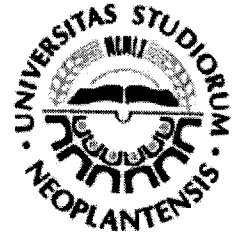




UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

PRIPISANO	13 MAJ 2005
OPISANO	EFOJ
0603	9/195

Tatjana Jovin

## Određivanje energije i fluksa kosmičkih miona na nivou mora

-diplomski rad-

Novi Sad, 2005.

*Ovaj diplomski rad rađen je u okviru Katedre za nuklearnu fiziku , Departmana za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Ovim putem se zahvaljujem svim zaposlenim na katedri za Nuklearnu fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Posebnu zahvalnost dugujem svom mentoru prof.dr. Ištvanu Bičitu, prof.dr. Miodragu Krmaru i dr. Nataši Todorović na razumevanju i podršci.*

*Novi Sad, 7.4.2005.*

*Tatjana Jovin*

## **PREDGOVOR**

Osnovni cilj ovog diplomskog rada je ispitivanje spektroskopskih osobina plastičnih detektora. U ovim detektorima verovatnoća fotoefekta je zanemarljiva, tako da se informacija o energiji detektovanih  $\gamma$ -kvanata može dobiti samo analizom Komptonske ivice.

Plastični detektori koji su ispitivani u ovom radu sastavni su deo sistema «CRYME» koji je prvenstveno namenjen za ispitivanje nuklearnih reakcija koje indukuju kosmički mioni. Da bi se odredila zavisnost mionskih reakcija od energije miona neophodno je upoznati energetske odgovore ovih plastičnih detektora.

Pomoću plastičnih detektora određeni su energija i fluks kosmičkih miona.

## SADRŽAJ

<b>1</b>	<b>UVOD</b>	<b>3</b>
1.1	Istorija i osobine miona	3
1.2	Nastanak miona putem kosmičkog zračenja	7
1.3	Značaj za niskofonske eksperimente	14
<b>2</b>	<b>SPEKTROSKOPIJA MIONA SA PLASTIČNIM DETEKTOROM</b>	<b>16</b>
2.1	Interakcija miona sa materijalom-teorijski uvod	16
2.2	Opis i karakteristike detektorskog veto sistema «SCIONIX»	24
2.2.1	Gubici energije miona na jonizaciju u detektorskom materijalu- teorijski proračun	27
<b>3</b>	<b>EKSPERIMENT</b>	<b>32</b>
3.1	Energetska kalibracija detektora «SCIONIX»	32
<b>4</b>	<b>ODREĐIVANJE ENERGIJE I FLUKSA MIONA</b>	<b>38</b>
4.1	Merenje energije miona	38
4.2	Izračunavanje energije miona iz spektra	40
4.3	Izračunavanje fluksa miona iz spektra	45
<b>5</b>	<b>DODACI</b>	<b>46</b>
5.1	Dodatak 1	46
5.2	Dodatak 2	48
<b>6</b>	<b>ZAKLJUČAK</b>	<b>51</b>
<b>7</b>	<b>LITERATURA</b>	<b>54</b>

# **Određivanje energije i fluksa kosmičkih miona na nivou mora**

## 1. UVOD

### 1.1 ISTORIJA I OSOBINE MIONA

1935. godine japanski fizičar H. Yukawa<sup>1</sup> predložio je prvu teoriju koja je uspešno objasnila prirodu nuklearnih sila. Naime, pošavši od mehanizma elektromagnetne interakcije, predložio je novu česticu koja posreduje prilikom nastanka nuklearnih sila, izmenom između nukleona u jezgru. Utvrdio je da je domet sile istog reda veličine kao Komptonova talasna dužina razmenjene čestice i na osnovu toga pretpostavio da bi masa čestice trebala da bude oko 275 veća od mase elektrona [Semat72]. Pošto je nova čestica trebala da ima masu između mase elektrona i mase protona, čestici je dato ime *mezotron* (grč. meso, srednji). Danas je nazivamo *mezon*.

Pokušavajući da dokažu Yukawine pretpostavke, fizičari su započeli eksperimentalnu potragu za mezonom, proučavajući kosmičko zračenje. Ekperimenti u ekspanzionim komorama pokazali su da čestice iz prodorne komponente kosmičkog zračenja mogu da prođu kroz ploču olova a da ne izazovu elektromagnetne pljuskove ili nuklearne reakcije. 1937. godine Carl D. Anderson i Seth H. Neddermeyer objavili su ubedljive podatke, bazirane na merenjima dometa, momenata i jonizacije u maglenoj komori, koji su ukazivali da čestice iz prodorne komponente imaju naelektrisanje elektrona i masu oko 200 puta veću od mase elektrona [Anderson37]. Nešto kasnije iste godine, J. C Street i E. C. Stevenson, objavili su takođe rezultate za masu prodorne komponente kosmičkog zračenja koja je u to vreme iznosila oko  $130 \pm 30 m_e$  [Street37]. Za rezultat ovih eksperimenata dobijeno je da se prodorna komponenta kosmičkog zračenja na površini mora sastoji se iz čestica koje se danas nazivaju *mioni*. Otkriće mezona u kosmičkom zračenju smatralo se kao trijumf Yukawine teorije nuklearnih sila; međutim poteškoće su se pojavile zbog retkog interagovanja mezona iz kosmičkog zračenja sa jezgrima atoma. Uskoro su detektovani elektroni iz raspada zaustavljenih mezona, a srednji život čestice određen je metodom zakasnele koincidencije na oko  $2,16 \cdot 10^{-6}$  s [Rossi40].

<sup>1</sup>) 1949. godine Hideki Yukawa dobitnik je Nobelove nagrade za fiziku za "predviđanje postojanja mezona na osnovu teorijskog rada o nuklearnim silama"





Slika 1.1. Karakterističan događaj čestice iz prodorne komponente kosmičkog zračenja u Wilsonovoj maglenoj komori; impuls čestice određen je iz zakrivljenosti putanje; jonizaciona gustina je 6 puta veća od normalne tanke putanje (elektroni); J. C. Street i E. C. Stevenson; 1937. god. [Street37].

1940. godine S. Tomonaga i G. Araki pretpostavili su da bi pozitivne i negativne Yukavina čestice trebale da proizvedu različito dejstvo prilikom zaustavljanja u materiji. 1942. godine Y. Tanikawa i 1943. godine S. Sakata i T. Inoue u Japanu [1] i 1947. godine nezavisno od njih, u Americi, R. Marshak i H. Bethe, predložili su dvo-mezonsku hipotezu [Marshak47], po kojoj mezoni koji ulaze u sastav tvrde komponente kosmičkog zračenja na nivou mora, nisu direktno povezani sa nuklearnim silama, i proizvedeni su raspadom težih mezona koji nastaju u gornjim slojevima atmosfere i koji jako interaguju sa nukleonima [Yukawa49]. Tokom Drugog svetskog rata, M. Conversi, E. Pancini i O. Piccioni, proučavali su raspad pozitivnih i negativnih čestica prodorne komponente kosmičkog zračenja u različitim materijalima. Eksperiment je pokazao da se pozitivni mezoni iz kosmičkog zračenja uvek raspadaju kada bivaju zaustavljeni u materijalima (i u lakšim i u težim elementima), dok se negativni mezoni, raspadaju samo pri zaustavljanju u lakšim elementima (ugljenik), na elektrone, sa srednjim vremenom reda veličine od oko  $10^{-6}$  s. Zaključak eksperimenta bio je da *mioni* ne mogu biti mezoni predviđeni Yukawinom teorijom, pošto ne interaguju jakom interakcijom sa atomskim jezgrima, i ponašaju se kao neka vrsta teškog elektrona [Conversi47]. Mioni, prema tome nisu mogli biti čestice koje se

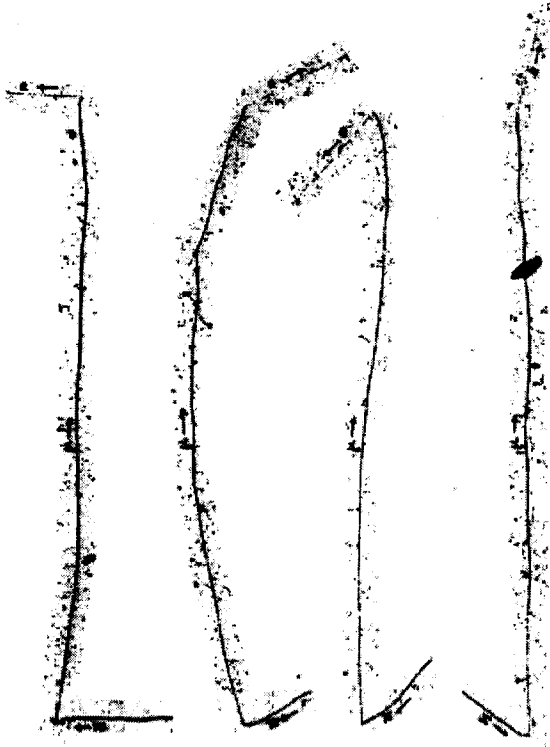
sudaraju sa jezgrima atmosfere, već su proizvedeni iz pljuskova kosmičkog zračenja. Jako interagujući mezoni teži su od tih drugih mezona i pošto ih proizvodi primarno kosmičko zračenje treba da se ispituju na velikim visinama. 1947. godine D. H. Perkins, proučavajući kosmičko zračenje na fotografskoj emulziji, pokazao je ponašanje čestice koje je bilo u skladu sa pretpostavkom Tomonaga-Araki, suprotno od rezultata koji je dobila Italijanska grupa [2]. 1947. godine, Cecil Frank Powel<sup>2</sup>, Giuseppe Occhialini i Cesare Lattes pronašli su vezu između rezultata Italijanske grupe i proučavanja Perkinsa [Yukawa49]. Otkrili su dve vrste mezona u kosmičkom zračenju, od kojih se jedan raspada u drugi. Teži mezon, koji se raspadao u veoma kratkom vremenu u lakši mezon i neutralnu česticu, nazvali su  $\pi$ -mezon (*pion*), a lakši mezon koji se raspadao na elektrone i ponovo u dve neutralne čestice (slika 1.2.), nazvali su  $\mu$ -mezon, (*mion*). Lattes je kasnije izmerio odnos između mase piona i miona i zaključio da su posmatrani procesi fundamentalni. Dobijena masa za  $\pi$ -mezon iznosila je 130 MeV, a za mion 103 MeV. Prvi mezon je tako identifikovan kao Yukavin mezon, dok je drugi identifikovan kao Andersonov mezon (mion). Osim toga, postulirano je da karakteristična reakcija raspada  $\pi$ -mezona, s obzirom na zakon održanja impulsa, uključuje neutralne male čestice (tada identifikovane kao mionski neutrino  $\nu_\mu$ ):  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$  [1].



