-pozitron*. Energijski gubici na ovaj proces proporcionalni su energiji upadne čestice [30]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{pp}} = \frac{Nm_e}{\pi Am_\mu} (\alpha Zr_e)^2 E \left(19.3 \ln \frac{E}{m_\mu c^2} - 53.7 \right) \quad \text{za } E < 30 \text{ GeV} \quad (\text{III.2})$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{pp}} \propto 1.6 \cdot 10^{-6} \cdot E \text{ MeV cm}^2/\text{g} \quad \text{za } 0.5 \text{ TeV} < E < 10 \text{ TeV} \quad (\text{III.3})$$

Presek za nastajanje para opada sa kvadratom ili kubom brzine upadne čestice, zbog čega se energijski gubici mogu smatrati kontinualnim.

Gubici energije na *fotonuklearne interakcije* su zanemarljivi za mione sa energijama manjim od nekoliko stotina GeV, zbog malog preseka za ovaj proces [30]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ni}} \propto 7.3 \cdot 10^{-7} \cdot E \text{ MeV cm}^2/\text{g} \quad (\text{III.4})$$

Energijski gubici pri prolazu teške nanelektrisane čestice kroz materiju na *jonizaciju* (Coulomb-ovu interakciju sa elektronima) datti su Bethe-Bloch-ovom formulom [15]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_j = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (\text{III.5})$$

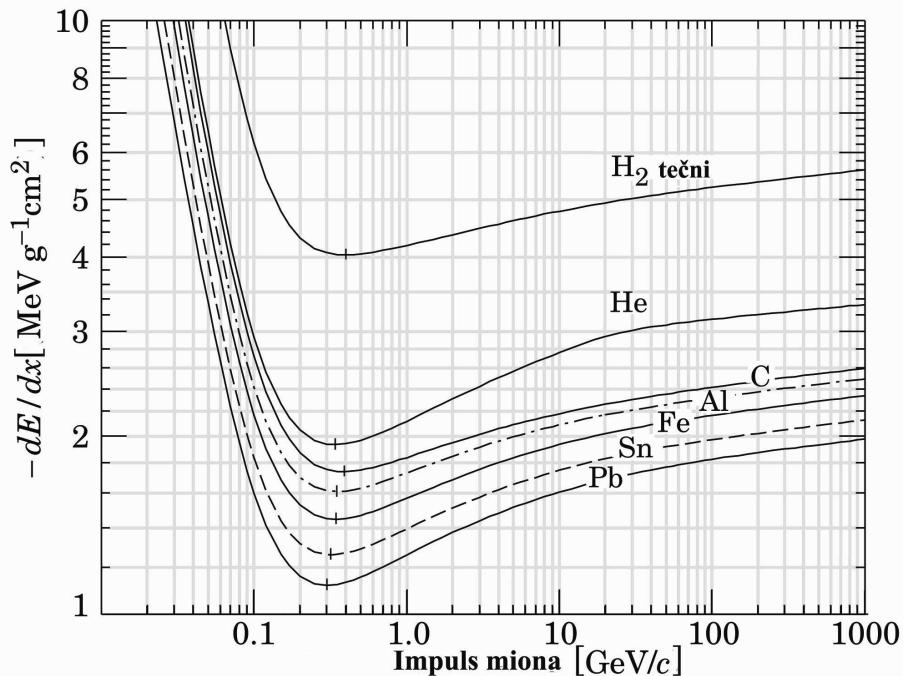
gde je: N_A – Avogadro-ov broj ($N_A = 6.0221415(10) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), $\beta = v/c$, I – srednji ionizacioni potencijal (može se odrediti formulom $I = 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$ za $Z > 1$) i δ – parametar koji opisuje polarizaciju materijalne sredine duž putanje upadne nanelektrisane čestice zbog njenog električnog polja (ovaj parametar se naziva i faktor gustine, postaje značajan pri velikim brzinama upadne čestice, a zavisi i od gustine materije kroz koju čestica prolazi). Ova formula, za materijale iz sredine Periodnog sistema, kvantitativno određuje srednji gubitak energije sa tačnošću od nekoliko procenata. Stvarna vrednost gubitaka zavisi od statističkih procesa sudara i rasejanja. Može se zaključiti da sporije čestice gube više energije po jedinici puta. Za nerelativističke upadne čestice (dominantan faktor u formuli je $1/\beta^2$) postoji minimum Bethe-Bloch-ove funkcije koji je skoro isti za čestice sa istim nanelektrisanjem (tj. tada čestice imaju minimalni ionizacioni potencijal oko $1.8 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$).

Obično se koristi specifični gubitak energije u sredini gustine ρ , tada on ne zavisi od sredine kroz koji nanelektrisana čestica prolazi:

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (\text{III.6})$$

Energijski spektar oslobođenih elektrona, pri neelastičnom rasejanju visoko energijskih miona na elektronima atomskog omotača, je veoma širok. Na primer, mion energije 10 GeV može da preda elektronu maksimalnu kinetičku energiju od oko 4.8 GeV, tako da elektron ima dovoljno energije za stvaranje novih čestica (uglavnom zakočnim zračenjem).

Srednji gubitak energije miona u nekim sredinama prikazan je na slici III.6.



Slika III.6: Srednji gubitak energije u tečnom vodoniku, helijumu, ugljeniku, aluminiju, gvožđu, kalaju i olovu (gubici na zračenje su zanemareni) [34]

Pri prolazu nanelektrisane čestice kroz neku sredinu, njena putanja nije pravolinijska, već je iskrivljena zbog Coulomb-ove interakcije sa jezgrom.

Ukupni gubitak energije pri prolasku nanelektrisane čestice kroz materiju je jednak:

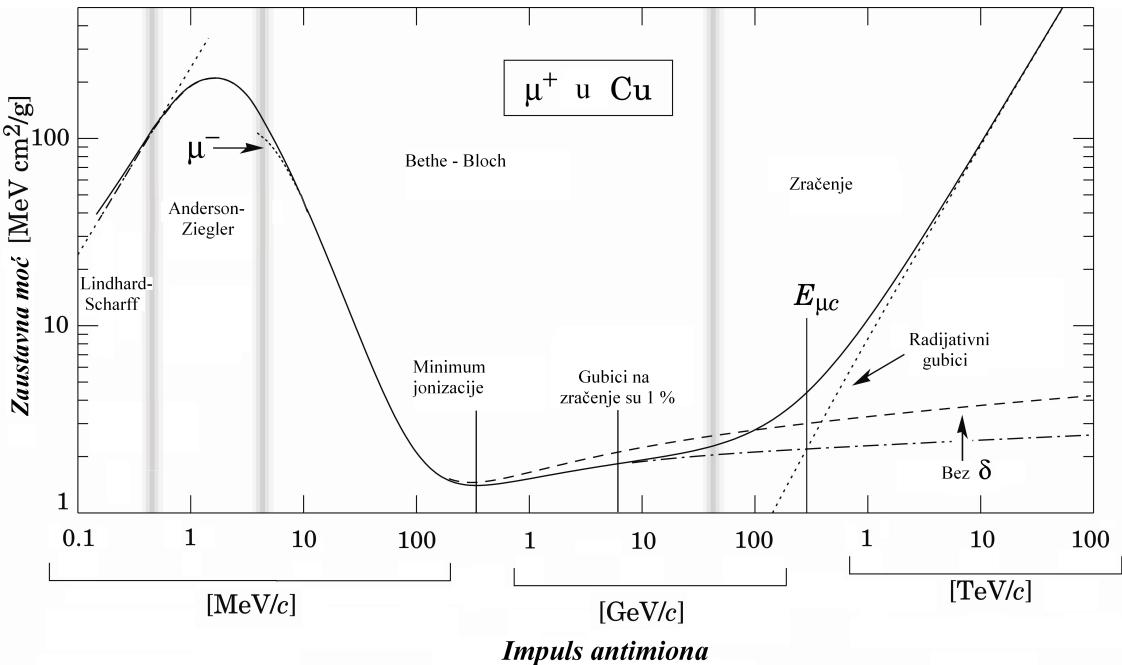
$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{uk}} = -\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{zz}} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{pp}} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ni}} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_j \quad (\text{III.7})$$

zbiru energijskih gubitaka na zakočno zračenje, proizvodnju parova čestica-antičestica, fotonuklearnu interakciju i ionizaciju.

Za mione, energija od 10 MeV do 100 TeV, **ukupni srednji gubitak energije** određen je relacijom [13]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = a(E) + b(E) \cdot E \quad (\text{III.8})$$

gde su: $a(E)$ – srednji gubici energije na ionizaciju i $b(E) \cdot E$ – srednji gubici energije na zračenje. Oba parametra se blago menjaju sa energijom miona¹³. Na slici III.7 prikazana je zavisnost srednjeg gubitka energije od impulsa antimionia.



Slika III.7: Srednji gubitak energije antimionia u bakru u funkciji od impulsa antimionia [13, 34]

Za male energije miona gubici su proporcionalni brzini miona (prikazano isprekidanom linijom na slici III.7). Kada je $\beta \approx 0.001 - 0.01$ dominantni su nejonizacioni gubici nastali uzmakom jezgra (oblast Lindhard-Scharff). Andersen-Ziegler-ova oblast predstavlja gubitke energije kada se zanemari kretanje elektrona u atomu.

Na slici III.8 je prikazana zavisnost srednjih energijskih gubitaka od energije miona, pri prolazu miona kroz polistiren [13, 34].

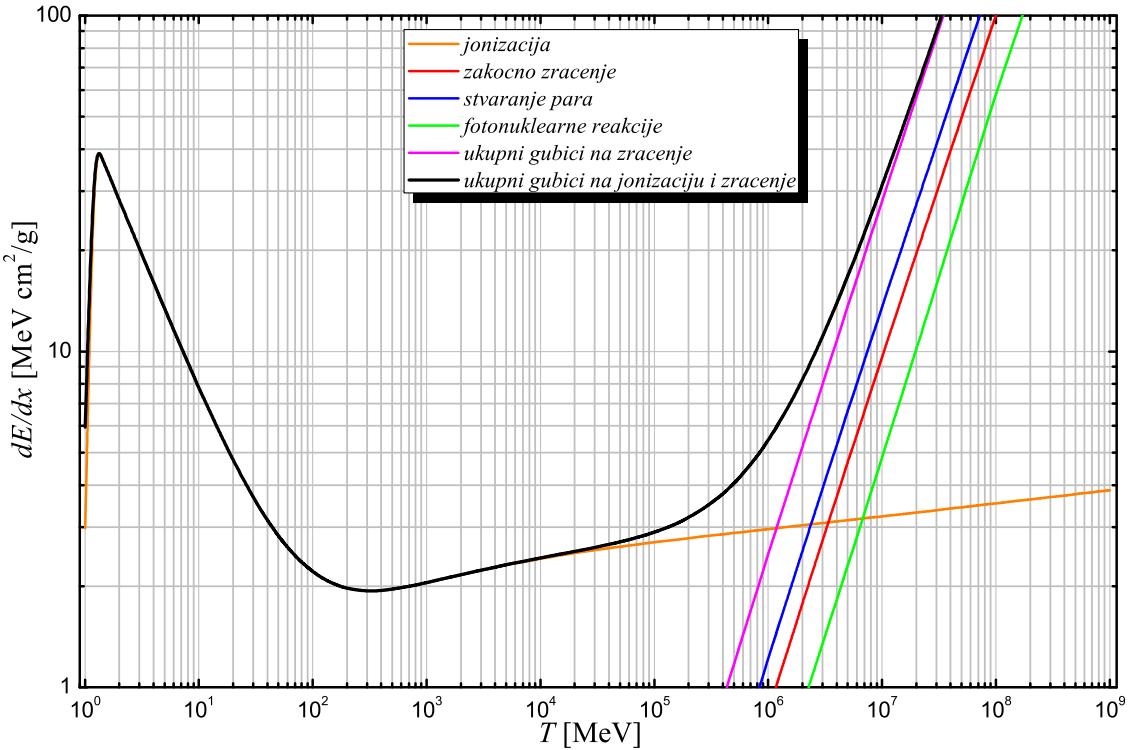
Kritična energija miona je određena relacijom [13]:

$$E_{\mu c} = \frac{a(E_{\mu c})}{b(E_{\mu c})} \quad (\text{III.9})$$

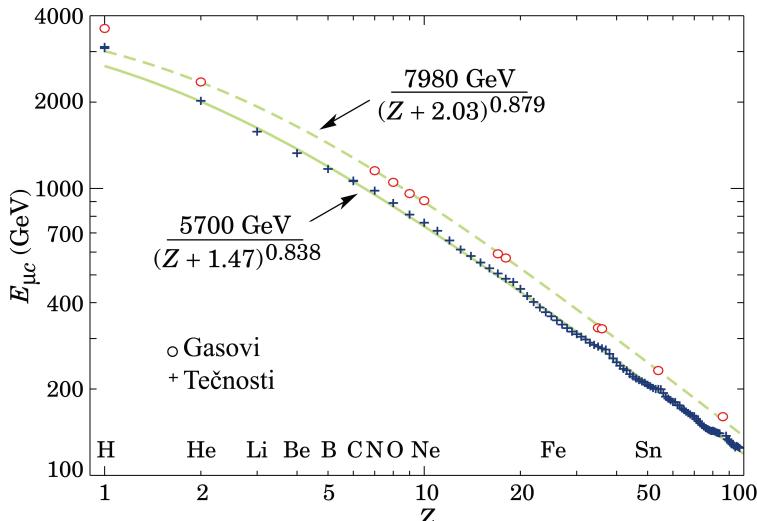
Na slici III.9 prikazana je zavisnost kritične energije miona od rednog broja atoma sredine kroz koju se mion kreće. Podaci za tečnosti i gasove su fitovani empirijskim funkcijama i daju samo približne vrednosti kritične energije miona.