Slika 1.2. Jedna od prvih fotografija nastanka piona (A) i njegovog nestajanja (B); rastojanje između tačke A i tačke B je oko 0.11 mm; snimak na nuklearnoj emulziji Ilford; Bristolska grupa - Cesar Lattes, Giuseppe Occhialini i Cecil Powell, 1947. g. [3].

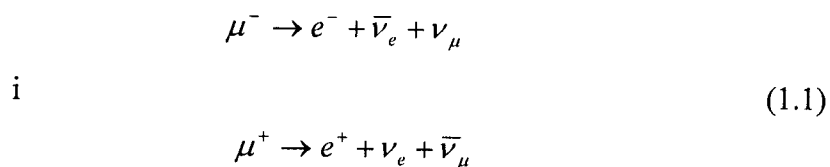
<sup>2</sup>) 1950. godine Cecil Frank Powel dobitnik je Nobelove nagrade za fiziku “za razvoj fotografske metode za proučavanja nuklearnih procesa i za otkrića u vezi sa mezonima koji su otkriveni ovom metodom”



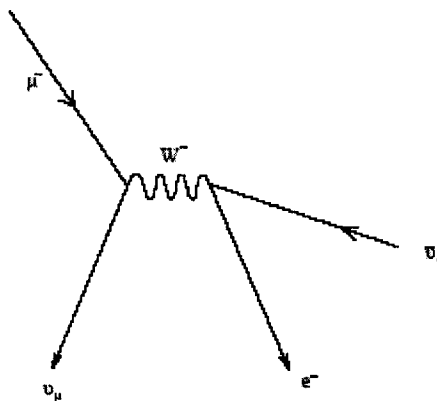


Slika 1.3. Kompletan raspad piona snimljen na fotografskoj emulziji; Cecil Powell, 1948. g. [Powell50].

*Osobine miona.* Mion ( $\mu^-$ ) je nestabilna, elementarna čestica, sa negativnim električnim naelektrisanjem i spinom od  $\frac{1}{2}$ . Zajedno sa elektronom, tau-leptonom i neutrinima, klasifikovan je kao deo *leptonske* familije fermiona. Kao i sve elementarne čestice, i mion ima svoju antičesticu, sa jednakom masom i spinom, ali suprotnog naelektrisanja - *antimion* ( $\mu^+$ ). Masa miona iznosi 105,66 MeV, odnosno 207 puta je teži od elektrona. Srednje vreme života miona je  $2,198 \cdot 10^{-6}$  s – mnogo duže od vremena života predviđenog. Yukawinom teorijom. Raspad miona spada u grupu leptonskih slabih raspada – sve čestice koje učestvuju u raspadu su leptoni. Elektroni koji su emitovani zaustavljanjem miona nemaju jedinstvenu energiju. Raspad miona može se predstaviti reakcijama [Burcham72]:



Grafički prikaz raspada miona pomoću Feynman-ovog dijagrama predstavljen je na sledećoj slici:



Slika 1.4. Feynman-ov dijagram raspada negativnog miona

Mion je prva otkrivena čestica, koja se nije pojavljivala u običnim atomima. Mioni mogu, međutim, formirati *mionske atome*, zamenjujući elektrone u običnim atomima. Mionski atom je mnogo manji od tipičnog atoma, u cilju očuvanja ugaonog momenta; teži mion mora biti bliže atomskom jezgru, nego lakši elektron

Mion se obično nepravilno naziva  $\mu$ -mezon. Mezon je čestica koja interaguje jakom interakcijom, bozon je i nije elementarna čestica. Za razliku od mezona, mioni ne učestvuju u jakim interakcijama, fermioni su i smatraju se elementarnim česticama.

## 1.2 NASTANAK MIONA PUTEM KOSMIČKOG ZRAČENJA

Proučavanja radioaktivnih materijala u periodu od 1898. do 1912. godine bila su od velikog interesa, jer su davala direktan uvid u prirodu atoma, čija struktura je bila još uvek nepoznata. Za merenja veoma malog fluksa čestica koje potiču od radioaktivnih materijala, često se koristio elektrometar. 1900. godine Wilson, Geitel i Elster otkrili su da elektrometar održava pražnjenje i kada je smešten u mraku, veoma udaljen od izvora prirodne radioaktivnosti (Bequerel 1896. godine.). Ovo nepoznato zračenje nazvano je *tamna*

struja [4]. U početku se smatralo da je jedan mogući izvor ovog radioaktivnog zračenja preostala radioaktivnost u Zemljinoj kori. Međutim, eksperimentima pomoću balona 1912. i 1913. godine, koje su izveli V. F. Hess i W. Kolhörster, opovrgnuta je pretpostavka da kompletan prirodni fon potiče od radionuklida koji ulaze u sastav stena i minerala. Dvadesetih godina prošlog veka, A. Millikan, izvršio je niz merenja na različitim nadmorskim visinama, da bi konačno bilo usvojeno mišljenje da se atmosfera ponaša kao velika količina apsorbujućeg materijala i da nije izvor kosmičkog zračenja. Konačno je bilo usvojeno mišljenje o postojanju kosmičkog zračenja [4].

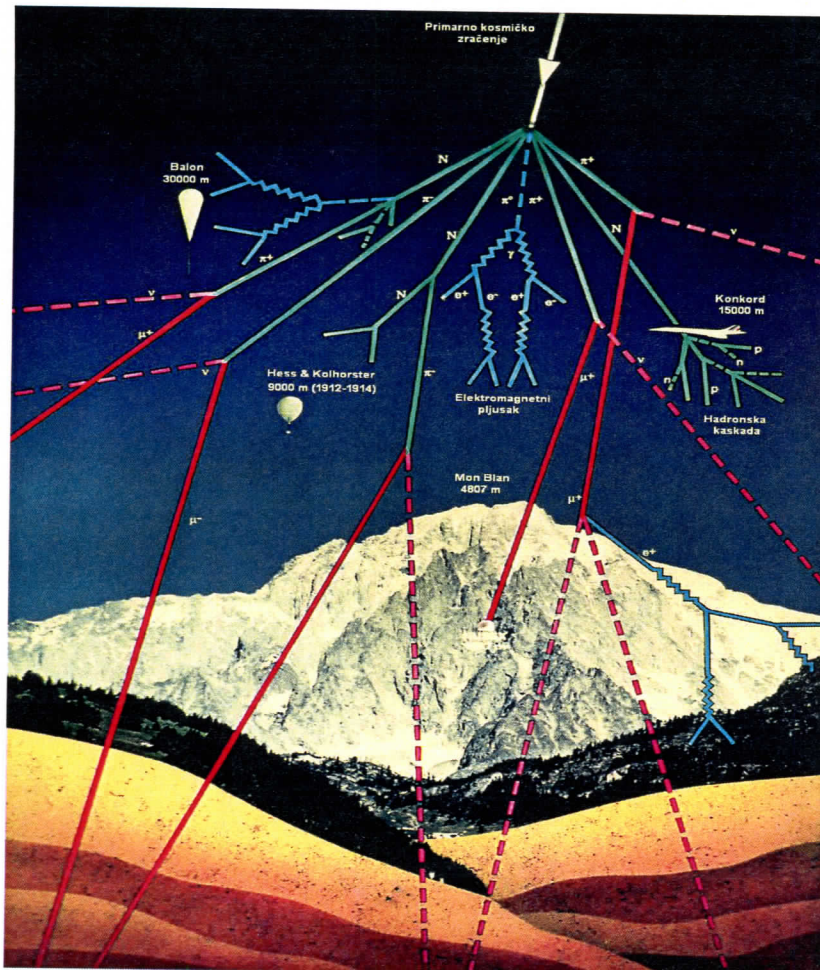
Kosmičko zračenje može se podeliti na dve grupe: *primarno kosmičko zračenje i sekundarno kosmičko zračenje*.

Primarno kosmičko zračenje uključuje sve stabilne čestice i jezgra (od vodonikovih, pa sve do teških elemenata) sa vremenom života reda veličine od  $10^6$  godina ili dužim, koje su nastale i ubrzane u astrofizičkim izvorima. Ustanovljeno je da kosmičko zračenje najvećim svojim delom dolazi podjednako iz svih pravaca. Mali deo primarnog kosmičkog zračenja su gama kvanti (manje od 1%). Oni, kao i pioni mogu nastati prilikom interakcija protona na atomima međuzvezdanog gasa. Naelektrisane čestice mogu biti skrenute u magnetnim poljima nebeskih tela, dok se fotonima to ne dešava. Tako se na osnovu pravca odakle dolaze fotoni, može verodostojnije utvrditi izvor kosmičkog zračenja. Analizom anizotropnosti pravaca visokoenergetskog kosmičkog zračenja, kao i  $\gamma$  fotona, može se zaključiti da su primarni izvor kosmičkog zračenja supernove, pulsari, kvazari, crne rupe, aktivna galaktička jezgra, radiogalaksije. Po svom poreklu primarno kosmičko zračenje može da bude intergalaktičko, galaktičko i solarno. Udeo intergalaktičkog kosmičkog zračenja koje dolazi na gornju granicu atmosfere je zanemarljiv. Energija primarnog kosmičkog zračenja koja potiče od Sunca znatno je manja od energije izmerene u galaktičkom zračenju. Solarna komponenta kosmičkog zračenja veoma je promenljiva i pokazuje česte fluktuacije. Komponenta kosmičkog zračenja koja do nas dospeva iz galaksije, odlikuje se nešto višom stabilnošću, mada je i ona uslovljena Sunčevom aktivnošću. Svakih 11 godina snažni procesi u heliosferi znatno utiču na sunčevo magnetno polje, što za posledicu ima varijacije intenziteta galaktičkog kosmičkog zračenja.