¹³Vrednosti ovih parametara za različite sredine se mogu naći na adresi:
<http://pdg.lbl.gov/2011/AtomicNuclearProperties/index.html>

Energijski gubici miona u polistirenu



Slika III.8: Zavisnost srednjeg gubitka energije miona u polistirenu od kinetičke energije miona



Slika III.9: Kritična energija miona za različite hemijske elemente [34]

Kosmičки монди великих енергија могу да прођу кроз велики слој Земље. Монди енергије 100 GeV има дomet 40 000 g/cm², што одговара дужини од 160 m у камену. Експериментална зависност атenuације монда у апсорберима је одређена функцијом [19]:

$$I = I_0 \cdot 10^{-1.32 \cdot \log d - 0.26 \cdot \log^2 d} \quad (\text{III.10})$$

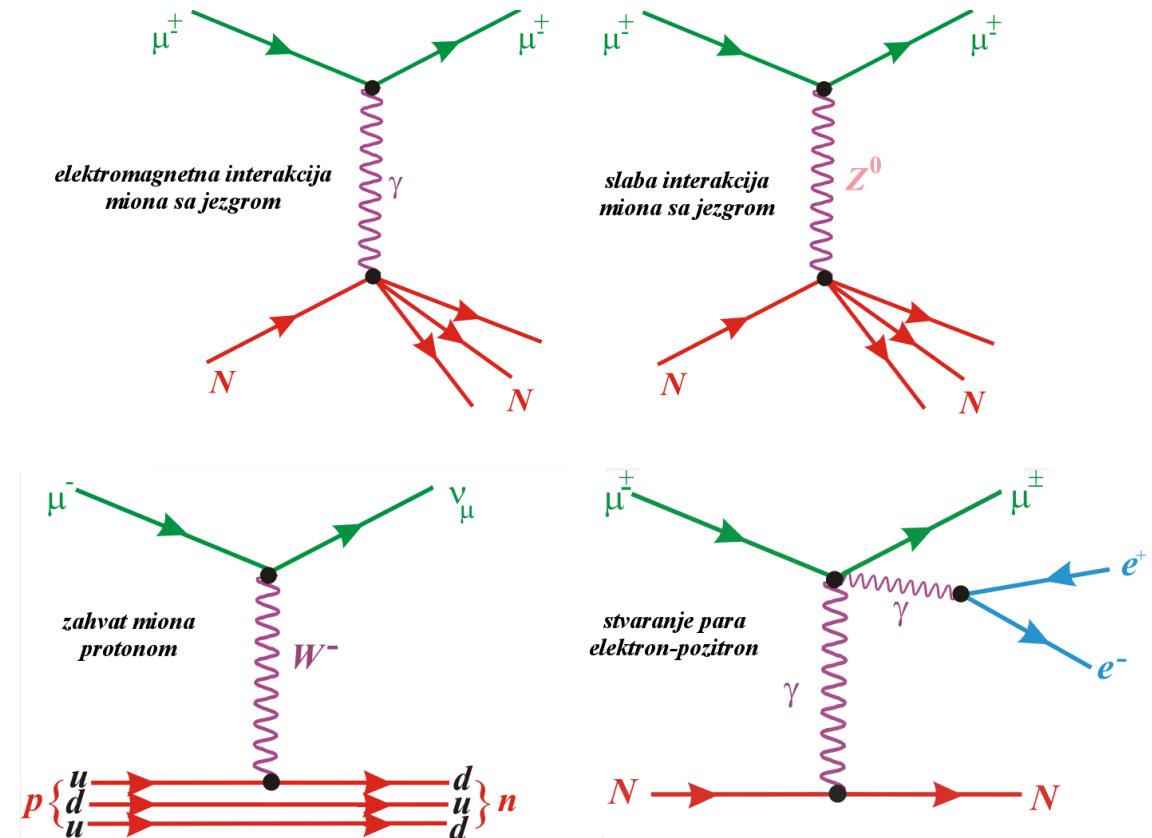
где је I – интензитет монда након проласка кроз апсорбер, I_0 – интензитет монда испред

apsorbera, d je parametar određen formulom $d = 1 + m/10$ (m – debljina apsorbera u mwe). Ova jednačina opisuje fluks miona sa tačnošću od 5 % za debljine apsorbera do 100 mwe i 10 % za debljine apsorbera do 1000 mwe. Merenje atenuacije u debelim apsorberima Pb i Fe je pokazalo dobro slaganje sa ovom jednačinom.

Kada se mioni zauštave u nekoj sredini, atomska jezgra privlače mion. Pošto je masa miona mnogo veća od mase elektrona, onda mion lako dolazi na mesto elektrona u atomskom omotaču i brzo (od 10^{-13} s do 10^{-14} s) prelazi na $1s$ nivo (pri prelazima na niža elektronska stanja emituje se mionsko x -zračenje). Tada su moguća dva procesa:

- zahvat protonom iz jezgra $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ ($\mu^- + X(Z, A) \rightarrow Y(Z - 1, A) + \nu_\mu$)
- raspad miona $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$

Verovatnoća zahvata zavisi od rednog broja atoma sredine, proporcionalan je četvrtom stepenu Z . Dakle, raspad je verovatniji u sredinama sa malim rednim brojem. Verovatnoća raspada jednaka je sa verovatnoćom zahvata za atom ugljenika ($Z = 6$). Nakon zahvata miona protonom, jezgro je u pobuđenom stanju, tako da otpušta neutron (broj otpuštenih neutrona zavisi od masenog broja jezgra). Proces zahvata protonom iz jezgra postaje značajan izvor neutrona u sredinama sa visokim rednim brojem.



Slika III.10: Feynman-ovi dijagrami interakcije miona (vreme teče sa leva na desno)

///.3 Interakcija miona sa atmosferom

Mioni nastaju raspadom nanelektrisanih piona na nadmorskoj visini od 15 km. Oni imaju približno isti pravac kao i pioni i u proseku dobijaju oko 80 % energije piona. Mioni mogu nastati i poluleptonskim raspadima šarm mezona (mezoni koji sadrže c kvark). Šarm mezoni imaju kratko vreme života (oko 10^{-12} s) i raspadaju se odmah nakon nastanka, na ovaj način nastaju mioni velikih energija.

Kritična energija miona u vazduhu je 1.11 TeV. [13] Mioni sa energijom većom od kritične, gube energiju zračenjem (stvaranje parova, zakočno zračenje ili fotonuklearna interakcija), dok je za mione sa energijom manjom od kritične dominantan proces ionizacija ili ekscitacija.

Pri kretanju kroz atmosferu, mioni najčešće gube energiju ionizacijom i to oko 1.8 MeV po 1 g/cm^2 , što je oko 2 GeV pre nego što stignu do površine Zemlje. Na primer, mion energije 3 GeV ima srednji slobodan put oko 20 km, tako da on prolazi kroz atmosferu bez da se raspade ili izgubi svu svoju energiju. Na visini od 10 km (dubina od 270 g/cm^2) formirano je oko 90 % miona od ukupnog broja koji nastaje u atmosferi. Verovatnoća da mion stigne do površine Zemlje, vertikalno prolazeći kroz atmosferu sa visine od 10 km je [29]:

$$P = e^{-\frac{10\,000 \cdot [m]}{c \cdot t}} \quad (\text{III.11})$$

gde je: c – brzina svetlosti, a t – vreme života miona u laboratorijskom sistemu

$$t = \tau_\mu \cdot \frac{E_\mu}{m_\mu c^2}$$

(E_μ – ukupna energija, m_μ – masa miona, a τ_μ – vreme života miona). Do površine Zemlje dođe oko 20 % miona sa energijama 1 GeV i 80 % sa energijom 10 GeV.

Energijski spektar miona, na mestu njihovog nastanka, je isti kao i spektar piona. Dalje se njihov spektar, pri prolasku kroz atmosferu, modifikuje. Ispod 1 GeV energijski spektar je ravan, sa povećanjem energije počinje da raste i spektar miona u intervalu energija od 10 do 100 GeV je odraz spektra piona. Na većim energijama spektar miona brže opada, jer pioni na ovim energijama interaguju sa jezgrima iz atmosfere pre nego što se raspade. [11, 29, 34]

Pri kretanju kroz atmosferu, ako su izgubili dovoljno energije, mioni se raspade, pri čemu elektron odnosi oko 1/3 kinetičke energije miona, dok ostatak dobijaju neutrini. Maksimalna kinetička energija koju elektroni mogu dobiti, raspadom miona koji miruje, je oko 50 MeV, srednja energija elektrona je 40 MeV.

Srednja energija miona na površini Zemlje je oko 4 GeV, što znači da je na mestu nastanka njihova srednja energija bila oko 6 GeV. Srednji fluks miona na površini Zemlje je oko 1 mion svakog minuta na svaki cm^2 površine, što čini oko 80 % svih nanelektrisanih sekundarnih kosmičkih zraka koji dođu do površine Zemlje.

Fluks miona na površini Zemlje tako zavisi od geografske širine, veći je na većim geografskim širinama, a manji blizu ekvatora, zbog magnetnog polja Zemlje. Fluks se menja i u zavisnosti od aktivnosti Sunca. Intenzitet miona zavisi i od ugla pod kojim se mion posmatra i proporcionalan je sa $\cos^2 \theta$.

Osim miona, na površini Zemlje, sekundarne kosmičke zrake čine i druge čestice. Broj protona, nakon prolaska kroz atmosferu, se smanji. Broj protona energije 200 MeV smanji se 2000 puta, dok se broj protona energija 10 GeV smanji čak 5000 puta. Pored protona i miona, deo fluksa sekundarnih kosmičkih zraka na površini Zemlje, čine i elektroni, pozitroni i fotoni. Deo elektrona i pozitrona potiče i od raspada miona i antimiona. Neutralni deo fluksa čine elektronski i mionski neutrino, koji nastaju raspadima mezona i miona. Fluks sekundarnih kosmičkih zraka na nivou mora prikazan je u tabeli III.2. [11, 19, 29]

Tabela III.2: *Fluks sekundarnih kosmičkih zraka*

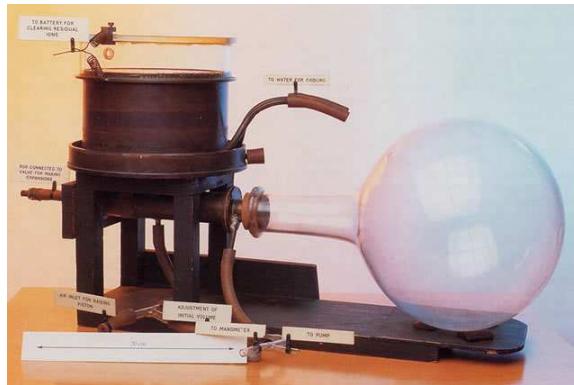
Čestica	Fluks [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
<i>mioni</i>	1.91
<i>neutroni</i>	0.65
<i>elektroni</i>	0.46
<i>protoni</i>	0.017
<i>pioni</i>	$1.3 \cdot 10^{-3}$

GLAVA IV

Detektorski sistem

Detektori su uređaji koji služe za otkrivanje radioaktivnog zračenja ili čestica i određivanje njihovih karakteristika. Različite metode detekcije su se razvijale zajedno sa upoznavanjem načina interakcije zračenja sa materijom. Bolje poznavanje procesa koji se dešavaju pri prolasku zračenja kroz materiju omogućava konstruisanje kvalitetnijih detektora.

Razvoj detektora počinje otkrićem radioaktivnosti. Prvi detektori bile su fotografске ploče, pomoću kojih je W. C. Rontgen 1895. godine otkrio x -zrake. Dalje su korišćeni spintariskop i elektroskop... Prvi detektor tragova koji je vizuelno prikazao procese između čestica konstruisao je S. T. R. Wilson 1912. godine sasvim slučajno. Ovaj škotski fizičar, zainteresovan za meteorologiju, 1893. godine posmatrao je formacije oblaka na planini *Ben Nevis*. Konstruisanjem komore za veštačke oblake je otkrio i njenu dodatnu primenu – detekciju čestica. Naime, pri prolazu čestica kroz prezasićenu paru neke tečnosti, formiraju se centri za kondenzaciju i formira se trag čestice. Trag je sastavljen od sitnih kapi koje su nastale oko jona koje je upadna čestica ostavila. Wilson je za konstruisanje maglene komore, 1927. godine, podelio Nobelovu nagradu za fiziku sa A. H. Compton-om za otkriće Comptonovog efekta. Maglena komora koju je konstruisao Wilson prikazana je na slici IV.1.



Slika IV.1: Wilson-ova maglena komora [36]

Detektori su apstraktan svet mikroprocesa prebacili u naš svet i omogućili uvid u do tada "nevidljive" procese. Pored razvoja samih detektora, razvijali su se elektronski uređaji koji su obradivali dobijenu informaciju nakon detekcije čestice (sa optičkih merenja prešlo se na elektronske). Dakle, detektori su omogućili napredak i razvoj nuklearne fizike i fizike čestica.

Detektorski sistemi, pored toga što pokazuju da li postoji zračenje ili čestica, daju i informaciju o osobinama čestice na osnovu njene interakcije. Detektor treba da utvrdi:

- ◊ postojanje čestice (da li je prošla kroz detektor)
- ◊ osnovne osobine čestice (masa, nanelektrisanje) – mogu se dobiti na osnovu zakrivljenosti putanje ili vremena prolaska kroz detektor
- ◊ spektrometrija – određivanje deponovane energije čestice u detektoru
- ◊ vremensku zavisnost događaja u detektoru
- ◊ i rekonstruiše putanje čestica

Osnovne karakteristike detektora su:

- ▷ *Efikasnost* predstavlja sposobnost detektora da registruje zračenje ili česticu koja je kroz njega prošla. Efikasnost određuje verovatnoću da se čestica detektuje nakon prolaska kroz detektor. Najčešće se izražava u procentima. Efikasnost detektora zavisi od veličine i vrste materijala detektora.
- ▷ *Energijska rezolucija* je veličina koja karakteriše sposobnost detektora da razlikuje dve čestice bliskih energija. Energijska rezolucija zavisi od energije koju čestica deponuje u detektoru. Detektor je bolji ako ima manju energijsku rezoluciju.
- ▷ *Vremenska rezolucija* predstavlja vremenski interval nakon kojeg detektor može da registruje drugu česticu posle prolaska prve. To je sposobnost detektora da razdvoji dva vremenski bliska događaja.
- ▷ *Mrtvo vreme* detektora je vreme tokom kojeg detektor nije u stanju da registruje česticu.
- ▷ *Osetljivost* predstavlja sposobnost detektora da registruje male intenzitete zračenja. Nijedan detektor ne može da ima istu osetljivost za sve vrste zračenja ili čestica svih energija. Tako da se u zavisnosti od tipa zračenja koristi drugačiji detektor.

U zavisnosti od vrste čestice i informacije koju je potrebno dobiti koriste se različiti detektori:

– za *nanelektrisane čestice* koriste se gasni detektori (jonizaciona komora, Geiger-Muller-ov brojač, multižičana komora), scintilacioni detektori, poluprovodnički detektori, Čerenkov-ljev detektor...

– za *neutralne čestice*

 ~ *fotoni* – scintilacioni detektori, germanijumski poluprovodnički detektor
 ~ *neutroni* – tečni scintilatori

 ~ *neutrini* – Čerenkov-ljev detektor, nuklearne reakcije (zakon održanja energije)

Detaljnije će biti objašnjeni scintilacioni detektor i fotomultiplikator.

/V.1 Scintilacioni detektori

Scintilacioni detektori su jedni od najstarijih i najviše korišćenih detektora. Scintilacioni detektori koriste osobinu nekih materijala da emituju mali bljesak svetlosti (*scintilacija*) pri prolasku zračenja ili čestice. Najstariji scintilacioni detektor je atmosfera koja detektuje brze elektrone i emituje polarnu svetlost.