Primarno kosmičko zračenje koje dolaze u Zemljinu atmosferu čine ogoljena atomska jezgra - oko 98% i elektroni - oko 2%. Od jezgara, najviše ima jezgara lakih atoma sa vrlo visokom energijom, pretežno vodonikovih jezgara (protona) - oko 86%, zatim

helijumovih jezgara - oko 12.7%, a mali deo čine teža jezgra - 1.3% i zastupljeni su skoro svi elementi periodnog sistema elemenata. Energije čestica u rasponu su od nekoliko hiljada eV do preko  $10^{20}$  eV. Ove čestice nemaju privilegovan pravac u svemiru. Priroda i poreklo čestica najviših energija još su zagonetni, kao i načini na koje se te čestice ubrzaju na tako velike brzine. Osim naelektrisanih čestica, na Zemlju dolaze i neutralne čestice: elektromagnetno zračenje različitih energija i neutrini. Najveći deo elektronskih neutrina koji iz svemira dolaze na površinu Zemlje su Sunčevog porekla. Atmosferski tokovi neutrina i antineutrina rezultat su raspada piona, kaona i miona. Na Zemlju mogu dopreti i neutrini koji nastaju pri pojavi supernova kao i neutrini nastali interakcijom kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. Čestice primarnog kosmičkog zračenja ne uspeavaju da se probiju duboko u atmosferu. Srednji slobodni put visokoenergetskog protona u odnosu na interakciju sa jezgrom je oko 1/13 dela ukupne debljine atmosfere. To znači da primarno kosmičko zračenje, kao i svi nukleoni i teže naelektrisane čestice koje odlikuju snažne interakcije sa jezgrom, veoma retko uspeavaju da stignu do nižih slojeva atmosfere. Do nivoa mora dospeavaju uglavnom lakše čestice, pretežno mioni i elektroni.

*Sekundarno kosmičko zračenje nastaje u interakciji čestica primarnog kosmičkog zračenja, energija većih od 1 GeV, sa jezgrom atoma vazduha (Slika 1.5.). Tom prilikom stvaraju se sve nama poznate elementarne čestice, koje na razne načine mogu da stupaju u nove reakcije, pa se na taj način stvara sledeća generacija čestica. Po načini kako čestice sekundarnog kosmičkog zračenja interaguju, mogu se podeliti u tri grupe: *hadronska, tvrdu ili mionsku i meku ili. elektromagnetnu komponentu.**

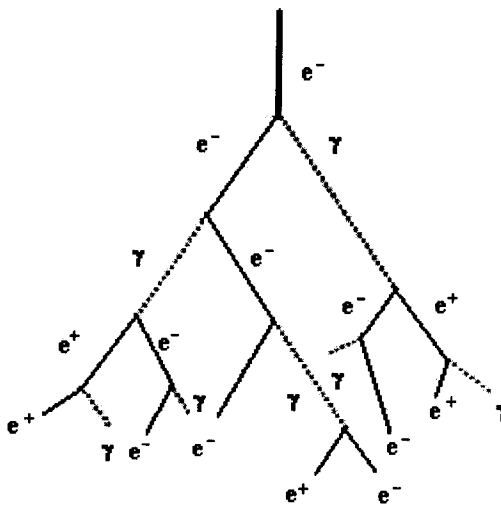


Slika 1.5. Nastanak sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi i gornjim slojevima Zemlje [5].

*Hadronska grupa* sastoji se iz teških čestica. Primarna čestica (najčešće proton) transformiše se u neke druge čestice putem jake interakcije, dok se jezgro cepa na sastavne nukleone. U tim procesima stvaraju se intenzivno  $\pi$ -mezoni tzv. pioni, a u manjem broju nastaju kaoni (20% od ukupnog broja stvorenih čestica). Naelektrisani  $\pi$ -mezoni, kao i nukleoni nazivaju se nuklearno aktivnom komponentom sekundarnog kosmičkog zračenja pošto u interakcijama koje slede mogu takođe da stvore nove hadrone. Visokoenergetski proton prilikom interakcije sa nekim jezgrom može da dovede do njegovog cepanja i tom prilikom potroši od 20% od 50% od svoje početne energije. Nakon toga doživljava ponovo interakciju sa jezgrom gde mu se energija ponovo umanja. Kada mu se energija spusti ispod 100 MeV, on više nije u stanju da stupa u nuklearne interakcije, već svoju energiju gubi

prvenstveno putem jonizacije. Neutroni mogu da učestvuju u nuklearnim reakcijama sa jezgrima do veoma niskih vrednosti energija. Naelektrisani pioni, pre nego što se raspadnu na mione i neutrina, takođe stupaju u reakcije sa jezgrima i stvaraju nove hadrone. Ukoliko im je energija veća od 200 GeV, na osnovu relativističkih efekata, srednji život im se dovoljno produži, tako da imaju vremena da putem reakcija sa jezgrom umnože broj hadrona. Konačno se pioni raspadaju na mione putem reakcija  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$  [Burcham72]. Na nivou mora, od ukupnog sekundarnog kosmičkog zračenja, manje od 1% sačinjavaju nuklearno aktivno čestice.

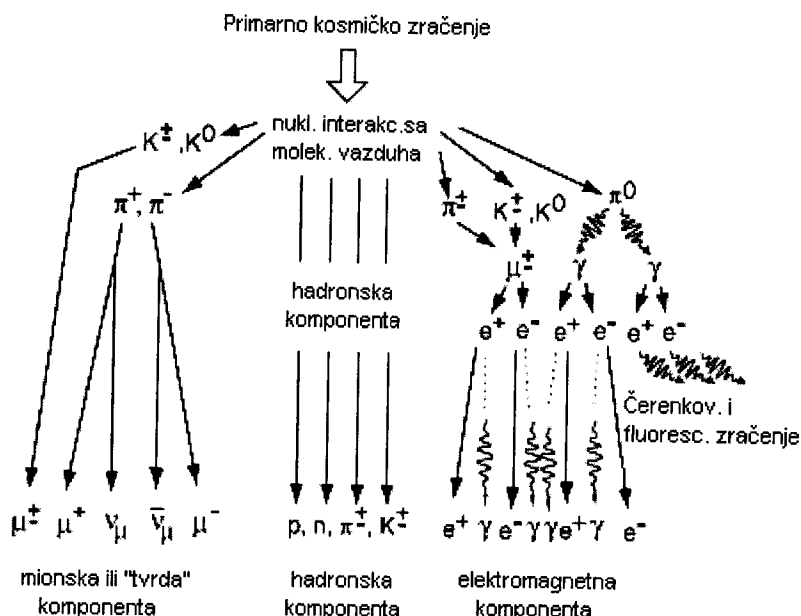
Simultano sa generisanjem nukleonske komponente stvara se meka ili elektromagnetna komponenta i tvrda ili mionska komponenta. Glavni izvor meke komponente su neutralni pioni. Oni imaju vrlo kratak život ( $1.8 \times 10^{-16}$  s) nakon čega se raspadaju u dva gama kvanta, koji mogu u procesu sudara sa atomskim jezgrima stvoriti par elektron-pozitron koji opet emituju zakočno i anihilaciono zračenje. Srednja dužina koju pređe foton skoro je ista kao radijaciona dužina elektrona. Ponavljanje kombinovanog efekta ova dva procesa visokoenergijskih fotona i elektrona proizvodi *elektromagnetne pljuskove ili kaskade* (Slika 1.6.). Fotoni i elektroni u pljusku emituju se uglavnom u istom pravcu u kojem dolaze čestice precizno, usled čega se prostiru u dosta uskom konusu [Slivka00].



Slika 1.6. Šematski prikaz razvoja elektromagnetnog pljuska [6].

Šematski prikaz nastajanja najvažnijih porodica čestica iz interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa jezgrima u atmosferi prikazan je na Slici 1.7. Proces se nastavlja sve

dok energija elektrona i pozitrona ne padne ispod energije na kojoj je verovatnoća zakočnog zračenja zanemarljiva.



Slika 1.7. Šematski prikaz nastajanja čestica iz interakcije primarnog kosmičkog zračenja [7].

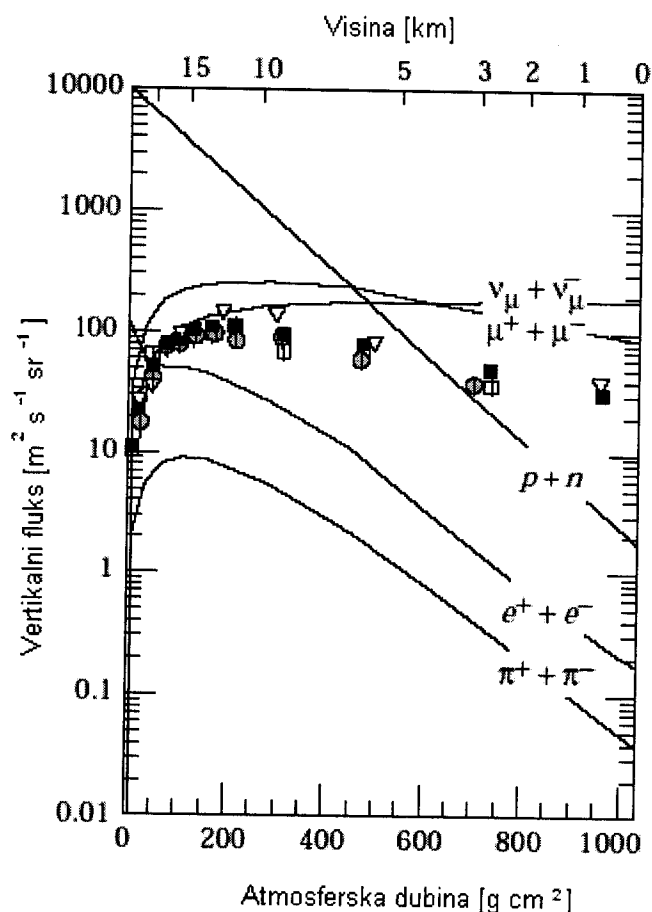
Tvrda komponenta kosmičkog zračenja sastoji se uglavnom od visokoenergetskih miona, koji nastaju prvenstveno raspadom naelektrisanih piona. Mioni u proseku primaju oko 80% energije piona i imaju približno isti pravac kao njihovi preci. Oni su vrlo prodorni, pošto je presek za njihovu interakciju samo oko  $2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$ , ili oko 10  $\mu\text{barn}$  ( $1\text{barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ). Zbog relativističke dilatacije vremena mioni dovoljno velike energije mogu doći do površine Zemlje, iako im je vreme raspada  $\sim 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Na visini od  $\sim 15 \text{ km}$  počinje generisanje miona, a na visini od 10 km formirano je oko 90% ukupnog broja miona koji se formira u atmosferi. Spektar miona se pri prolazu miona kroz atmosferu modifikuje zbog jonizacionih gubitaka, raspada i zahvata suprotno naelektrisanih miona, i razlikuje se od spektra piona, sa kojim je skoro isti na mestu njihovog stvaranja. Znatno broj miona se u letu raspada na elektron (pozitron) i neutrino (antineutrino), pri čemu elektron odnosi 1/3 kinetičke energije miona, dok neutrini odnose ostatak energije [Slivka00]. Na

opisani način energija protona kao dominantna primarna čestica, podeli se na veliki broj sekundarnih čestica. Procena je da jedan proton energije  $10^8$  MeV, nakon interakcije na jezgri na visini od 20 do 25 km stvara putem elektromagnetnih kaskada ukupno  $10^9$  čestica, da bi se na nivou mora rasporedile od nekoliko kvadratnih kilometara. Do površine Zemlje stiže samo tvrda i meka komponenta kosmičkog zračenja tj. mioni, elektroni i fotoni.