Kod prvih scintilacionih detektora, emitovana svetlost je posmatrana golim okom. Nakon nekog perioda akomodacije oka u mraku, ono može da uoči oko 15 fotona kao jedan bljesak svetlosti, ako su fotoni emitovani za desetinu sekunde i ako se njihova talasna dužina poklapa sa maksimumom osetljivosti oka. [15] Kasnije je otkriveno da desetina sekunde približno odgovara konstanti vizuelne percepcije, a kada čestica ili zračenje prolaskom kroz scintilator deponuje energiju oko 3 eV emituju se fotoni u zelenoj oblasti spektra. [20]

Prvi scintilacioni detektor, spintariskop, konstruisao je W. Crookes 1903. godine. Spintariskop (grčka reč sa značenjem bljesak, svetlucanje) se sastoji od ekrana koji je napravljen od cink-sulfida, jednog uveličavajućeg sočiva i izvora α čestica (radijum, uran) (slika IV.2). Kada α čestica udari u cink-sulfid emituju se scintilacije. Uz pomoć spintariskopa E. Rutherford-ovi saradnici H. Geiger i E. Marsden su utvrđili prostornu distribuciju rasejanja α čestica na listićima zlata.

Razvoj ove vrste detektora je prestao zbog male osetljivosti oka. Prvi scintilacioni detektor koji je koristio organski scintilator konstruisao je H. P. Kallmann 1937. godine. On je primetio da neke organske supstance emituju svetlost nakon ozračivanja ultraljubičastom svetlošću. Do prekida u istraživanju ove pojave došlo je zbog Drugog Svetskog rata, tako da je tek 1947. godine Kallmann pokazao da su rastvori nekih organskih supstancija značajan izvor scintilacija kada kroz njih prođe ionizujuće zračenje ili čestica.

S. Curran i W. Balkier su 1944. godine povezali scintilator sa novootkrivenom fotomultiplikatorskom cevi i konstruisali prvi elektronski scintilacioni detektor. Kada je, 1948. godine, ustanovljeno da kristali natrijum-jodida, koji su dobri scintilatori, mogu da narastu do velikih dimenzija, ovi kristali u kombinaciji sa fotomultiplikatorima su našli primenu za detektovanje zračenja.



Slika IV.2: *Crookes-ov originalni spintariskop* [41]

IV.2 Scintilatori

Scintilacija predstavlja luminescenciju indukovana prolaskom ionizujućeg zračenja ili čestice. Luminescencija je proces pri kojem se emituje svetlost nakon pobuđivanja ili ionizacije atoma. Prema vremenu nakon kojeg nastaju, luminescencija se može podeliti na: fluorescenciju i fosforescenciju. *Fluorescencija* se javlja naponsredno nakon apsorpcije, u okviru od 10^{-9} do 10^{-6} s, za atomske i molekulske prelaze je potrebno oko 10^{-8} s i ne zavisi od temperature. *Fosforescencija* se javlja kada je vremenski interval emisije mnogo veći od 10^{-6} s, u ovom slučaju pobuđeni atomi i molekuli ostaju u metastabilnom stanju. Svetlost emitovana fosforescencijom je veće talasne dužine u odnosu na svetlost emitovanu procesom fluorescencije. Za detektovanje čestica, koristi se proces fluorescencije.

Intenzitet svetlosti koju scintilator emituje opada eksponencijalno sa vremenom. Osnovni problem za detektovanje čestica scintilatorima je taj što je talasna dužina emitovane svetlosti jednaka talsnoj dužini apsorbovane, tako da su materijali neprozirni za sopstvenu svetlost.

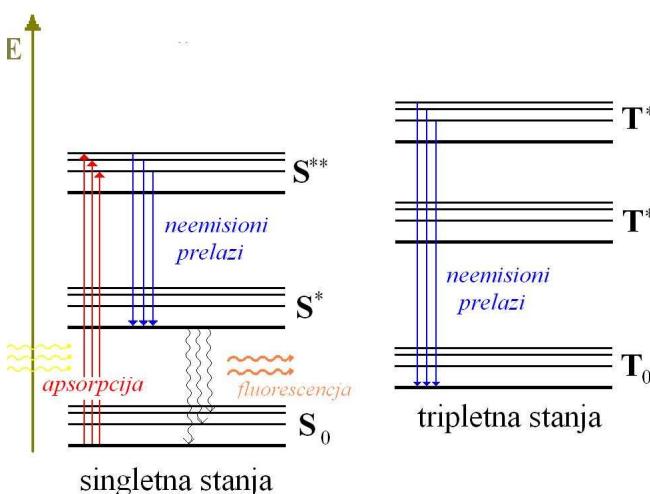
Scintilatori se dele na organske, neorganske, gasovite i stakla.

IV.2.1 Organski scintilatori

U organske scintilatore sadaju aromatična jedinjenja ugljovodonika sa benzenom. Karakteristika organskih scintilatora je veoma kratko vreme gorenja (oko ns).

Scintilacije u organskim jedinjenjima nastaju pri prelazu slobodnih valentnih elektrona u molekulima. Ovi elektroni ne pripadaju ni jednom atomu molekula, već formiraju π molekulsku orbitalu. Singletna i tripletna elektronska stanja molekula organskog scintilatora pri-

kazana su na slici IV.3. Osnovno elektronsko singletno stanje označeno je sa S_0 , dok su pobuđena stanja S^* , S^{**} , ... Osnovno tripletno stanje označeno je sa T_0 , a pobuđena T^* , T^{**} , ... Svaki elektronski nivo je prikazan sa četiri vibraciona nivoa (rotacioni novovi, u ovom slučaju, nisu prikazani). Energijski razmak između elektronskih nivoa je reda veličine nekoliko eV, dok se vibracioni nivoi nalaze na nekoliko desetih delova eV.



Slika IV.3: Singletna i tripletna elektronska stanja molekula organskog scintilatora

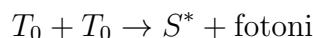
Jonizaciona energija upadne čestice ili zračenja pobuđuje elektrone sa osnovnog na više elektronske i vibracione nivoe (označeno crvenim prelazima na slici IV.3).

Pobuđeni molekul za veoma kratko vreme (manje od 10 ps) *neemisionim prelazima* prelaze u prvo pobuđeno singletno elektronsko stanje S^* (plavi prelazi na slici IV.3). Kod neemisionih prelaza, elektronska energija pobuđivanja se pretvara u toplotnu. Pri uspostavljanju termičke ravnoteže, molekuli u prvom pobuđenom singletnom stanju, sudarima sa susednim molekulima gube i vibracionu energiju, tako da se molekuli nalaze u prvom pobuđenom singletnom stanju sa nultom vibracionom energijom.

Kada se molekul nalazi na prvom pobuđenom nivou, postoji velika verovatnoća za radijacioni (emisioni) prelaz na osnovno singletno elektronsko stanje (na nekom od vibracionih nivoa u tom elektronском stanju) u vremenskom intervalu od nekoliko ns (ovi prelazi na slici IV.3 prikazani su talasastim linijama). Ovaj vremenski interval predstavlja srednji život trajanja fluorescencije.

Pri prelazu sa prvog pobuđenog elektronskog nivoa na neki vibracioni nivo osnovnog elektronskog stanja emituje se zračenje manje energije (u odnosu na energiju potrebnu za apsorpciju pri prelazu sa osnovnog na pobuđeno stanje). Dakle, emitovana svetlost je veće talasne dužine od svetlosti koju telo apsorbuje – čime scintilator postaje prozračan za sopstvenu svetlost. Razlika talasnih dužina emitovane i apsorbovane svetlosti predstavlja Stokes-ovo pomeranje.

Za poduđena tripletna stanja, dešavaju se slični neemisioni prelazi koji molekule dovode u osnovno tripletno elektronsko stanje. Iako je prelaz sa tripletnog na singletno stanje moguć, on je zabranjen izbornim pravilima (verovatnoća za ovaj prelaz je mala). Molekul u osnovnom tripletnom stanju, prelazi u osnovno singletno elektronsko stanje, interakcijom sa drugim molekulom u osnovnom tripletnom elektronском stanju:



pri čemu jedan molekul je u osnovnom singletnom stanju, a drugi u prvom pobuđenom singletnom stanju, i dolazi do emisije zračenja. Na ovaj način scintilacije se emituju sa zakašnjnjem i obično pripadaju plavom i zelenom delu spektra.

Organski molekuli kao scintilatori imaju veliku primenu i u detektorima se koriste u formi monokristala, tečnosti ili plastika:

- * **ORGANSKI KRISTALI** najpoznatiji su antracen, stilben i naftalin. Imaju kratko vreme gorenja (osim antracena) i lošu energijsku rezoluciju (zbog anizotropije). Sastavljeni su od lakih elemenata, tako da su pogodni za detekciju β čestica, ali zbog ostalih loših osobina, praktično se ne koriste za detekciju čestica. Antracen ima najveću konverzionu efikasnost (odnos broja emitovanih fotona na MeV apsorbovane energije) u odnosu na organske scintilatore, tako da se konverziona efikasnost drugih scintilatora izražava kao procentualni ideo konverzione efikasnosti antracena.
- * **ORGANSKE TEČNOSTI** predstavljaju organske scintilatore rastvorene u organskim tečnostima. Organske tečnosti se razlikuju po načinu apsorpcije energije: kod rastvora deponovanu energiju prvo apsorbuje rastvarač, koja se potom prenosi na rastvorenu supstancu, ovaj prenos se odvija veoma brzo. Najpoznatiji rastvarači

su ksiljen i touljen, a rastvorena supstanca terpenil. Mogu se praviti u razlicitim oblicima i zapreminama. Takođe, mogu se mešati sa drugim supstancama, što omogućava dodavanje pomerača talasnih dužina (supstance koje apsorbuju svetlost jedne talasne dužine, a emituju svetlost na drugoj talasnoj dužini). Na ovaj način može se podesiti da emitovana svetlost scintilatora odgovara maksimumu osetljivosti katode fotomultiplikatora.

- * PLASTICI su rastvori organskih scintilatora u čvrstoj prozirnoj plasti, najrasprostranjeniji je terfenil u polistirenu. Mehanizam apsorpcije energije je isti kao i kod tečnih scintilatora. Plastici imaju jako brz signal sa veoma kratkim vremenom gorenja od oko 2 do 3 ns i visokom konverzionom efikasnošću (oko 1 foton na 100 eV deponovane energije). Osnovna prednost plastika je njihova fleksibilnost i mogućnost lakog oblikovanja (cilindri, šipke, vlakna, tanki filmovi, ploče, ...). Otporni su na vodu, metil, silikon, međutim reaguju sa acetonom i drugim aromatičnim jedinjenjima. Koriste se za detekciju γ zraka, α i β čestica i brzih neutrona.

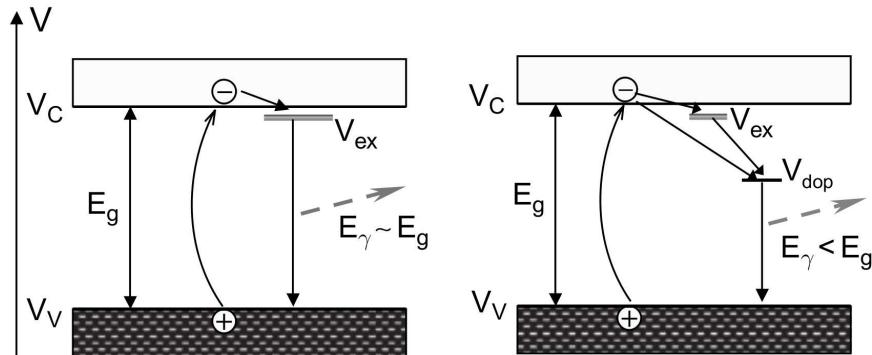
IV.2.2 Neorganski scintilatori

U neorganske scintilatore se uglavnom sastavaju monokristali alkalnih halogenida sa nekim primesama, najzastupljeniji je natrijum-jodid sa primesom talijuma $NaI(Tl)$. Imaju oko 2 do 3 puta duže vreme gorenja u odnosu na organske scintilatore. Glavni nedostatak je higroskopnost, zbog čega moraju biti upakovani u zaštitni omotač.

Prednost neorganskih kristala u detekciji je njihova bolja sposobnost zaustavljanja čestice, zbog veće gustine i većeg atomskog broja. Od svih scintilatora, neorganski kristali imaju najveću konverzionu efikasnost što omogućava bolju energijsku rezoluciju. Najviše se primenjuju za detekciju γ zraka i visoko energijskih elektrona i pozitrona.

Mehanizam nastajanja scintilacija, kod organskih scintilatora je posledica elektro-nske konfiguracije molekula, dok je kod neorganskih kristala posledica kristalne strukture i zonske teorije. Širina zabranjene zone je od 3 do 10 eV. Pri prolazu na-elektrisane čestice ili jonizujućeg zračenja kroz kristal moguća su dva procesa. Ako upadna čestica ima dovoljno energije dolazi do ekscitovanja elektrona iz valentne u provodnu zonu, pri čemu nastaje šupljina u valentnoj zoni. Ako energija predata elektronu nije dovoljna za prelaz do provodne zone, elektron sa šupljinom formira vezano stanje – eksiton. Energijski nivo eksitonu se nalazi nešto ispod provodne zone (slika IV.4). Eksiton mogu slobodno da se kreću kroz kristal i nakon nekog vremena mogu da se deeksituju sudarom ili rekombinuju emitovanjem fotona. Verovatnoća za rekombinaciju eksitonu i emitovanje fotona, na sobnoj temperaturi, je mala, postaje značajna tek na niskim temperaturama. Što je razlog za dopiranje kristala aktivacionim centrima koji formiraju energijske nivoje u zabranjenoj zoni, tako da se verovatnoća za emitovanje fotona (scintilaciju) povećava. Čistom neorganskom monokristalu dodaju se primeće ili aktivatori u malom procentu (oko 0.1 %) da bi stvorili luminescentne centre kako bi kristali postali transparentni za emitovanu svetlost. Emitovani foton ima manju energiju (veću talasnu dužinu) kod kristala sa aktivacionim centrima nego

kod nedopiranih kristala. Maksimalni intenzitet emitovane i apsorbovane svetlosti za čist kristal natrijum-jodida je na 303 nm, dok dopirani talijumom ima maksimum na 410 nm.



Slika IV.4: Energijski nivoi u čistom i dopiranom kristalu

V_c – provodna zona, V_v – valentna zona, V_{dop} – dopiran nivo, V_{ex} – nivo na kojem se formira eksciton, E_g – širina zabranjene zone, E_γ – energija emitovanog fotona

IV.2.3 Gasoviti scintilatori

U gasovite scintilatore svrstavaju se plemeniti gasovi (ksenon, kripton, argon i helijum) i azot. Prolaskom nanelektrisane čestice ili jonizujućeg zračenja atomi gase se pobuđuju i scintilacije nastaju deekscitacijom pobuđenih atoma. Vreme gorenja je jako kratko. Emitovana svetlost je u ultraljubičastom delu spektra na koje fotomultiplikatori nisu efikasni. Jedan način prevazilaženja ovog problema je premazivanje zidova detektora pomeračem talasnih dužina u plavo-zeleni deo spektra. Kao pomerač talasne dužine najčešće se koristi difenilstilben. Gasoviti scintilatori se koriste za detektovanje teških nanelektrisanih čestica i fisionih delova.

IV.2.4 Stakla

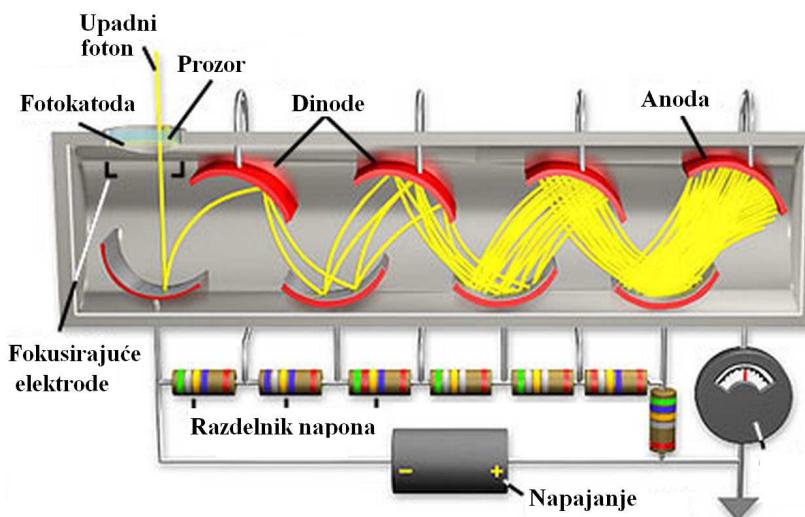
U staklaste scintilatore spadaju silikati litijuma ili bora koji se aktiviraju cerijumom. Stakla se kao scintilatori prvenstveno koriste za detekciju neutrona, a osetljivi su i na β i γ zrake. Jedna od njihovih značajnih karakteristika je otpornost na spoljašnje uslove, tj. na sve organske i neorganske reagense osim na fluorovodoničnu kiselinu. Zbog ove osobine posebno su pogodni za korišćenje u ekstremnim uslovima. Imaju malu konverziju efikasnosti.

Dobar scintilator treba da ima sledeće osobine: visoka efikasnost pretvaranja deponevane energije u scintilaciono zračenje, transparentnost za sopstveno zračenje, talasna dužina emitovane svetlosti mora da odgovara maksimumu spektralne osetljivosti fotomultiplikatora, kratko vreme gorenja.

/V.3 Fotomultiplikatori

Fotomultiplikatori su elektronske cevi koje pretvaraju svetlost u merljivi električni signal. Konstruisanje fotomultiplikatora zasnovano je na dva prethodna ostvarenja – otkrivanje fotoelektričnog efekta i sekundarne emisije (sposobnost elektrona da u vakuumskoj cevi izazove dodatno izbacivanje elektrona sa elektrode). Fotomultiplikator sa konstrukcijom koji se danas koristi razvili su V. Zworykin i J. A. Rajchman 1939. godine.

Fotomultiplikator je elektronska cev cilindričnog oblika koja se sastoji od katode, koja je napravljena od fotoosetljivog materijala, zatim od sistema dinoda i anode, svi elementi se nalaze u vakuumskoj staklenoj cevi. Princip rada fotomultiplikatora prikazan je na slici IV.5.



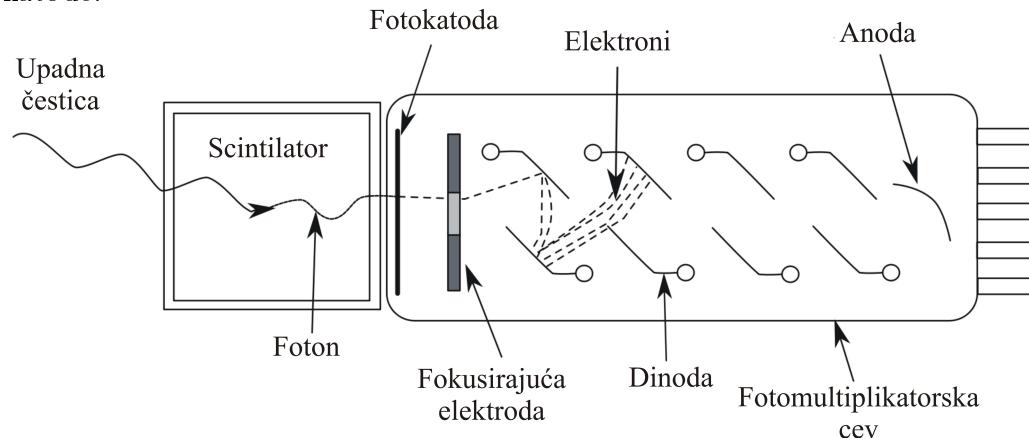
Slika IV.5: Šematski prikaz fotomultiplikatora

Katoda je vezana za negativni, a anoda za pozitivni pol izvora visokog napona. Napon se od katode, preko dinoda, do anode povećava i reguliše razdelnikom napona. Kada foton, na primer iz scintilatora, padne na fotokatodu, emituje se elektron fotoelektričnim efektom. Zbog postojanja električnog polja između elektroda, elektron sa fotokatode se ubrzava do prve dinode. Pri udaru elektrona u dinodu, elektron joj predaje energiju, što ima za posledicu emitovanje sekundarnih elektrona. Dalje se elektroni ubrzavaju električnim poljem do naredne dinode, sa koje izbacuju još elektrona, na taj način se kaskadno povećava broj elektrona. Raspodela potencijala između dinoda reguliše se razdelnikom napona. Na kraju, anoda sakuplja sve elektrone, čime se dobija signal koji se dalje analizira.

Fotomultiplikatori mogu da rade na dva načina: kontinualno (pod stalnim osvetljenjem) ili impulsno (kod scintilacionog detektora). Pod pretpostavkom da su katoda i sistem dinoda linearno povezane, jačina struje na izlazu fotomultiplikatora je proporcionalna broju upadnih fotona. Dakle, povezivanjem scintilatora i fotomultiplikatora može se dobiti informacija o prisustvu čestice i njenoj energiji.

IV.4 Detekcija ionizujućeg zračenja

Scintilacioni detektor se sastoji od scintilatora, fotomultiplikatora, pojačavača i drugih elektronskih uređaja (slika IV.6). Može se konstruisati optičkim kontaktom scintilatora i prozora fotomultiplikatora, pri čemu spoljašnja svetlost ne sme da dođe do fotokatode.



Slika IV.6: Šematski prikaz scintilacionog detektora

Kada upadna čestica, odnosno ionizujuće zračenje prođe kroz scintilator emituje se scintilacija. Emitovani fotoni dalje prolaze kroz prozor fotomultiplikatora i dolaze do fotokatode. U fotomultiplikatoru vrši se kaskadno umnožavanje broja elektrona i sa anode se signal dalje vodi na pojačavačku elektroniku.

Visina naponskog signala na anodi odgovara količini svetlosti koja je pala na fotokatodu. Pošto je energija upadne čestice proporcionalna emitovanoj količini svetlosti, znači da visina naponskog signala odgovara energiji upadne čestice ili ionizujućeg zračenja.

Prednosti scintilacionih detektora su:

- ✓ *osetljivost* – iznad neke minimalne vrednosti energije, većina scintilatora ima linearnu zavisnost deponovane energije u scintilatoru i napona na anodi;
- ✓ *kratko vreme gorenja* – scintilacioni detektori spadaju u brze instrumente jer je njihovo mrtvo vreme malo u odnosu na druge detektore, što za posledicu ima visoku vremensku rezoluciju;
- ✓ kod nekih scintilacionih detektora moguće je razlikovati čestice na osnovu njihovog oblika signala.

GLAVA V

Opis eksperimenta

Eksperiment je postavljen u prizemlju Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu (nadmorska visina 80 m). Iznad detektorskog sistema nalazi se pokrovni sloj od 15 cm betona.

Detektorski sistem sastoji se od dva plastična scintilaciona detektora.

V.1 Plastični scintilacioni detektor

Plastični scintilacioni detektori su tipa R500x50 N 500/2-E2-P-X, proizvođača *SCIONIX* (Holandija). Scintilacioni materijal je *polistiren* koji je obložen refleksionim slojem preko kojeg se nalazi neprozirni sloj vinil-folije. [9] Osnovne karakteristike polistirena date su u tabeli V.1.

Tabela V.1: Karakteristike polistirena [34]

Polistiren	$[C_6H_5CHCH_2]_n$	
odnos rednog i masenog broja	$\langle Z/A \rangle$	0.53768
gustina	ρ	1.06 g/cm ³
srednji ionizacioni potencijal	I	68.7 eV
indeks prelamanja	n	1.59
kritična energija miona	$E_{\mu c}$	1 183 GeV

Dimenzije scintilacionog detektora su $50\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 5\text{ cm}$, dakle njegova masa je 12.9 kg. Scintilacioni detektor povezan je sa fotomultiplikatorom. Fotografija scintilacionog detektora data je na slici V.1. Kosmičko zračenje u detektoru generiše impulse od 3 V do 5 V. Zbog malog rednog broja polistirena, verovatnoća za fotoefekat se može zanemariti.



Slika V.1: Fotografija scintilacionog detektora u laboratoriji

V.2 Nuklearna elektronika

Nakon prolaska čestice kroz detektor, proizvodi se električni signal, koji se dalje transformiše u elektronskim kolima, da bi se dobio signal koji se može koristiti. Osnovne komponente detektorskog sistema su [20]:

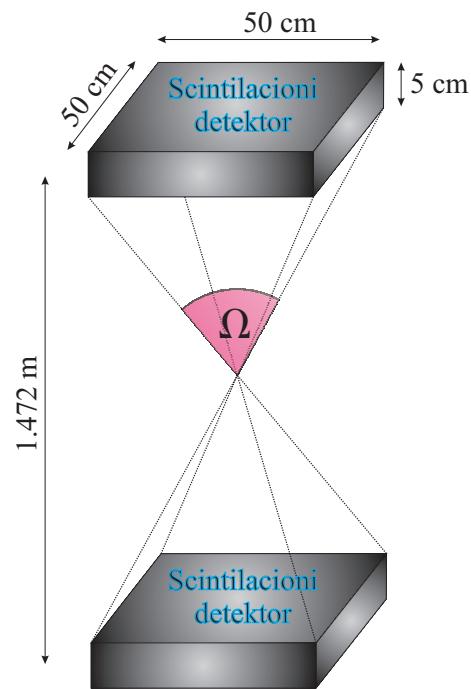
- ▷ PRETPOJAČAVAČ (**PAMP**) je uređaj čija je osnovna funkcija da pojača slab signal iz detektora i da taj signal prenese do sledećeg elektronskog uređaja. Obično su postavljeni odmah iza detektora (da se jačina signala ne bi smanjila pri prolasku kroz kablove pre pojačavanja). Postoje tri vrste pretpojaca: strujni, naponski i osetljivi na nanelektrisanje. Izlazni signal obično nije mnogo pojačan, ali je prilagođen tako da se može dalje transportovati bez gubitaka. Pretpojaca služi za usklađivanje impedansi detektora sa ostalim komponentama elektronskog sistema.
- ▷ POJAČAVAČ (**AMP**) ima dve svrhe, da pojača signal iz pretpojaca i da ga preoblikuje u formu pogodnu za dalju obradu, tako da pri ovim transformacijama, informacija polaznog signala bude sačuvana. Potrebne osobine pojačavača su linearnost i stabilnost.
- ▷ POJAČAVAČ BRZIH SIGNALA (**TFA**) oblikuje signal sa brzim vremenom porasta (10 – 100 ns) tako da smanji gubitke i šum.
- ▷ DISKRIMINATOR odbacuje električne signale čija je visina manja od određene vrednosti (prag diskriminatora). Diskriminator je uređaj koji generiše logički impuls kada god detektorski signal zadovolji dati kriterijum (kada signal ima veći napon od graničnog). U ovom eksperimentu se koristi diskriminator konstantne frakcije (**CFD**) koji razdvaja analogne signale na osnovu vremena porasta.
- ▷ ANALOGNO-DIGITALNI PRETVARAČ (**ADC**) je elektronski uređaj koji analogni signal pretvara u digitalni.
- ▷ SKALER je uređaj koji registruje (broji) pojedinačne signale. Za ispravan rad skalera signali moraju biti pravilnog oblika, tj. pre skalera signal treba da prođe kroz diskriminator ili pojačavač za oblikovanje signala.
- ▷ VIŠEKANALNI ANALIZATOR (**VKA**) je instrument koji razvrstava ulazne signale na osnovu njihove visine i broji koliko ima signala određene visine. Višekanalni analizator služi za dobijanje energijskog spektra, ceo energijski spektar je podeljen na kanale, a događaji se broje u svakom kanalu.
- ▷ PRETVARAČ VREMENA U AMPLITUDU (**TAC**) je uređaj koji pretvara vremenski interval između dva impulsa u izlazni signal (naponski) čija je visina proporcionalna tom vremenskom intervalu. Ovaj pretvarač počinje sa merenjem od START impulsa, a završava se kada naiđe na STOP impuls.
- ▷ KOINCIDENTNI UREĐAJ određuje da li su dva ili više signala istovremeni, ako jesu na izlazu se javlja logički signal.
- ▷ LINIJA ZA KAŠNJENJE je uređaj koji kasni signal za neki vremenski interval (od nekoliko ns do nekoliko s) tako da signal ostaje nepromenjen. Ove linije se koriste kada postoje dva različita detektora koja ne rade istom brzinom.

V.3 Princip rada detekcionog sistema

U eksperimentalnoj postavci koja je realizovana dva plastična scintilaciona detektora rade u *koincidentnom* režimu, tj. registruju se samo oni mioni koji prođu kroz oba detektora.

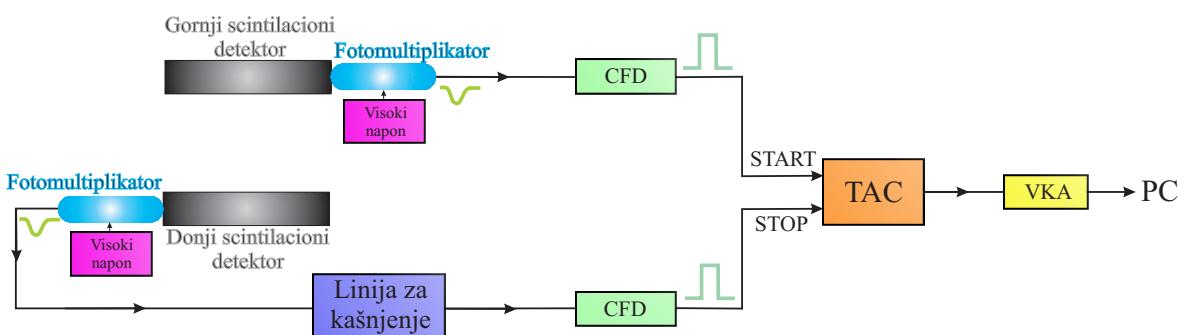
Pored vertikalne komponente, mioni mogu da uđu u detektore i pod nekim uglom. Što je upadni ugao miona veći, veći je i pređeni put miona u detektoru, kao i gubici energije u detektorima. Samo mioni koji normalno padaju na detektor imaju minimalan gubitak energije i minimalan pređeni put između detektora.