U materijalima gustine kao što je atmosfera Zemlje, većina miona izgubi svu svoju energiju pre raspada putem jonizacije. Elektroni i neutriini, u tom slučaju, dele energiju mirovanja miona od 105.7 MeV. Iako se veliki deo miona raspadne u atmosferi, znatan deo dostigne nivo mora, i to, 20 % od onih sa energijom od 1 GeV i 80% od onih sa energijom od 10 GeV. Zbog velike prodorne moći miona, njihov fluks opada mnogo sporije sa dubinom atmosfere nego fluks njihovih predaka. Elektromagnetna komponenta dominira na velikim visinama, ali zbog jake atenuacije, na površini mora predstavlja manji deo zračenja. Nukleonska komponenta zbog intenzivne interakcije sa okolnom atmosferom gotovo iščezava na površini mora. Neutroni iz nukleonske komponente odgovorni su za stvaranje radioaktivnog  $^{14}\text{C}$  (zahvatom neutrona jezgrima N) i  $^3\text{H}$  u atmosferi. Spektar neutrona na nivou mora proteže se od termalne energije do 1 GeV, a njihov fluks oko vertikalne iznosi  $6.2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Najbrojnije naelektrisane čestice na površini mora su mioni, sa srednjom energijom od  $\sim 4$  GeV. Intenzitet miona proporcionalan je sa  $\cos^2 \theta$ , gde je  $\theta$  ugao upada u detektor u odnosu na vertikalnu. Na Slici 1.8. prikazana je zavisnost fluksa različitih čestica u atmosferi od dubine atmosfere.





Slice 1.8. Vertikalni fluks kosmičkih čestica u atmosferi Zemlje u zavisnosti od atmosferske dubine [8].

### 1.3 ZNAČAJ ZA NISKOFONSKE EKSPERIMENTE

U mnogim poljima detekcije jonizujućeg zračenja, detektori se primenjuju za probleme vezane za događaje niskih aktivnosti. Tehnika merenja niskih aktivnosti koristi se za rešavanje niza problema, od kontrole kontaminacije prehrambenih proizvoda, pa do proučavanja fundamentalnih procesa u geofizici, astrofizici, nuklearnoj i subnuklearnoj fizici. Za to su neophodni sistemi koji smanjuju fon (*pozadinsko zračenje*). Detaljno poznavanje izvora fona preduslov je za preduzimanje efektivnih mera za njegovo smanjenje.

Fon niskofonskih  $\gamma$  spektrometarskih sistema potiče delimično od zračenja proizvedenog mionima iz kosmičkog zračenja. Upravo nam ta činjenica omogućuje praćenje

intenziteta sekundarnog kosmičkog zračenja, kao i njegove varijacije, koje se pripisuju zemaljskim, solarnim i galaktičkim uslovima. Ovakvi eksperimenti zahtevaju specijalnu detektorsku opremu velike osetljivosti, koja omogućuje da se razlikuju događaji izazvani kosmičkim zračenjem od događaja indukovanih drugim zračenjem iz okoline. Sekundarno kosmičko zračenje, koje se na nivou mora sastoji pretežno od visokoenergijskih miona, prolazeći kroz detektor gubi deo svoje energije i proizvodi deo kontinuuma u spektru. Niskoenergijski deo ovog kontinuuma, ispod 3 MeV, kombinovan je sa zračenjima iz okoline, dok visokoenergijski deo praktično sav potiče od kosmičkih zraka. Uz specijalne detektore u niskofonskim laboratorijama može se sa velikom tačnošću izdvojiti visokoenergijski od ostalog dela spektra, odnosno od zračenja koje dolazi iz okoline. Na taj način moguće je ispitivanje karakteristika kosmičkog zračenja, kao što su npr. energija i fluks miona, kao i mnoge detalje vezane za interakciju kosmičkog zračenja sa detektorskim materijalom. Kada materijal detektora ima veliku gustinu i debljinu, tj. kada je u tečnom ili čvrstom stanju, kao plastični (polistiren, polietilen) i tečni (NaI) scintilacioni detektori ili poluprovodnički Ge detektori, većina impulsa koji potiču od miona je velika u odnosu na one koji se uobičajeno registruju u  $\gamma$  spektrometriji (ispod 3 MeV). Impulsi niskoenergijskog mionskog fluksa, koji nastaju kada mioni prolaze kroz ivice detektora, od malog su značaja u uobičajenom energetskom prozoru  $\gamma$  spektrometrije.

U daljem tekstu biće opisan jedan od specijalnih detektora za tu namenu, plastični scintilacioni detektor «SCIONIX», koji čini aktivnu zaštitu u niskofonskoj laboratoriji na površini. Takođe, biće opisani i procesi koje mioni indukuju interagujući sa materijalom detektora, kao i teorijska izračunavanja gubitka energije miona na jonizacione procese, pri prolasku kroz aktivni materijal detektora.



## 2. SPEKTROSKOPIJA MIONA SA PLASTIČNIM DETEKTOROM

### 2.1 INTERAKCIJA MIONA SA MATERIJALOM DETEKTORA- TEORIJSKI UVOD

Mioni sa materijom interaguju praktično najviše preko *elektromagnetne interakcije*. Zbog izuzetno visoke energije imaju veliku prodornu moć, tako da mogu prodreti duboko u površinu Zemlje. Procesi koji preovlađuju su jonizacija i ekscitacija, ali takođe dolazi i do sudara sa izbijanjem elektrona, i, u manjoj meri, do zakočnog zračenja, i stvaranja parova. Zaustavljeni negativni mioni upadaju u klopku atomskih orbita, koje su, zbog mnogo veće mase miona, mnogo bliže jezgru nego atomske orbite elektrona u materijalima velikog  $Z$  i formiraju *mionske atome*. Pri tome se emituje mionsko X-zračenje [Slivka00]. Spori pozitivni mioni mogu da formiraju *mionijum* (analogan pozitronijumu). U oba sistema javlja se normalni raspad miona, pri čemu je kod mionskih atoma takođe moguća (slaba) nuklearna interakcija. Negativni mion može takođe da veže dva atoma i da formira *mionski molekul*. Osim elektromagnetne interakcije, mioni manjim delom interaguju i preko *slabe interakcije*. Glavni slabi proces je raspad miona, ali takođe postoji verovatnoća da jezgra zahvate negativni mion sa nižih orbita mionskih atoma. Zahvat protonom iz jezgra, može se predstaviti putem reakcije [Burcham72]:



Raspad je verovatniji u materijalima malog rednog broja, dok zahvat preovlađuje u jezgrima visokog rednog broja. Pri zahvatu otpušta se masa mirovanja miona i jezgro ostaje u visoko pobuđenom stanju. Ono se deekscituje emitovanjem jednog ili više neutrona. Broj neutrona emitovanih po jednom mionu zavisi od masenog broja jezgra. Ovi brzi neutroni generišu fotone posredstvom neutron-neutron reakcija u materijalima sa velikim  $Z$ . Pri raspadu miona proizvode se pljuskovi sekundarnog zračenja: neutroni, elektroni i fotoni. Ovaj proces umnožavanja nastavlja se dok se ne dostigne *kritična energija*  $\mathcal{E}_{\mu c}$  posle koje elektroni gube više energije jonizacijom nego radijacijom, a fotoni gube više energije Komptonovim rasejanjem nego proizvodnjom parova. Umnožavanje u pljusku

tada prestaje. Elektronsko-fotonske kaskade u laboratoriji mogu dolaziti i od spolja i od građevinskog materijala. Kod malih debljina prekrivnog sloja detektora, mioni proizvode oko 2/3 elektronskog fluksa (1/3 potiče od protona) [Slivka00].

Mioni sa energijom  $E_\mu < E_{\mu c}$  u interakciji sa materijalom gube svoju energiju uglavnom putem jonizacije. Srednja procena gubitka energije (ili zaustavne moći) miona na jonizaciju, može se dati pomoću Bethe-Bloch formule [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.2)$$

U praksi su, međutim, dodate dve korekcije: *efekat gustine*  $\delta$  i *efekat ljuskaste strukture*  $C$ , tako da prethodni obrazac glasi [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.3)$$

gde su:

$r_e$ :	klasični elektronski radijus = $2,817 \cdot 10^{-13}$ m	$\rho$ :	gustina apsorbujućeg materijala
$N_a$ :	Avogadrov broj = $6,022 \cdot 10^{23}$ mol <sup>-1</sup>	$m_e$ :	masa elektrona
$Z$ :	atomski broj apsorbujućeg materijala	$z$ :	naelektrisanje upadne čestice u jedinicama od $e$
$A$ :	atomska težina apsorbujućeg materijala	$I$ :	srednji jonizacioni potencijal
$W_{\max}$ :	maksimalna energija prenosa po jednom sudaru	$\beta$ =	$v/c$ , $v$ - brzina upadne čestice
		$\gamma$ =	$1/\sqrt{1-\beta^2}$

Za upadnu česticu mase  $M$ , maksimalni energetska transfer, odnosno maksimalna kinetička energija koja može biti predata slobodnom elektronu po jednom sudaru,  $W_{\max}$ , data je prema relaciji [Leo94]:

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (2.4)$$

gde je  $s = m_e / M$  i  $\eta = \beta\gamma$ .

Uobičajeno je da se pravi aproksimacija za niskoenergetske čestice, teže od elektrona,  $M \gg m_e$ :

$$W_{\max} \cong 2m_e c^2 \eta^2 \quad (2.5)$$

Srednji jonizacioni potencijal određen je na osnovu semi-empirijske formule [Leo94]:

$$\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} eV \quad Z < 13 \quad (2.6)$$

Funkcija  $\delta$  ili efekat gustine je korekcija Bethe-Bloch formule koja postaje značajna na visokim energijama. Efekat gustine proizilazi iz činjenice da električno polje čestice polarizuje atome duž putanje. Usled polarizacije, elektroni koji se nalaze na velikoj udaljenosti od putanje čestice zaštićeni su od potpunog uticaja intenziteta električnog polja. Sudari sa tako udaljenim elektronima doprinose tako manje ukupnom gubitku energije, nego onom predviđenom Bethe-Bloch formulom. Efekat postaje značajniji sa porastom energije čestica, tako da doprinos od udaljenih sudara u jednačini raste kao  $\ln \beta\gamma$  [Leo94]. Očigledno je da ovaj efekat zavisi od gustine materijala, budući da će indukovana polarizacija biti veća u kondenzovanim materijalima nego u lakšim, kao što su gasovi.

Funkcija efekta gustine obično se izračunava upotrebom Sternheimer-ove parametrizacije [Barnett72]:

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052 X + C_0 + a (X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052 X + C_0 & X > X_1 \end{cases} \quad (2.7)$$

gde je  $X = \log_{10} \eta = \log_{10} (\beta\gamma) = \ln(\gamma^2 \beta^2)$ .

Veličine  $X_0, X_1, C_0, a$  i  $m$  zavise od apsorbujućeg materijala. Parametar  $C_0$  definisan je kao [Leo94]:

$$C_0 = - \left( 2 \ln \frac{I}{h\nu_p} + 1 \right) \quad (2.8)$$

gde je  $h\nu_p$  tzv. plazma frekvencija materijala [Leo94], tj.

$$\nu = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e}} = \sqrt{80,617 \times 10^6 \text{ cm}^3 N_e} \text{ Hz} \quad (2.9)$$

gde je  $N_e = N_a \rho Z / A$ .

Parametri  $a$  i  $X_a$  definisani su na sledeći način [5]:

$$a = 4.6052 (X_a - X_0) / (X_1 - X_0)^m \quad (2.10)$$

i

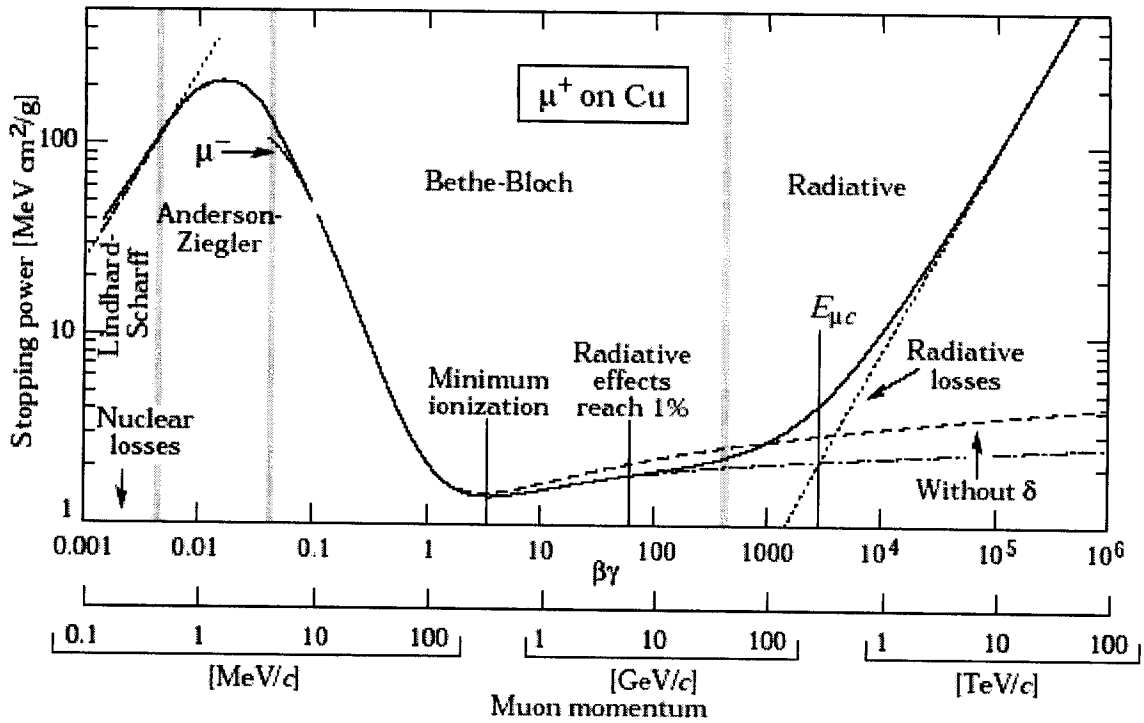
$$X_a = C / 4.6052 \quad (2.11)$$

*Korekcija na ljuskastu strukturu* uračunava efekte u slučaju kada je brzina upadne čestice uporediva ili manja od orbitalne brzine pobuđenog elektrona. Na ovakvim energijama, pretpostavka da je elektron stacionaran u odnosu na upadnu česticu nije primenljiva i Bethe-Bloch formula više ne važi. Ovde je data empirijska formula za ovu korekciju, koja važi za  $\eta \geq 0.1$  [Leo94]:

$$C(I, \eta) = (0.422377 \eta^{-2} + 0.0304043 \eta^{-4} - 0.00038106 \eta^{-6}) \times 10^{-6} I^2 \\ + (3.850190 \eta^{-2} - 0.1667989 \eta^{-4} + 0.00157955 \eta^{-6}) \times 10^{-9} I^3 \quad (2.12)$$

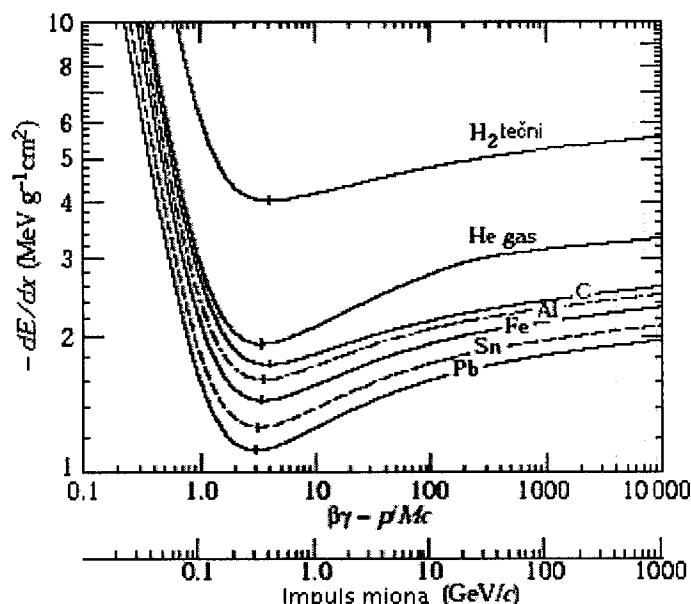
gde je  $\eta = \beta\gamma$ , a  $I$  je srednji jonizacioni potencijal u eV.

Na Slici 2.1. prikazana je zaustavna moć pozitivnih miona u bakru u funkciji energije upadnih miona, kako niskoenergijskih, tako i visokoenergijskih [Barnett96].



Slika 2.1. Zaustavna moć ( $=\langle dE/dX \rangle$ ) pozitivnih miona u bakru u funkciji od impulsa miona [9].

Normiranje energetske gubitaka u različitim materijalima dobija se uvođenjem tzv. *površinske gustine* (efektivne debljine) koja je izražena u  $[g/cm^2]$ . Efektivna debljina je proizvod dužine puta i gustine materijala  $\rho$ . U slučaju kada čestice prelaze velike efektivne debljine (npr. čestice kosmičkog zračenja), vrednost iste izražava se u metrima vodenog ekvivalenta [mwe]. Na Slici 9. prikazan je srednji energetski gubitak upadnih miona u različitim materijalima [Barnett96].



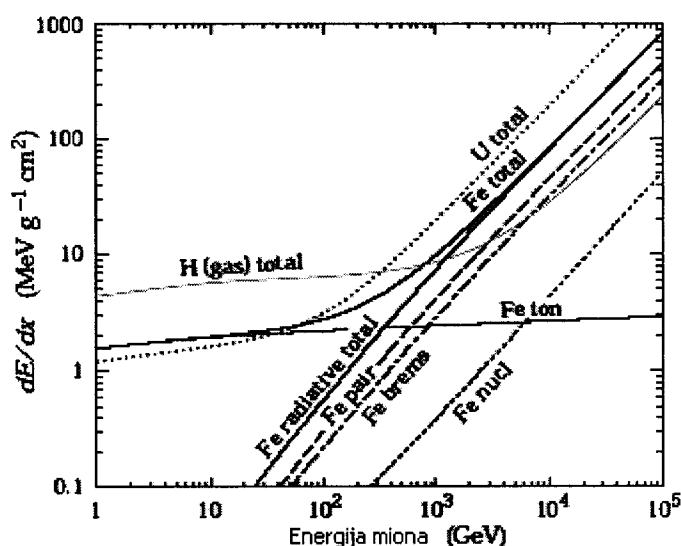
Slika 2.2. Srednji gubitak energije čestice u različitim materijalima [9].

Za nerelativističke čestice,  $dE/dX$  je funkcija opšteg faktora  $1/\beta^2$  i opada sa porastom brzine čestice sve do  $v = 0,96 c$ , gde je dostignut minimum. Čestice u toj tački imaju *minimalni jonizacioni potencijal*. Kako energija, posle ove tačke, počinje da raste, član  $1/\beta^2$  postaje skoro konstantan i  $dE/dX$  ponovo raste usled logaritamske zavisnosti, dostižući najzad konačnu vrednost-*Fermijev plato* [Barnett96]. Numerička vrednost minimuma jonizacije (minimalnog gubitka energije) iznosi  $2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$  [Barnett96]. Gubitak energije putem jonizacije statistički je raspoređen oko njegove srednje vrednosti, zbog statističkih fluktuacija koje se dešavaju pri pretrpljenim sudarima i prenošenju energije pri svakom sudaru. Raspodela, koja se u literaturi obično spominje kao *energetsko rasipanje*, približno je Gausova za deblje apsorbere, ali sa smanjivanjem debljine razvija asimetriju i «rep» prema višim energijama. Za veoma tanke apsorbere, raspodela je Landauova [Leo94].