Rastojanje između scintilacionih detektora je 1.472 m, tako da formiraju neku vrstu teleskopa za kosmičke mione (slika V.2). Broj detektovanih miona zavisi od prostornog ugla detektorskog sistema, pri čemu mali prostorni ugao omogućava bolju definisanost fluksa vertikalnih miona. U prikazanoj geometriji prostorni ugao je $\Omega = 0.46 \text{ sr}$.



Slika V.2: Prostorni ugao koji obrazuju scintilacioni detektori

Na slici V.3 dat je šematski prikaz detektorskog sistema.



Slika V.3: Šema detektorskog sistema
(CFD – diskriminator konstantne frakcije, TAC – pretvarač vremena u amplitudu,
VKA – višekanalni analizator)

Kosmički mioni koji prolaze kroz gornji scintilacioni detektor, stvaraju scintilacije u njemu koje se prenose do fotomultiplikatora. U fotomultiplikatoru nastaje električni signal koji je proporcionalan intenzitetu scintilacija koju je upadni mion izazvao. Ovaj električni signal se dalje prenosi kroz 50Ω koaksijalni kabal do diskriminatora CFD. Zatim se signal iz CFD-a koji pripada grani gornjeg detektora vodi na START ulaz TAC pretvarača.

Nakon prolaska kroz gornji scintilacioni detektor, mion prolazi kroz donji, u kojem takođe prouzrokuje scintilacije. Na isti način scintilacije se prenose do fotomultiplikatora, a nastali električni signal kroz 50Ω koaksijalni kabal do drugog CFD. Signal iz CFD-a, koji pripada grani donjeg detektora, se dovodi na STOP ulaz TAC-a.

Diskriminator je podešen tako da odbacuje signale manje od onih koji odgovaraju energijama fotona odnosno čestica od 3.5 MeV . Na ovaj način odbacuju se foton i većina visokoenergijskih elektrona i pozitrona, tako da preostaju samo mioni.

TAC na osnovu vremenske razlike između STOP i START signala, stvara električni signal čiji je napon proporcionalan vremenskom intervalu. Signal se nakon TAC pretvarača vodi na višekanalni analizator koji ih snima i razvrstava na osnovu visine (napona).

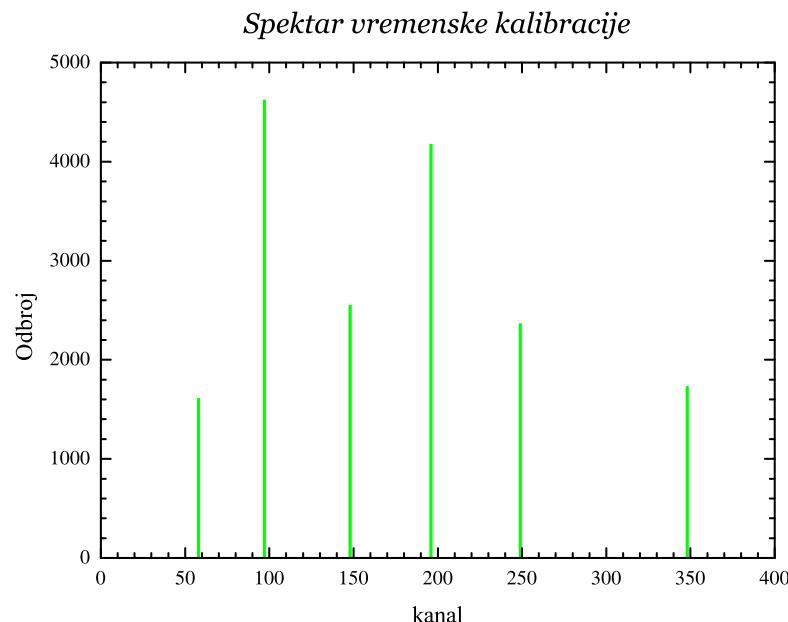
Koincidentni interval predstavlja maksimalno vreme između dva događaja za koje se smatra da potiču od istog miona. Mioni se kreću brzinama bliskim brzini svetlosti, tako da je vremenska razlika između START i STOP signala u TAC reda veličine ns. Na merenje ovako malih vremenskih intervala utiču dužine kablova kroz koje prolaze signali do TAC. Dodatna linija za kašnjenje je uvedena u grani donjeg scintilacionog detektora da se ne bi dogodilo da STOP signal stigne pre START signala u TAC. U ovoj eksperimentalnoj postavci, linija za kašnjenje je podešena na $t_d = 15 \text{ ns}$.

GLAVA VI

Rezultati i diskusija

VI.1 Vremenska kalibracija

Vremenska kalibracija je izvršena tako što je jedan signal iz gornjeg scintilacionog detektora podeljen na dva i jedan je odveden kao START, a drugi kao STOP signal na TAC pretvarač. Na STOP signal je priključena i linija za kašnjenje sa poznatim vrednostima vremenskih intervala kašnjenja. START i STOP signali su na ovaj način razdvojeni za tačno određene vremenske intervale. Ovako dobijeni spektar je snimljen i na osnovu njega je izvršena kalibracija. Kalibracioni spektar je prikazan na slici VI.1, dok su vrednosti izabranih vremenskih intervala kašnjenja prikazane u tabeli VI.1.

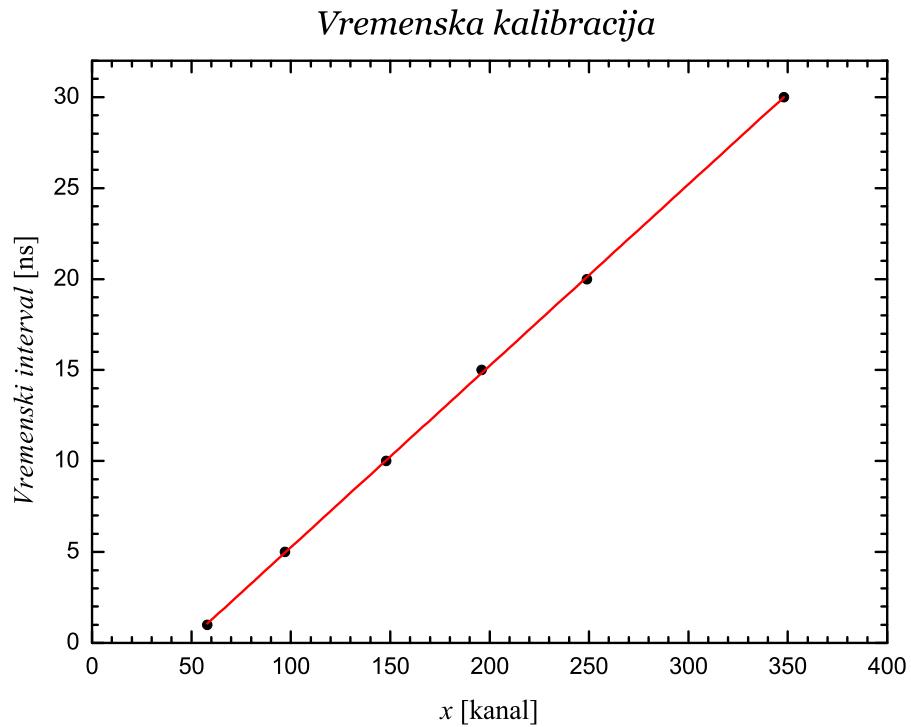


Slika VI.1: Spektar vremenske kalibracije
(sastoji se od niza vremenskih spektara pri različitim vrednostima kašnjenja na liniji za kašnjenje)

Tabela VI.1: Vrednosti odabranih vremenskih intervala kašnjenja
(x je redni broj kanala u TAC spektru na kojem se javlja pik)

x [kanal]	Δt [ns]
58	1
97	5
148	10
196	15
249	20
348	30

Grafik zavisnosti vremenskog intervala od rednog broja kanala prikazan je na slici VI.2. Izvršen je linearni fit ovih podataka $\Delta t = a + b \cdot x$, pri čemu su dobijene vrednosti parametara: $a = -4.72(10)$ ns i $b = 9.82(5) \cdot 10^{-2}$ ns/kanal. Kao procena kvaliteta fita posmatrana je vrednost r^2 koja u ovom slučaju iznosi 0.99989.



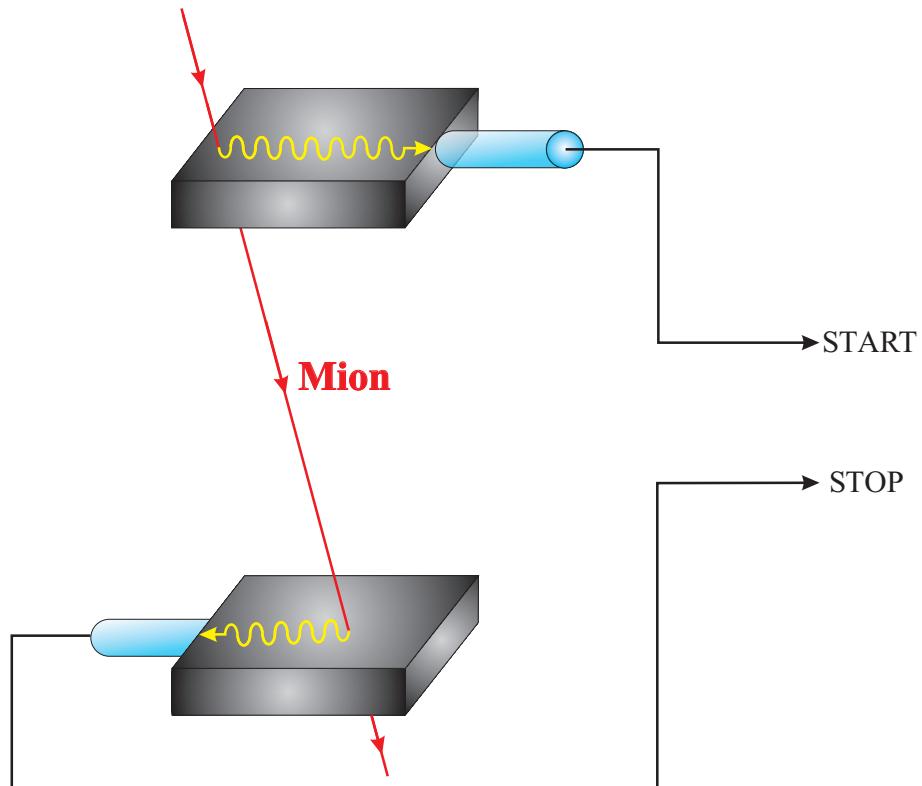
Slika VI.2: Vremenska kalibracija

Mioni se kreću brzinama bliskim brzini svetlosti, što ima za posledicu da mioni rastojanje između scintilacionih detektora, u našem eksperimentu, prelaze za vremenski interval reda veličine ns. Svetlost bi vertikalno rastojanje između detektora $H = 1.472$ m prešla za vreme $t_c = 4.91$ ns. Zbog toga se pri izračunavanju vremenskog intervala između START i STOP signala, moraju uzeti u obzir i razlike u dužini kablova između fotomultiplikatora gornjeg detektora i START ulaza TAC-a i fotomultiplikatora donjeg detektora i STOP ulaza TAC-a. Uzeto je da se signal kroz 50Ω kabal kreće brzinom $\approx 0.66c$.

VI.2 Procena merne nesigurnosti vremena kretanja miona između detektora

Eksperimentalnom postavkom može da se odredi vremenski interval između START i STOP signala, što nije stvarno vreme kretanja miona između detektora. U vremenski interval između START i STOP signala uključena su i vremena putovanja scintilacija do fotomultiplikatora jednog i drugog detektora.

Obeležićemo sa t_{tac} vremenski interval koji nam daje detektorski sistem (razlika između STOP i START signala na TAC), sa t_μ stvarno vreme koje je mionu potrebno da pređe rastojanje između dva detektora, sa t_1 vreme koje je potrebno scintilaciji da od trenutka interakcije miona i gornjeg detektora stigne do fotomultiplikatora i sa t_2 vreme koje je potrebno scintilaciji da stigne do fotomultiplikatora u donjem detektoru. Na slici VI.3 prikazan je prolaz miona kroz oba scintilaciona detektora, kao i putovanje scintilacije do fotomultiplikatora.



Slika VI.3: Detektovanje miona

Kada mion prođe kroz gornji scintilacioni detektor, nastaje scintilacija kojoj treba vreme t_1 da stigne do fotomultiplikatora i započne START signal na TAC pretvaraču. U ovom koraku nije uzimano u obzir vreme kretanja signala kroz kabal do START ulaza. Dakle, START signal kasni za t_1 . Nakon vremena t_μ od interakcije miona sa gornjim detektorm, mion stiže do donjeg detektora i u njemu izaziva scintilaciju. Scintilaciji u donjem detektoru treba t_2 da bi stigla do fotomultiplikatora i zaustavila STOP signal

na TAC. Dakle, vremenski interval koji TAC pokazuje (razlika između STOP i START signala) je određen relacijom:

$$t_{tac} = t_\mu + t_2 - t_1 \quad (\text{VI.1})$$

Stvarno vreme potrebno mionu da pređe rastojanje između detektora je manje od vremenskog intervala koje nam daje detektorski sistem kada je $t_2 > t_1$ (kada je scintilacija u donjem detektoru potrebno više vremena da stigne do fotomultiplikatora, nego scintilaciji u gornjem detektoru) i obratno. Dok detektorski sistem pokazuje tačnu vrednost vremena kretanja miona kada je scintilacijama u gornjem i donjem detektoru potrebno isto vreme da stignu do fotomultiplikatora $t_1 = t_2$. Svetlost se kroz scintilator kreće brzinom $v_{sci} = c/n$ gde je n indeks prelamanja scintilatora (polistiren, tabela V.1).

Dakle, do razlike između stvarnog vremena potrebnog mionu da pređe rastojanje između detektora i vremena koje se može izmeriti pomoću TAC-a dolazi zbog toga što mioni padaju na različitim mestima na detektoru, pa svetlost prelazi drugaćija rastojanja do fotomultiplikatora.