Minimalana vrednost  $dE/dX$  skoro je ista za sve čestice istog naelektrisanja. Za energije ispod minimalne jonizacione vrednosti,  $dE/dX$  kriva je, u većini slučajeva, jedinstvena za svaki tip čestica ponaosob. Ova karakteristika obično se koristi u fizici čestica kao način za identifikaciju čestica u ovom energetskom opsegu. Pri malim brzinama, uporedivim sa brzinama orbitalnih elektrona materijala,  $dE/dX$  dostiže maksimum, i nakon toga opet naglo opada.



Na dovoljno visokim energijama, na gubitak energije miona značajnije utiču radijacioni procesi (proizvodnja parova, zakočno zračenje, fotonuklearne reakcije), za razliku od nižih energija, gde prevladavaju procesi jonizacije. Radajacione procese karakterišu mali poprečni preseki, velike energetske fluktuacije i udruženo generisanje elektromagnetnih (u slučaju fotonuklearnih reakcija) i hadronskih pljuskova. Kao posledica toga, tretman gubitka energije kao uniformnog i neprekidnog procesa, u mnoge svrhe je neadekvatna. Za procese radijacije karakterističan je gubitak energije iznad nekoliko stotina GeV (Slika 2.3.) [Barnett96].



Slika 2.3. Prosečan gubitak energije miona u raznim materijalima u funkciji energije miona [9].

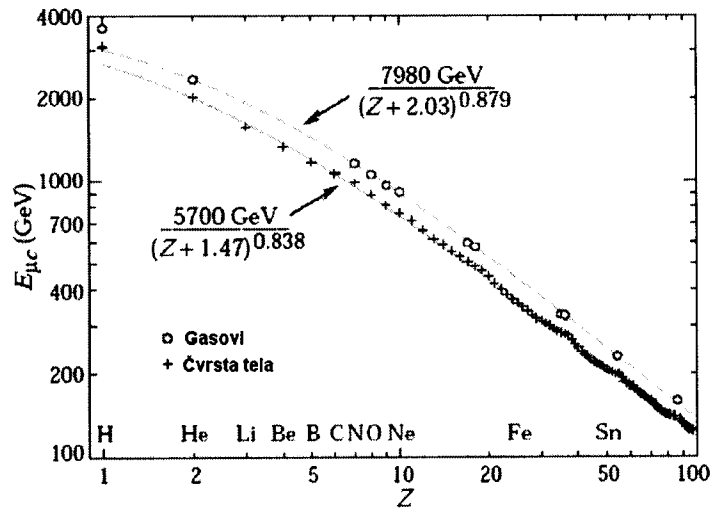
Uobičajeno je da se za prosečnu vrednost gubitka energije miona piše [Barnett96]:

$$\frac{dE}{dX} = a(E) + b(E)E \quad (2.13)$$

gde je  $a(E)$  gubitak energije čestica na jonizaciju dat Bethe-Bloch formulom, a  $b(E)$  je zbir doprinosa na proizvodnju parova, zakočno zračenje i fotonuklearne reakcije.

*Mionska kritična energija*  $E_{\mu c}$  može se definisati kao energija gde su radijacioni i jonizacioni gubici jednaki. Ispod kritične energije dominiraju jonizacioni, a iznad radijacioni

procesu. Kritična energija može se definisati kao  $E_{\mu c} = a/b$ . Pošto je  $a(E) \approx 0.002 \text{ GeVg}^{-1} \text{ cm}^2$ , član  $b(E)E$  dominira pri energetskim gubicima miona iznad nekoliko stotina GeV, gde je  $b(E)$  približno konstantno [Barnett96].



Slika 2.4. Kritična energija miona za razne hemijske elemente [9].

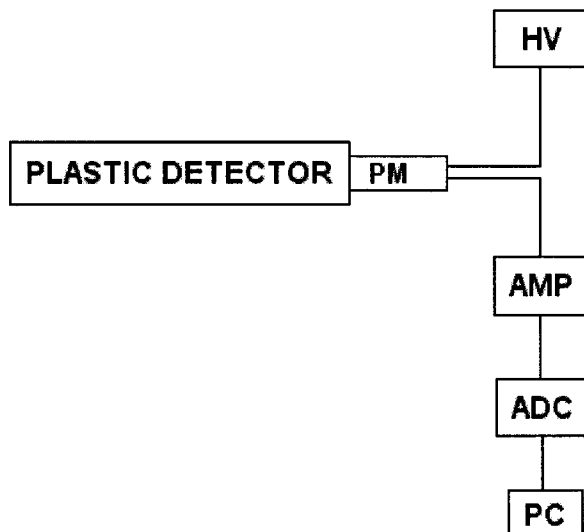
## 2.2 OPIS I KARAKTERISTIKE DETEKTORSKOG VETO SISTEMA «SCIONIX»

Kao što je već opisano u uvodnom delu, pozadinsko zračenje (fon)  $\gamma$  spektrometara potiče od svojstvene (unutrašnje) radioaktivnosti detektora, okoline detektora i od kosmičkog zračenja. Radijacija koja potiče od prva dva izvora, može se redukovati rigoroznom selekcijom materijala niskih aktivnosti. Fon niskofonskih  $\gamma$  spektrometarskih sistema tada, potiče uglavnom od sekundarnog zračenja proizvedenog mionima iz kosmičkog zračenja i može se redukovati smeštanjem mernog sistema duboko pod zemlju, gde je intenzitet kosmičkog zračenja smanjen za nekoliko redova veličine. U površinskim i plitko ukopanim laboratorijama, koje su ovde od interesa, kao alternativna tehnika za redukciju fona kosmičkog zračenja koristi se metod *aktivne zaštite detektora*, kod koje se detektori sem pasivnog sloja materijala (materijali visoke gustine, visokog rednog broja i visoke radiočistoće) okružuju posebnim zaštitnim (guard, veto) detektorima.

U laboratoriji na površini u DFNS, čiju spoljašnju zaštitu čine tavanice i zidovi zgrade, postavlja se jedan takav  $\gamma$  spektrometrijski sistem, pod nazivom CRYME (Cosmic Ray Multipurpose Experiment), u kojem aktivna zaštita (plastični scintilacioni detektor-veto detektor) okružuje pasivno zaštićen detektor (Pb, Fe i Sn). U sistemu CRYME, veto detektori radiće u *antikoincidentnom* ili *koincidentnom režimu* sa osnovnim detektorom, za razliku od mnogih sličnih sistema koji se eksploatišu u podzemnim laboratorijama, gde veto detektori rade u antikoincidentnom režimu sa glavnim detektorom, elektronski odbacujući istovremene događaje u oba detektora. Kada veto detektori rade u koincidentnom režimu sa osnovnim detektorom, za svaki registrovani događaj u glavnom detektoru znaće se da li je kosmičkog porekla, koja je energija zračenja koja ga je indukovala i iz kog pravca primarnog zračenja dolazi. Informacija koja se dobija od njih koristi se za ispitivanje mnogih detalja višestrukih interakcija kosmičkog zračenja sa materijalom, kao i za merenje varijacija pojedinih komponenti kosmičkog zračenja.

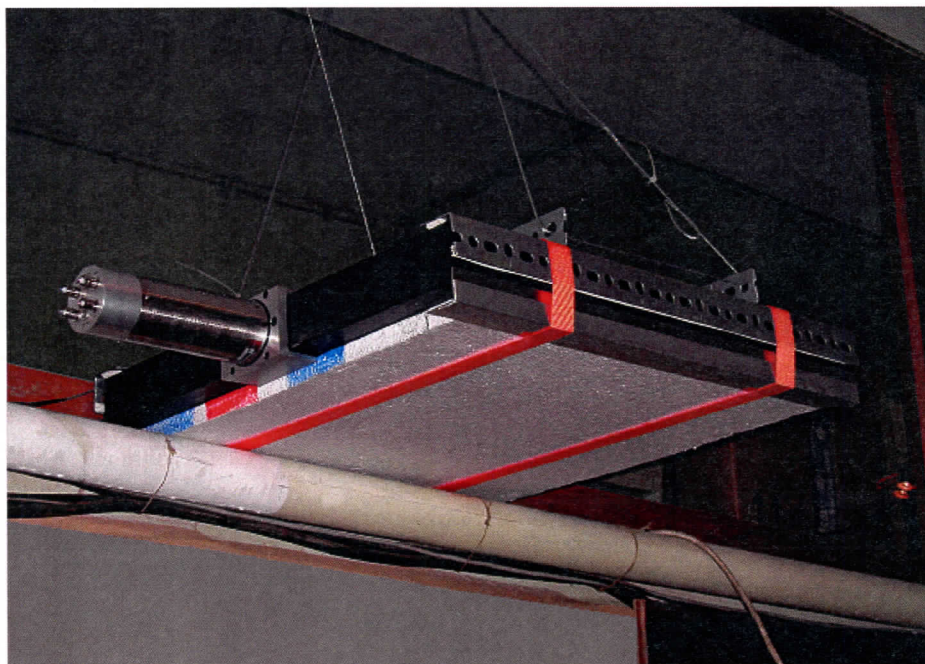
U ovom eksperimentu ispitivana je spektralna informacija iz veto detektora postavljenog horizontalno. Elektronska šema sistema, korištena kako za obrađivanje spektara izvora koji su korišteni u svrhu kalibracije detektora «SCIONIX», tako i za

snimanje fonskog spektra, u cilju određivanja energije i fluksa kosmičkih miona na nivou mora, prikazana je na Slici 2.5.

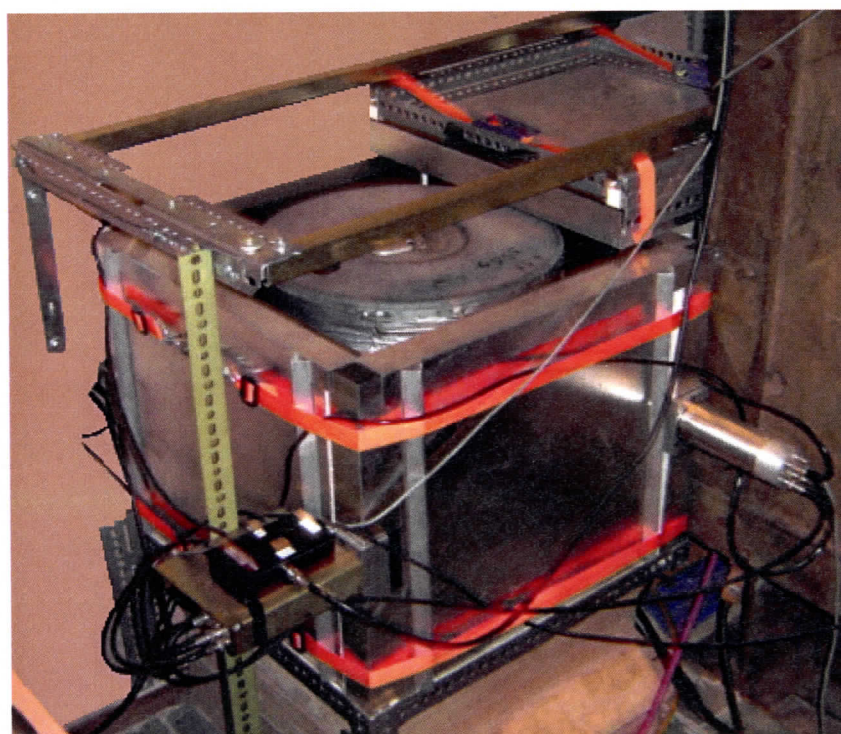


Slika 2.5. Elektronska šema eksperimenta

Postojeća izvedba, u niskofonskoj laboratoriji DFNS, za redukciju fona od kosmičkog zračenja, koristi plastični veto detektor tipa «SCIONIX», dimenzija  $50\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ . Plastika od koje je izrađen ovaj detektor je polistiren ( $\text{C}_6\text{H}_6$ ). Gustina ovog materijala iznosi  $1.032\text{ g/cm}^3$  [Barnett96], efektivni redni broj iznosi  $Z_{\text{eff}} = 5.28$  (Dodatak 1.), dok efektivni maseni broj iznosi  $A_{\text{eff}} = 11.146\text{ g/mol}$  (Dodatak 1.). Da bi se detektovali skoro svi mioni koji ulaze u detektor, u sistemu se koristi 6 velikih pljosnatih detektora; četiri čine zaštitu sa strane, jedan je gornja zaštita, dok je šesti smešten centralno oko sistema na visini od oko 2 m i čini teleskop za kosmičko zračenje (Slika 2.6.). Ovaj zaštitni sistem ima efikasnost detekcije od praktično 100% za mione i protone.



Slika 2.6. Teleskop kosmičkog zračenja «SCIONIX» sa fotomultiplikatorom



Slika 2.7. Pasivna zaštita (Fe, Cu, Sn) unutar aktivne zaštite «SCIONIX» u sklopu detektorskog sistema «CRYME» na DFNS

## 2.2.1 GUBICI ENERGIJE MIONA NA JONIZACIONO ZRAČENJE-TEORIJSKI PRORAČUN

Srednja procena gubitka energije miona na jonizaciju, kao što je već napomenuto, izražena je preko Bethe-Bloch formule. U ovom odeljku teorijski su izračunate vrednosti gubitaka energije kosmičkih miona na jonizaciju, pri prolasku kroz materijal aktivne zaštite detektora «SCIONIX». Gubici energije računati su za razne vrednosti energija upadnih čestica, od 10 MeV do 10 TeV. Krična energija miona, detektora «SCIONIX», iznosi prema formuli [Barnett96]:

$$E_{\mu c} = \frac{5700 \text{ GeV}}{(Z + 1.47)^{0.838}} \quad (2.14)$$

oko 1150 GeV. Iznad ove energije, na gubitak energije miona, uglavnom utiču radijacioni procesi.

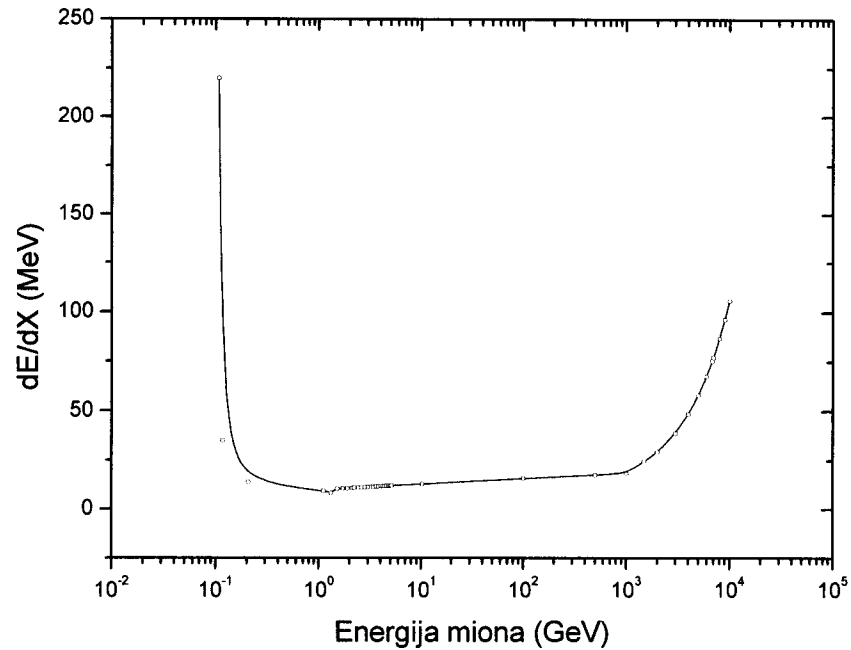
Rezultati jonizacionih gubitaka miona koji vertikalno ulaze u detektor «SCIONIX», dobijeni teorijskim proračunima, pokazuju da je minimalni energetska gubitak miona po jedinici efektivne debljine oko **1.614 MeV/g cm<sup>2</sup>** (Tabela 1.). Ispod ove vrednosti, koja odgovara energiji miona od **1.2 GeV**, vrednost deponovane energije naglo raste. Za vrednosti energija upadnih miona viših od ove vrednosti, gubitak energije miona pri prolasku kroz materijal detektora polako raste, sve do vrednosti od oko **1000 GeV**, da bi vrednost deponovane energije miona u detektoru ponovo naglo skočila. Porast gubitka energije iznad 1000 GeV, razlog je relativističkom skoku. Sve do vrednosti od **1150 GeV**, kojoj odgovara mionska krična energija za detektor «SCIONIX», dominiraju jonizacioni procesi, dok su iznad ove vrednosti, glavni procesi gubitka energije miona u detektoru, radijacioni procesi.

U sledećoj tabeli dati su rezultati proračuna za gubitak energije miona (Bethe-Bloch) pri prolasku kroz plastični detektor «SCIONIX», u intervalu energija miona od 10 MeV do 10 GeV:

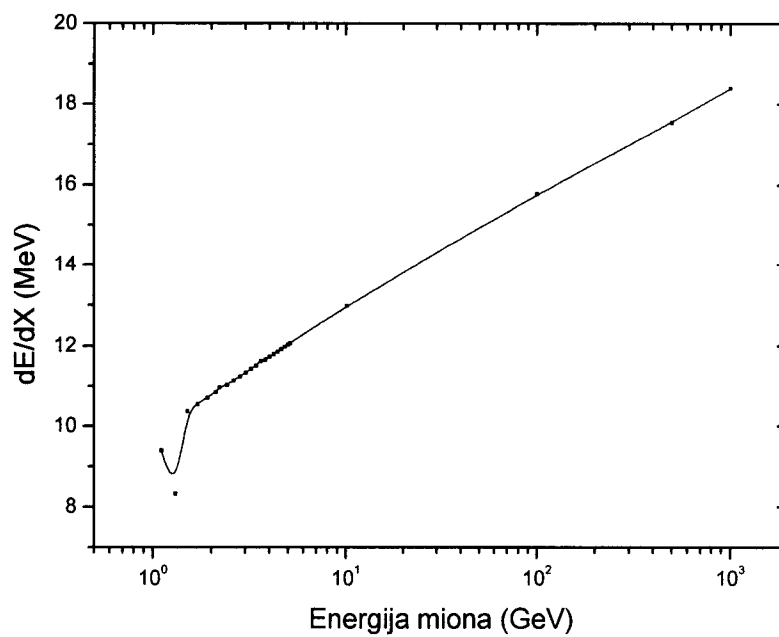
Tabela 1.  
Gubici energije kosmičkih miona na jonizaciju  
pri prolasku kroz materijal detektora «SCIONIX»

$T [GeV]$	$-\frac{dE}{dX} \left[ \frac{MeV}{g \cdot cm^{-2}} \right]$	$-\frac{dE}{dX} \cdot \Delta x \left[ \frac{MeV}{g \cdot cm^{-3}} \right]$	$-\frac{dE}{dX} \cdot \Delta x \cdot \rho [MeV]$
0.01	6.81	34.05	35.14
0.1	2.689	13.445	13.875
1.0	1.82	9.1	9.3912
1.2	1.614	8.07	8.328
1.4	2.01	10.05	10.37
1.6	2.044	10.22	10.55
1.8	2.074	10.37	10.702
2.0	2.1005	10.5025	10.84
2.1	2.1246	10.623	10.963
2.3	2.1366	10.683	11.025
2.5	2.157	10.785	11.13
2.7	2.177	10.885	11.233
2.9	2.1956	10.978	11.329
3.1	2.2128	11.064	11.418
3.3	2.229	11.145	11.5
3.5	2.2518	11.259	11.619
3.7	2.2584	11.292	11.653
3.9	2.2718	11.359	11.722
4.1	2.285	11.425	11.79
4.3	2.2973	11.4865	11.85
4.5	2.3089	11.54	11.914
4.7	2.322	11.61	11.982
4.9	2.3327	11.6636	12.0368
5.0	2.3375	11.688	12.062
10.0	2.515	12.577	12.979
100.0	3.058	15.29	15.78
1000.0	3.565	17.823	18.394
5000.0	10.69	53.457	55.167
10000.0	19.3826	96.9132	100.014

Rezultati iz Tabele 1. prikazani su na sledećem grafiku:



Slika 2.8. Gubitak energije kosmičkih miona  $dE/dX$  u funkciji od energije miona



Slika 2.9. Gubitak energije kosmičkih miona  $dE/dX$  u funkciji od energije miona u domenu malih gubitaka



U detektor, osim vertikalne mionske komponente, ulaze i mioni koji su odnosu na vertikalnu pod određenim uglom. Pošto na gubitak čestice koje interaguju sa detektorskim materijalom utiče, pređeni put čestice u detektoru, logično bi bilo pretpostaviti da bi, zbog pretrpljenih jonizacionih i radijacionih gubitaka, vertikalna mionska komponenta trebala da ima najmanji energetska transfer, odnosno najmanji energetska depozit u materijalu.