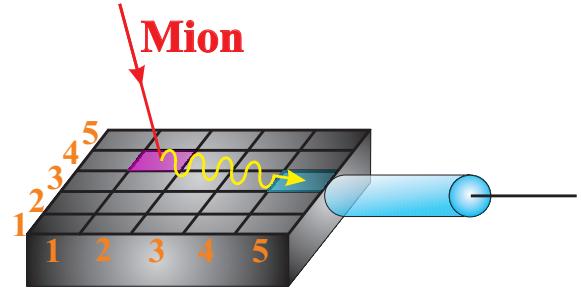
Da bi se procenila vrednost greške između detektovanog vremena i stvarnog vremena kretanja miona, u *Mathematici* je napisan program koji računa sve moguće položaje na kojima mion može pogoditi detektore. I gornji i donji detektor su podeljeni na delove (matrica), broj delova se može menjati (posmatrani su slučajevi podele na 9, 25, 100). Na slici VI.4 prikazan je način podele gornjeg detektora na 25 delova, tako da jednom polju odgovara realna površina na detektoru od 0.01 m^2 .

Sa slike se vidi da je mion pogodio (2,4) deo gornjeg detektora, a fotomultiplikator se nalazi na polju (5,3). Dakle, scintilacija treba da pređe put od (2,4) do (5,3). Na ovaj način se računaju sve moguće interakcije miona sa oba detektora, tj. uračunate su sve putanje miona od polja (2,4) pa do svakog od 25 polja na donjem detektoru. Uračunavanjem svih mogućih putanja može se odrediti maksimalna razlika između stvarnog vremena kretanja miona i detektovanog vremena.

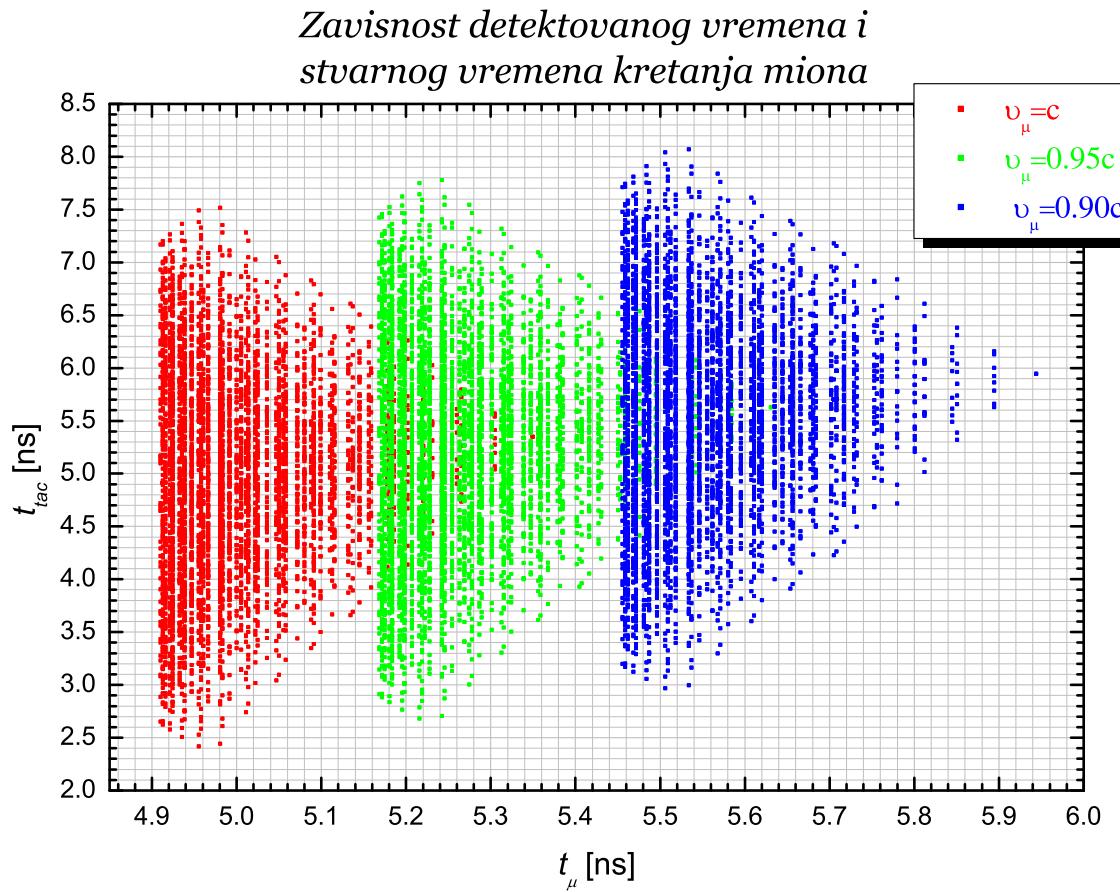
Na slici VI.5 je prikazana zavisnost detektovanog vremena t_{tac} od stvarnog vremena kretanja miona t_μ , kada je detektor podjen na 100 delova (jednom polju odgovara površina od 25 cm^2).

Na slici VI.5 prikazane su tri brzine miona, c , $0.95c$ i $0.9c$. Može se zaključiti da, na primer, detektovanom vremenu od $t_{tac} = 3.5 \text{ ns}$ (slika VI.6) odgovara stvarno vreme miona t_μ od 4.9 ns do 5.1 ns kada se mion kreće brzinom c , od 5.16 ns do 5.32 ns kada se mion kreće brzinom $0.95c$ i od 5.46 ns do 5.58 ns kada se mion kreće brzinom $0.9c$.

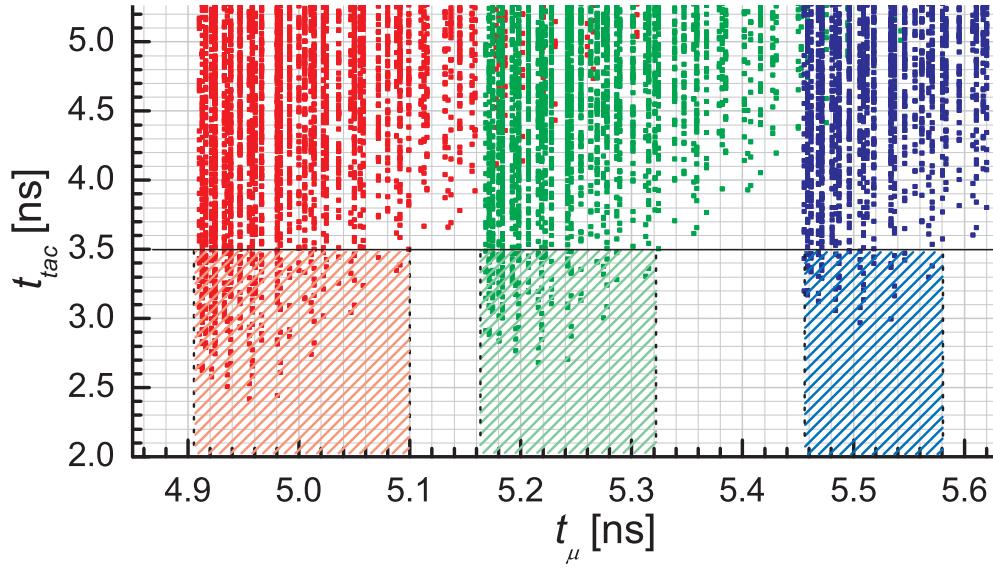
Dakle, razlika između detektovanog i stvarnog vremena kretanja miona, zbog različitih pređenih puteva svetlosti kroz scintilator do fotomultiplikatora, je do 2 ns . Razlika se smanjuje sa povećanjem brzine miona.



Slika VI.4: Podela gornjeg scintilacionog detektora na delove



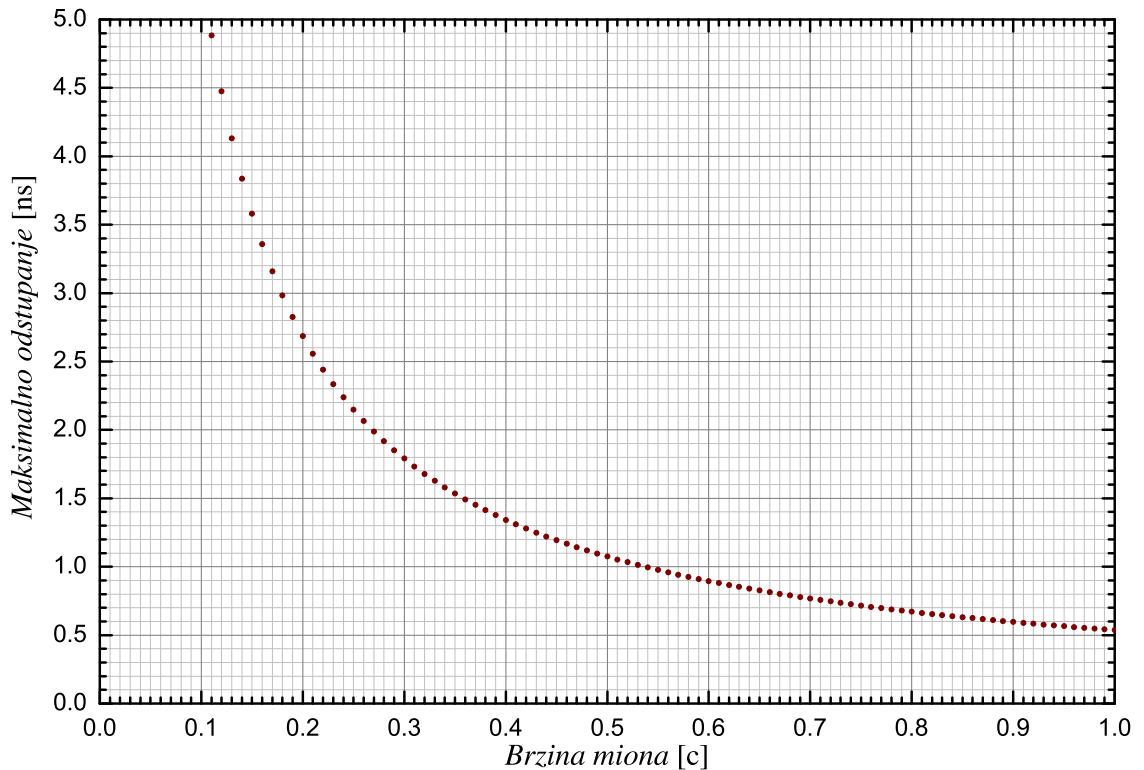
Slika VI.5: Zavisnost detektovanog vremena od stvarnog vremena kretanja miona



Slika VI.6: Zavisnost t_{tac} od t_μ
(*proizvoljno je odabrana vrednost od $t_{tac} = 3.5$ ns za detektovano vreme*)

Na grešku u određivanju raspodele brzine miona utiču i različiti pređeni putevi miona između gornjeg i donjeg scintilatora. Na slici VI.7 prikazan je grafik zavisnosti maksimalnog odstupanja detektovanog i stvarnog vremena kretanja miona između detektoru za različite brzine kretanja miona (vreme potrebno da scintilacija dođe do fotomultiplikatora je zanemareno). Maksimalno odstupanje se javlja kada se mion kreće po najvećoj mogućoj putanji između detektoru (dijagonalno).

Zavisnost maksimalnog odstupanja izmedju detektovanog i stvarnog vremena za razlicite brzine miona (kada se zanemari putovanje scintilacija kroz detektor)



Slika VI.7: Zavisnost maksimalnog odstupanja $|t_{tac} - t_\mu|$ od brzine miona

Sa grafika se može zaključiti da odstupanje opada sa povećanjem brzine miona. Ova greška se može prevazići određivanjem srednjeg rastojanja između detektoru.

Srednje rastojanje između detektora se može odrediti numerički na osnovu relacije:

$$\langle H \rangle = \frac{\int dl l W(l)}{\int dl W(l)} \quad (\text{VI.2})$$

gde je l – pređeni put miona od tačke (x_1, y_1) na gornjem detektoru do tačke (x_2, y_2) na donjem detektoru, a $W(l)$ – verovatnoća da se mion tim putem kreće. Integracija se vrši po dužini i širini scintilacionih detektora. Pređeni put miona je određen relacijom:

$$l = \sqrt{H^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (\text{VI.3})$$

gde je H normalno rastojanje između detektora (u eksperimentalnoj postavci $H = 1.472$ m).

Da bi se odredila verovatnoća putanje miona između detektora, polazi se od poznate zavisnosti fluksa miona od ugla pod kojim se posmatraju:

$$I_\phi = I_0 \cdot \cos^2 \phi \quad (\text{VI.4})$$

gde je I_0 – fluks vertikalnih miona. Na osnovu relacije (VI.4), verovatnoća koja određuje ugao putanje miona je data kvadratom kosinusne funkcije. Dakle, verovatnoća je:

$$W(l) = \frac{H^2}{l^2} \quad (\text{VI.5})$$

Srednje rastojanje je:

$$\langle H \rangle = \frac{\int_0^{0.5} dx_1 \int_0^{0.5} dx_2 \int_0^{0.5} dy_1 \int_0^{0.5} dy_2 \frac{H^2}{\sqrt{H^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}}}{\int_0^{0.5} dx_1 \int_0^{0.5} dx_2 \int_0^{0.5} dy_1 \int_0^{0.5} dy_2 \frac{H^2}{H^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}} \quad (\text{VI.6})$$

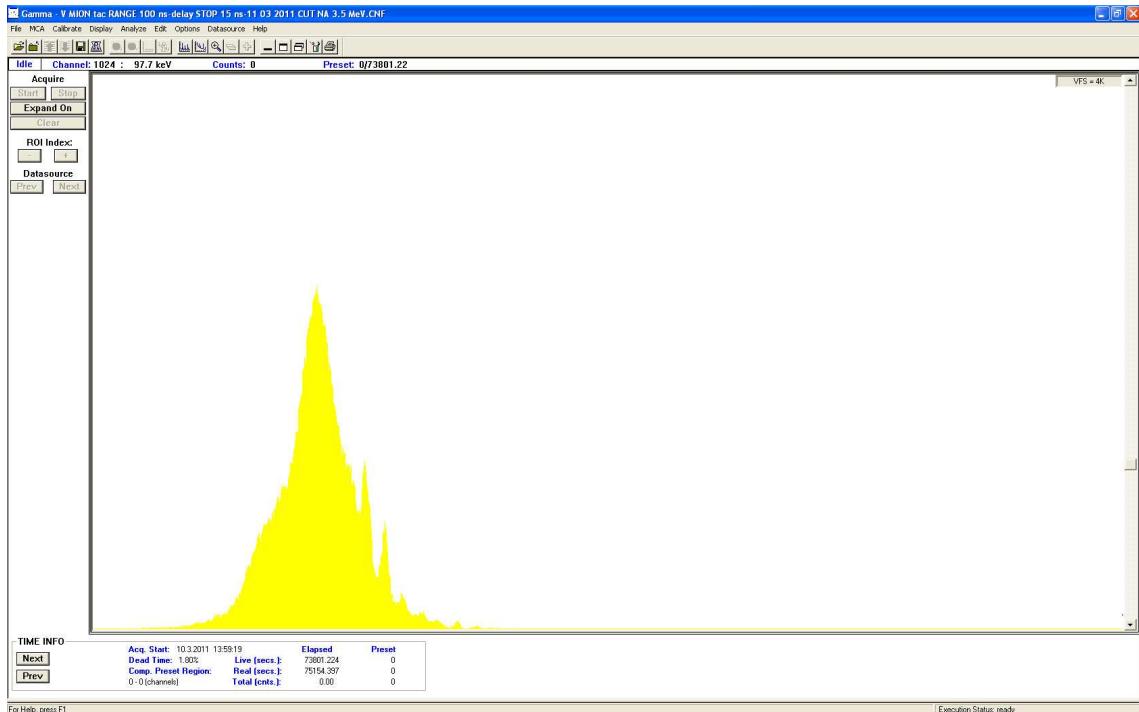
Integral (VI.6) je rešen numerički u *Mathematica* i dobijena je vrednost:

$$\boxed{\langle H \rangle = 1.4992(2) \text{ m}} \quad (\text{VI.7})$$

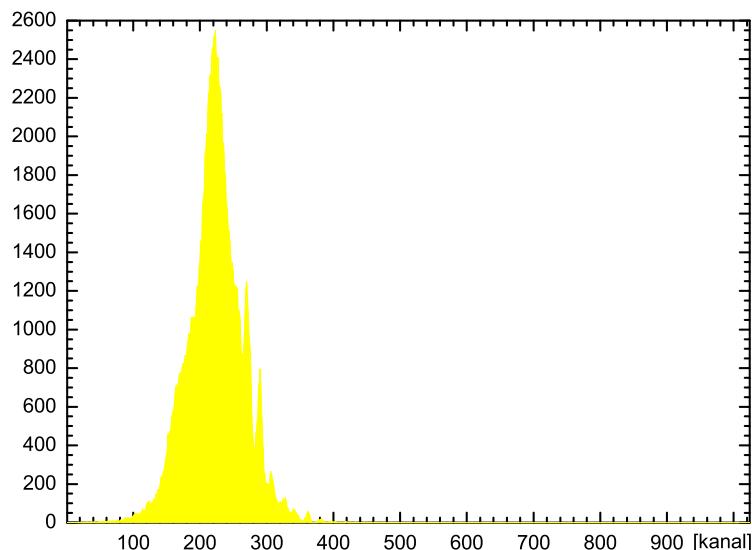
Raspodela brzina i ostale relevantne veličine određene su na osnovu srednje vrednosti rastojanja između detektora.

VI.3 Vremenski spektar

Vremenski spektar na osnovu kojeg je određena raspodela brzina kosmičkim mionima prikazan je na slikama VI.8 i VI.9. Ukupno vreme prikupljanja podataka iznosilo je 73 800 s.



Slika VI.8: Vremenski spektar prikazan u programu Genie 2000



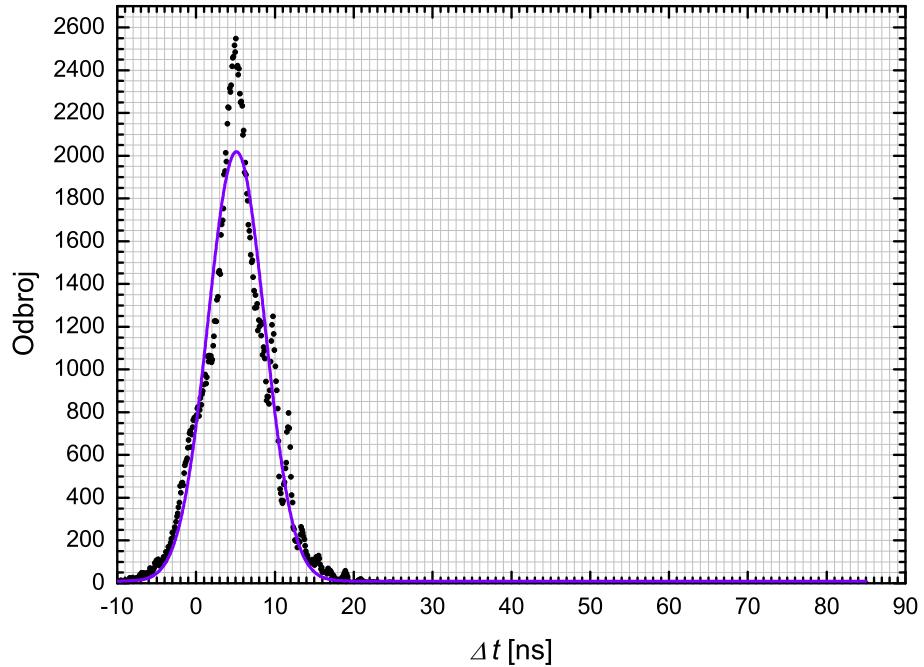
Slika VI.9: Vremenski spektar
(TAC spektar, START – gornji detektor, STOP – donji detektor)

Ukupan broj kanala u spektru je 1024, kojem odgovara koincidentni interval od 100 ns (izabran TAC opsegom).

Srednje rastojanje između dva detektora, mion prođe za vremenski interval Δt , koji se dobija na osnovu rednog broja kanala u vremenskom spektru za izabrane mionske događaje:

$$\Delta t = a + b \cdot x + \Delta t_{kab} - t_d \quad (\text{VI.8})$$

Ova relacija ujedno i omogućava dobijanje kalibriranog vremenskog spektra na osnovu spektra sa slike VI.9. U relaciji (VI.8) a i b su ranije dobijeni koeficijenti vremenskom kalibracijom, Δt_{kab} – je vremenski interval koji se dodaje zbog razlike u dužini kablova od fotomultiplikatora gornjeg scintilatora do START i od donjeg fotomultiplikatora do STOP, a t_d – linija za kašnjenje koja je dodata u grani donjeg scintilatora. U ovom eksperimentu dobijene vrednosti su $\Delta t_{kab} = 2.53(3)$ ns i $t_d = 15$ ns. Kalibriran spektar (prema relaciji (VI.8)) je fitovan Gauss-ovom funkcijom i prikazan na slici VI.10. Parametri fita dati su u tabeli VI.2.



Slika VI.10: Kalibrirani vremenski spektar

Tabela VI.2: Parametri fitovane Gauss-ove funkcije

$N = N_0 + A \cdot e^{-\frac{(t-t_c)^2}{2w^2}}$	$r^2 = 0.96612$
N_0	10(3)
t_c	5.102(27) ns
w	3.52(3) ns
A	2 037(14)

Srednja brzina se može odrediti na osnovu fitovanog parametra t_c , koji predstavlja centroidu fitovane Gauss-ove funkcije:

$$v_\mu = \frac{\langle H \rangle}{t_c} \quad (\text{VI.9})$$

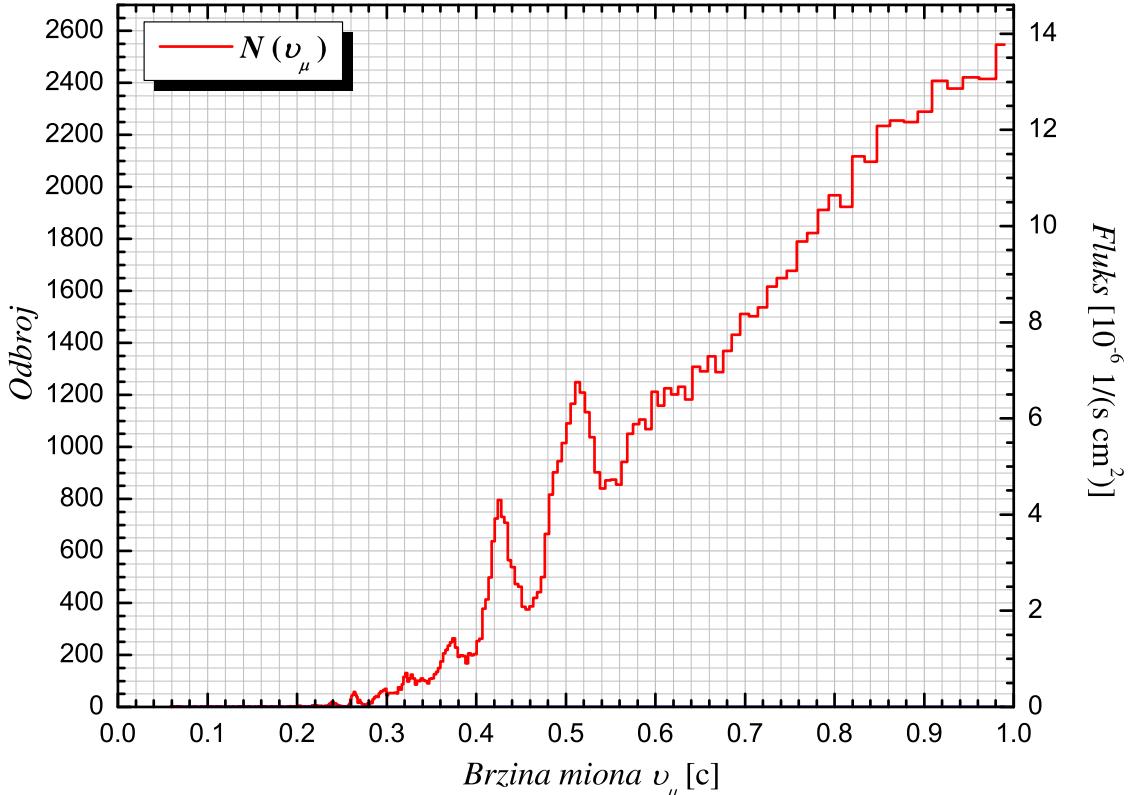
Dakle, **srednja brzina miona** je:

$$v_\mu = 2.9(4) \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 0.98(13)c \quad (\text{VI.10})$$

Raspodela brzina miona $N(v_\mu)$ je određena brojem registrovanih događaja u funkciji brzine definisane relacijom:

$$v_\mu = \frac{\langle H \rangle}{\Delta t} \quad (\text{VI.11})$$

i prikazana je na slici VI.11.



Slika VI.11: Raspodela brzina miona

Na levoj vertikalnoj osi nalazi se broj detektovanih čestica, a na desnoj fluks. Sa slike VI.11 se može zaključiti da najveći broj miona ima brzinu veću od $0.8c$.

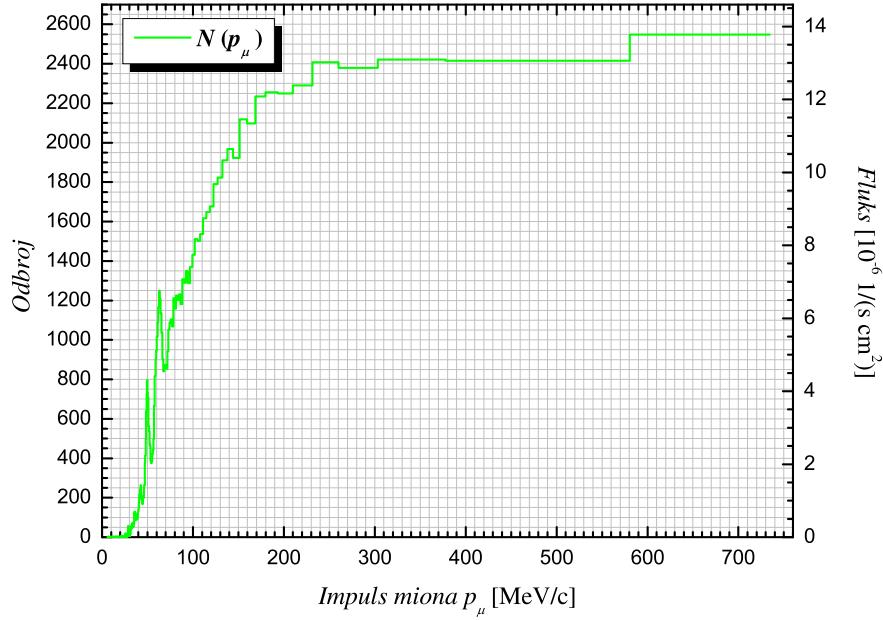
Impuls miona je određen relativističkom relacijom:

$$p_\mu = \frac{m_\mu v_\mu}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\mu}{c}\right)^2}} \quad (\text{VI.12})$$

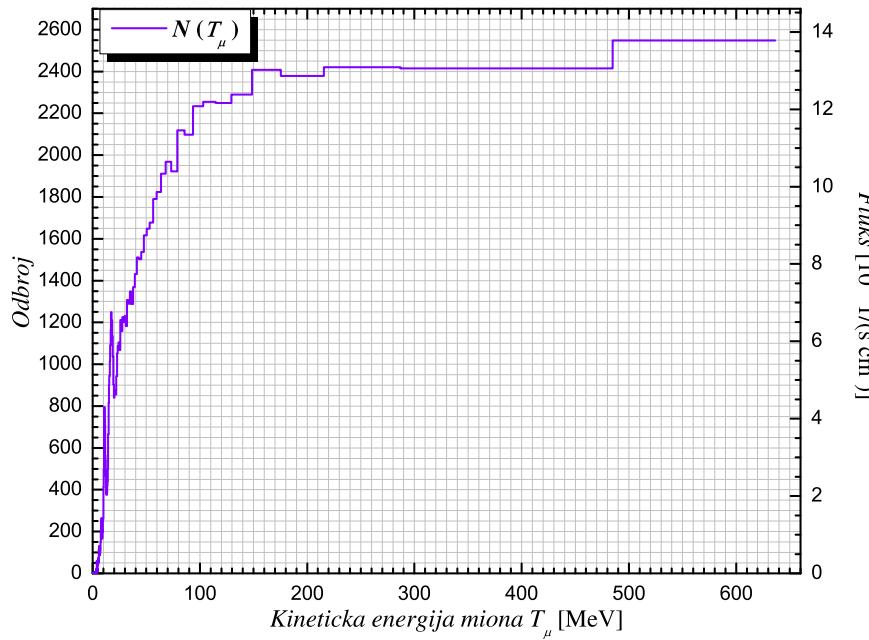
dok je kinetička energija miona:

$$T_\mu = m_\mu c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_\mu}{c}\right)^2}} - 1 \right) \quad (\text{VI.13})$$

Raspodela impulsa i kinetičke energije miona prikazane su na slikama VI.12 i VI.13.



Slika VI.12: Raspodela impulsa miona

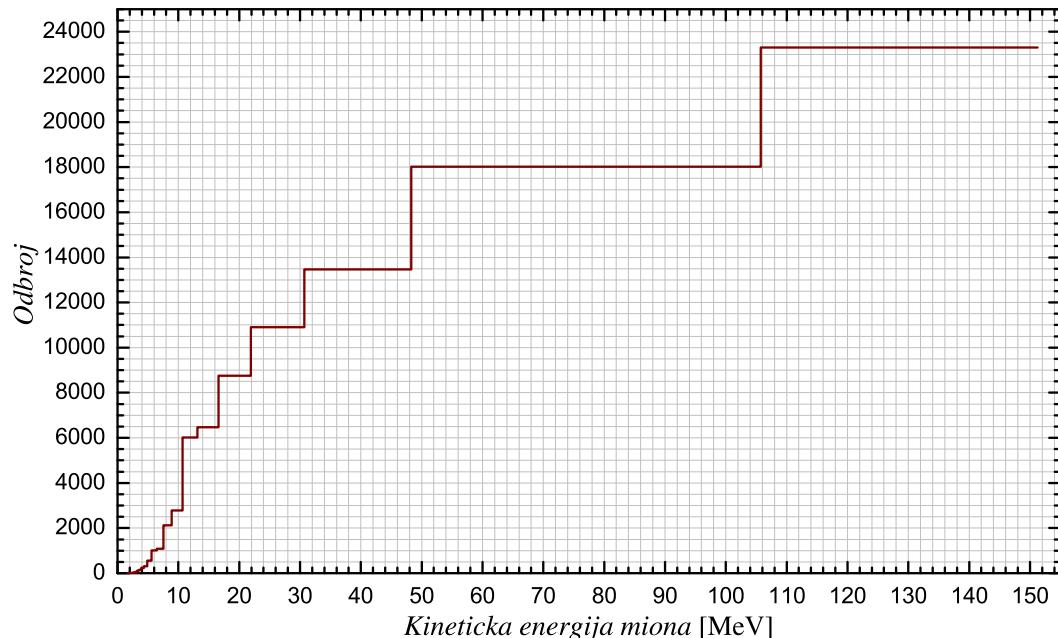


Slika VI.13: Raspodela kinetičke energije miona

Dobijena raspodela kinetičke energije miona u našem eksperimentu je ravna za mione energije $0.2 \text{ GeV} - 0.6 \text{ GeV}$, tj. za $T_\mu < 1 \text{ GeV}$, što se slaže sa drugim posmatranjima. Međutim, egzaktna raspodela kintetičke energije miona nije mogla da se odredi zbog grešaka u eksperimentu koje se ne mogu izbeći u ovoj postavci. Osnovni izvori grešaka su različiti pređeni putevni miona i različito rastojanje koje scintilacija treba da pređe u detektorima da bi došla do fotomultiplikatora.

Srednja energija miona na površini Zemlje je oko 4 GeV , dok su u ovom eksperimentu detektovani mioni energije manje od 1 GeV , ovo smanjenje energije se može samo delimično objasniti energijskim gubicima miona u tankom pokrovnom sloju iznad detektora.

Na osnovu procene greške, u vremenskim intervalima manjim od 1 ns se ne može odrediti da li prikupljeni mioni imaju različite brzine ili se kreću različitim putanjama ili interaguju sa scintilatorom na različitim mestima. A ukoliko bi proširili broj posmatranih kanala (tj. proširili vremenski interval), onda se može govoriti samo o nekoj srednjoj vrednosti brzine (ili impulsa ili kinetičke energije) većeg broja miona, međutim tada se zbog usrednjavanja gubi prava informacija o raspodeli brzine (impulsa ili kinetičke energije) miona. Na slici VI.14 prikazana je raspodela kinetičke energije miona dobijena obuhvatanjem po 10 kanala vremenskog spektra.



Slika VI.14: Raspodela kinetičke energije miona dobijena obuhvatanjem po 10 kanala vremenskog spektra

Zaključak

Detektovanje kosmičkih miona je veoma značajan deo astročestične fizike. Danas se ispituju kosmički zraci visokih energija kako bi se pronašli mehanizmi njihovog ubrzavanja. Posmatranjem sekundarnih kosmičkih zraka na nivou mora, kao što su elektroni, mioni i hadroni, može se odrediti način formiranja kaskada u atmosferi, pa i sastav pri-marnog kosmičkog zračenja koje je prouzrokovalo ove sekundarne čestice u atmosferi.

Raspodela brzine i kinetičke energije miona je određena merenjem vremena potrebnom mionu da pređe rastojanje između dva scintilaciona detektora.

U ovom radu određena je srednja brzina miona $0.98(13)c$, dok očekivana vrednost iznosi $0.9992c$. Naime, srednja vrednost energije miona na nivou mora iznosi oko 4 GeV , dakle, mion treba da se kreće brzinom $0.9992c$. Dobijena vrednost srednje brzine, u ovoj eksperimentalnoj postavci, se nalazi unutar 2 % od očekivane vrednosti. Manja vrednost kinetičke energije miona koja je određena ovim eksperimentom se ne može u potpunosti objasniti gubicima energije miona pri prolazu kroz tanak pokrovni sloj koji se nalazi iznad detektorskog sistema. Uzrok verovatno leži u tome što i relativno mala nepreciznost određivanja brzine miona, kada je ona bliska brzini svetlosti, uzrokuje značajne promene kinetičke energije.

U radu su razmatrane i različite vrste grešaka koje utiču na određivanje brzine miona između dva detektora. Zbog jako malih vrednosti posmatranih vremenskih intervala, mora se voditi računa o razlici u dužini kablova od gornjeg scintilacionog detektora do START ulaza TAC-a i od donjeg scintilacionog detektora do STOP ulaza TAC-a.

Prikazane su i raspodele brzine, impulsa i kinetičke energije miona. Dobijena raspodela kinetičke energije miona je ravna za energije miona manje od 1 GeV , što se slaže sa drugim posmatranjima. Međutim, zbog kratkih vremenskih intervala značajnu neodređenost u eksperimentu unosi način prolaska miona tj. da li je u pitanju vertikalna komponenta ili mion pada na detektorski sistem pod nekim uglom. Do rasipanja rezultata dolazi i zbog različitog rastojanja koje scintilacija treba da pređe u detektorima do fotomultiplikatora. Dakle, stvarna raspodela brzine i kinetičke energije miona je donekle *maskirana* u izvedenom eksperimentu zbog prethodno navedenih razloga.

Literatura

- [1] A. De Angelis, *Domenico Pacini, uncredited pioneer of the discovery of cosmic rays*, ArXiv e-prints (2011).
- [2] O. Barnabei and C. Wu, *The origin of the third family: in honour of A. Zichichi on the XXX anniversary of the proposal to search for the Third Lepton at Adone*, World Scientific series in 20th century physics, World Scientific, 1998.
- [3] W. Bietenholz, *Cosmic Rays and the Search of Lorentz Invariance Violation*, John von Neumann Institut, 2008.
- [4] S. Brandt, *The harvest of a century: discoveries of modern physics in 100 episodes*, Oxford University Press, 2009.
- [5] L. M. Brown and H. Rechenberg, *The origin of the concept of nuclear forces*, Institute of Physics Pub., 1996.
- [6] V. Cirkel-Bartelt, *History of Astroparticle Physics and its Components*, Living Reviews in Relativity **11** (2008), no. 2.
- [7] F. E. Close, M. Marten, and C. Sutton, *The Particle Odyssey: a journey to the heart of the matter*, Oxford University Press, 2004.
- [8] A. De Angelis, N. Giglietto, and S. Stramaglia, *Domenico Pacini, the forgotten pioneer of the discovery of cosmic rays*, ArXiv e-prints (2010).
- [9] A. Dimitrijevska, *Vremenska spektroskopija nuklearnih reakcija kosmičkih miona*, Univerzitet u Novom Sadu, 2010.
- [10] V. L. Fitch, *Elementary particle physics: The origins*, Reviews of Modern Physics **71** (1999), S25–S32.
- [11] P. K. F. Grieder, *Cosmic rays at Earth: researcher's reference manual and data book*, Elsevier Science Ltd., 2001.
- [12] D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Physics textbook, Wiley-VCH, 2008.

- [13] D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov, *Muon Stopping Power and Range Tables* 10 MeV – 100 TeV, Atomic Data and Nuclear Data Tables **72** (2001), 183–356.
- [14] C. Grupen, *Astroparticle physics*, Springer, 2005.
- [15] C. Grupen, B.A. Shwartz, and H. Spieler, *Particle detectors*, Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology, Cambridge University Press, 2008.
- [16] I. Hacking, *Representing and intervening: introductory topics in the philosophy of natural science*, Cambridge University Press, 1983.
- [17] L. Harriett, *Interview with Carl Anderson*, Oral History Project, California Institute of Technology Archives, 1979.
- [18] E. M. Henley and A. Garcia, *Subatomic physics*, World Scientific, 2007.
- [19] M. Vesković Lj. Čonkić J. Slivka, I. Bikit, *Gama Spektrometrija – specijalne metode i primene*, Univerzitet u Novom Sadu, 2000.
- [20] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*, Springer, 1994.
- [21] J. Mehra and H. Rechenberg, *The historical development of quantum theory*, The Historical Development of Quantum Theory, Springer-Verlag, 2001.
- [22] Seth H. Neddermeyer and Carl D. Anderson, *Cosmic-Ray Particles of Intermediate Mass*, Physical Review **54** (1938), 88–89.
- [23] Y. N. Ne’eman and Y. Kirsh, *The Particle Hunters*, Cambridge University Press, 1996.
- [24] Y. Nishina, M. Takeuchi, and T. Ichimiya, *On the Nature of Cosmic-Ray Particles*, Physical Review **52** (1937), 1198–1199.
- [25] D. H. Perkins, *Particle astrophysics*, Oxford master series in physics: Particle physics, astrophysics, and cosmology, Oxford University Press, 2009.
- [26] R. Schlickeiser, *Cosmic Ray Astrophysics*, Astronomy and astrophysics library, Springer, 2002.
- [27] J. F. Serra, *A journey of Ultra Heavy Cosmic Ray Nuclei with Z>65*, Ph.D. thesis, Universitat Autònoma de Barcelona, 2004.
- [28] M. K. Sundaresan, *Handbook of Particle Physics*, CRC series in pure and applied physics, CRC Press, 2001.
- [29] P. Theodorsson, *Measurement of weak radioactivity*, World Scientific, 1996.

- [30] J. E. Turner, *Penetration of charged particles in matter: A symposium*, National Academy of Sciences Washington, 1970.
- [31] http://cosmic.lbl.gov./SKliewer/Cosmic_Rays/Interaction.
- [32] <http://helios.gsfc.nasa.gov/cosmic>.
- [33] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/HBASE/astro/cosmic>.
- [34] <http://pdg.lbl.gov>.
- [35] http://www.ansto.gov.au/__data/assets/image/0014/43601/Uluru_Cosmic_Ray.jpg.
- [36] http://www.outreach.phy.cam.ac.uk/camphy/cloudchamber/cloudchamber10_2.html.
- [37] <http://www.particleadventure.org>.
- [38] <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Einrichtungen/FP/anileitungen/F13>.
- [39] <http://www.telescopearray.org>.
- [40] <http://www.vigyanprasar.gov.in/scientists/bhabha/BHABHANEW.HTM>.
- [41] <http://www.wikipedia.com>.

Biografija

Rođena sam 5. oktobra 1984. godine u Boru, gde sam završila Osnovnu školu "3. oktobar" i prirodno-matematički smer Gimnazije "Bora Stanković".

Studije fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu upisala sam 2003. godine na smeru diplomirani fizičar. Diplomirala sam 2010. godine. Master studije sam upisala 2010. godine.



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Tip zapisa:

TZ

Vrsta rada:

VR

Autor:

AU

Mentor:

MN

Naslov rada:

NR

Jezik publikacije:

JP

Jezik izvoda:

JI

Zemlja publikovanja:

ZP

Uže geografsko područje:

UGP

Godina:

GO

Izdavač:

IZ

Mesto i adresa:

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

NO

Naučna disciplina:

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Master rad

Aleksandra Dimitrijevska 159m/10

dr Dušan Mrđa

Raspodela kosmičkih miona po brzinama

srpski (latinica)

srpski/engleski

Srbija

Vojvodina

2011

Autorski reprint

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

6/63/41/6/43/0

Fizika

Nuklearna fizika

Kosmički mioni, raspodela brzina, scintilacioni detektor,
raspodela kinetičke energije

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

U ovom radu je analizirana vremenska razlika između svetlosnih impulsa nastalih interakcijom kosmičkih miona sa dva scintilaciona detektora koja se nalaze na oderđenom rastojanju jedan iznad drugog. Na ovaj način određena je raspodela brzine i kinetičke energije kosmičkih miona. Određena srednja brzina miona je $0.98(13)c$. Na nivou mora mioni imaju srednju kinetičku energiju oko 4 GeV, što odgovara brzini od $0.9992c$. Dobijena vrednost srednje kinetičke energije se nalazi unutar 2 % od očekivane vrednosti. Manja vrednost dobijene brzine se ne može u potpunosti objasniti gubicima energije miona u tankom pokrovnom sloju iznad detektorskog sistema. Značajnu neodređenost u eksperimentu unosi način prolaska miona, kao i razlika u predenim putevima scintilacija do fotomultiplikatora u gornjem i donjem detektoru.

Datum prihvatanja teme od NN veća: 25.10.2011.

DP

Datum odbrane: 08.11.2011.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: Prof. dr Ištvan Bikit

član: Doc. dr Dušan Mrđa

član: Prof. dr Radomir Kobilarov

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

DT

Monograph publication

TR

Textual printed material

TR

Content code:

CC

Master paper

Author:

AU

Aleksandra Dimitrijevska 259m/10

Mentor/comentor:

MN

PhD Dušan Mrđa

Title:

TI

Velocity distribution of cosmic ray muons

Language of text:

LT

Serbian (Latin)

Language of abstract:

LA

English

Country of publication:

CP

Serbia

Locality of publication:

LP

Vojvodina

Publication year:

PY

2011

Publisher:

PU

Author's reprint

Publication place:

PP

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Physical description:

PD

6/63/41/6/43/0

Scientific field:

SF

Physics

Scientific discipline:

SD

Nuclear Physics

Subject/ Key words:

SKW

Cosmic muon, velocity distribution, scintillation counter,
energy distribution

UC

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

Holding data:

HD

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

Note:

N

none

Abstract:

AB

This experiment consists of analyzing the observed time differences between light pulses generated by cosmic ray muons interacting with plastic scintillator material. It is found that the average speed of a muon is $0.98(13)c$. In order for a cosmic muon to reach sea level, the muon must be traveling with speed $0.9992c$. From this it can be seen that our measured velocity is within 2 % of the expected value. Energy losses within the material of the building above our detectors partially accounts for the slightly slower observed speed of cosmic ray muons. The true energy distribution is blurred by various sources of error, including: variation in propagation path within the scintillator paddle and distribution of path lengths between detectors.

Accepted by the Scientific Board: 25.10.2011.
ASB
Defended on: 08.11.2011.
DE
Thesis defend board:
DB
President: PhD Ištván Bikit, full professor
Member: PhD Dušan Mrđa, assistant professor
Member: PhD Radomir Kobilarov, full professor