Ovde su teorijskim putem izračunate vrednosti za deponovanu energiju miona koji u detektor ulaze pod određenim uglom u odnosu na vertikalnu.

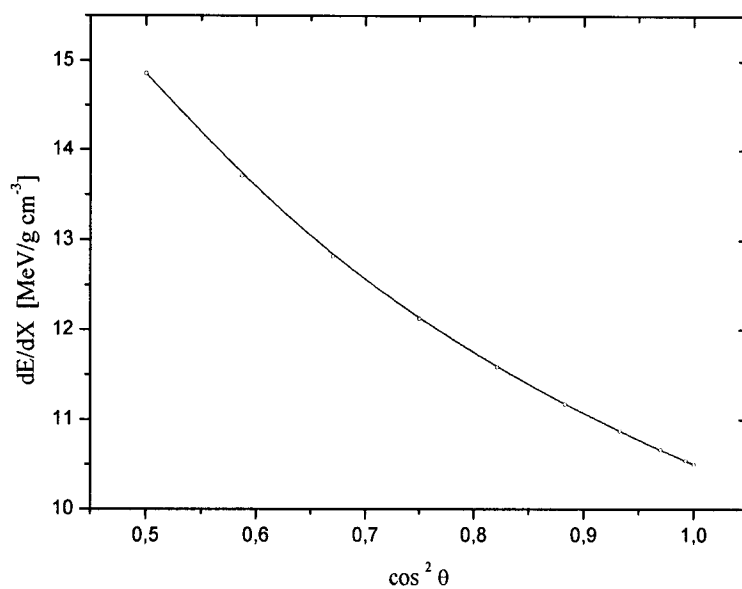
Nevertikalna komponenta miona koja je uzeta u račun, kretala se do  $45^\circ$  u odnosu na vertikalnu mionsku komponentu. Vrednosti za debljinu detektorskog medijuma kroz koji prolaze mioni,  $x$ , izračunate su na osnovu kosinusne teoreme.

U Tabeli 2. prikazan je energetska depozit nevertikalne mionske komponente u detektoru «SCIONIX», za razne upadne uglove, u intervalu od  $0^\circ$  do  $45^\circ$ , za srednju energiju upadnih miona na nivou mora od 2 GeV [Barnett96].

Tabela 2.  
Gubitak energije miona u zavisnosti od upadnog ugla

$\theta [^\circ]$	$\cos^2 \theta$	$x$ [cm]	$E_{\mu d}$ [MeV]
0	1	5	10.5025
5	0.985	5.019	10.542
10	0.94	5.077	10.664
15	0.87	5.1763	10.873
20	0.78	5.321	11.177
25	0.675	5.517	11.588
30	0.56	5.7735	12.127
35	0.45	6.104	12.82
40	0.344	6.527	13.71
45	0.25	7.071	14.853

Grafički prikaz ugaone zavisnosti deponovane energije miona predstavljen je na Slici 2.10.



Slika 2.10. Gubitak energije miona u zavisnosti od upadnog ugla pod kojim ulaze u detektor.

### 3.EKSPERIMENT

#### 3.1 ENERGETSKA KALIBRACIJA PLASTIČNOG DETEKTORA «SCIONIX»

Da bi odredili energiju kosmičkih miona na nivou mora, neophodno je da se izvrši energetska kalibracija detektora. U normalnim okolnostima nije potrebno voditi računa o tipu, dimenzijama, držaču i aktivnosti izvora, pošto su energije nerasejanih  $\gamma$  zraka karakteristika radionuklida, a ne izvora. Kod vrlo preciznog određivanja energije, veličina i pozicije izvora u odnosu na detektor podležu nekim ograničenjima. Koji god tip izvora da se koristi, potrebno je osigurati da kalibracione energije prekrivaju ceo interval u kome se koristi spektrometar. U ovom eksperimentu upotrebljeni su standardni izvori, koji se uvek koriste kao celina, tako da se aktivnost ili brzina emisije koju deklariše proizvođač odnosi na ceo izvor.

Kalibracija detektora «SCIONIX» izvedena je snimanjem spektara sledećih kalibracionih izvora:  $^{22}\text{Na}$  (pozitronski izvor),  $^{60}\text{Co}$  i  $^{137}\text{Cs}$ .

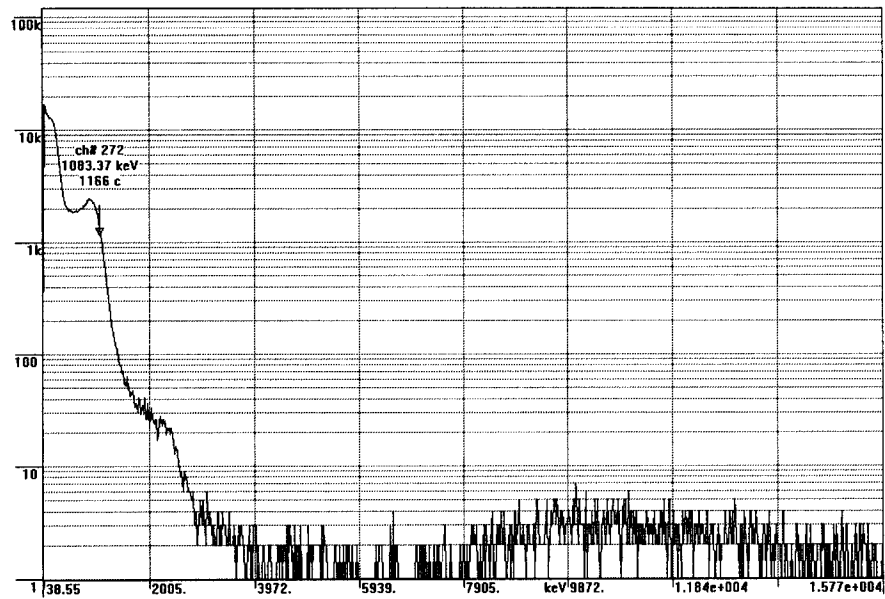
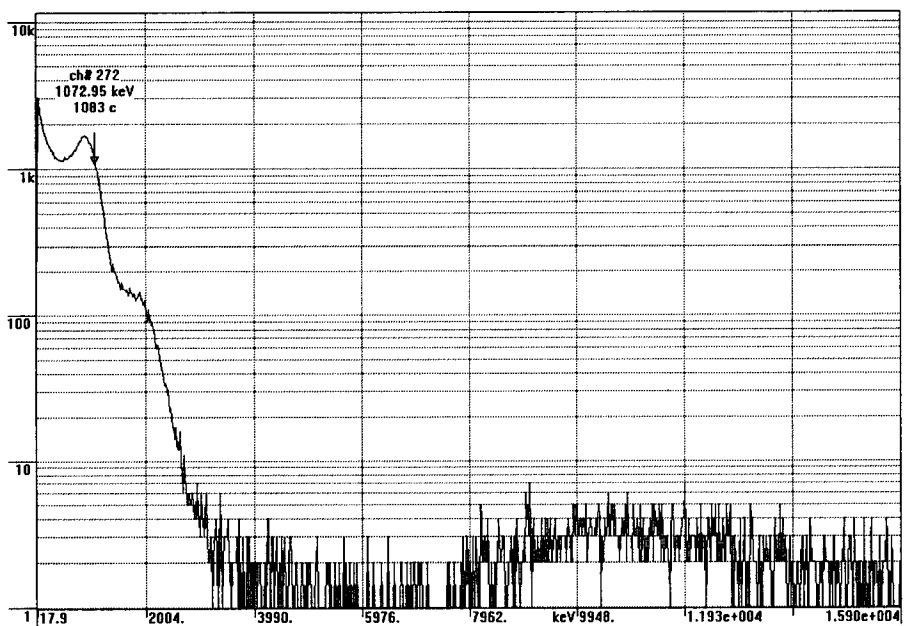
Energije  $\gamma$  zraka kalibracionih izvora iznose [Browne86]:

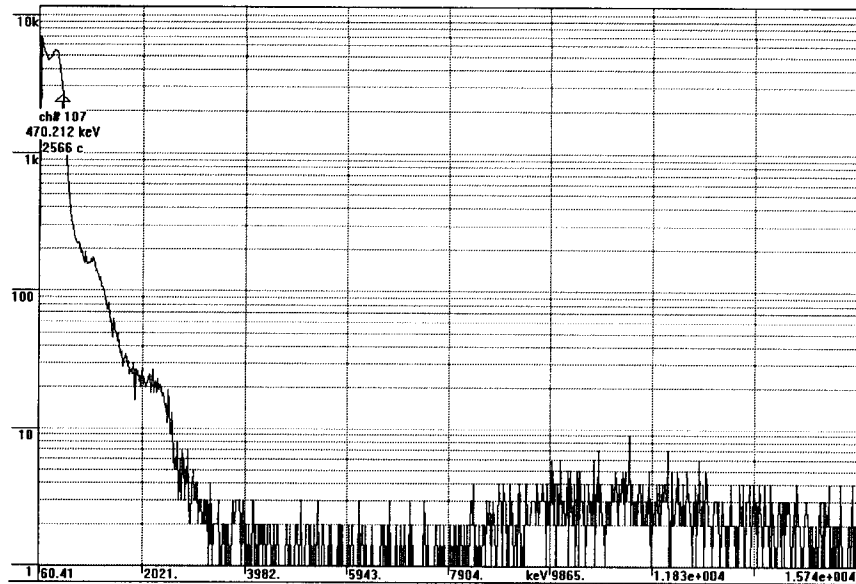
- ◆  $^{22}\text{Na}$  -  $E_{\gamma_1} = 511 \text{ keV}$  i  $E_{\gamma_2} = 1274.53 \text{ keV}$ ,
- ◆  $^{60}\text{Co}$  -  $E_{\gamma_1} = 1173.237 \text{ keV}$  i  $E_{\gamma_2} = 1332.501 \text{ keV}$  i
- ◆  $^{137}\text{Cs}$  -  $E_{\gamma} = 661.66 \text{ keV}$

Izvori su postavljeni direktno na gornju ploču plastičnog detektora «SCIONIX» (ispod teleskopa), površine  $S = 0.25 \text{ m}^2$ . Vreme snimanja sva tri kalibraciona spektra iznosilo je  $t = 100 \text{ s}$ , pri naponu na ulazu u pojačavač od  $U = 1000 \text{ V}$ . Parametri pojačavača, za vreme snimanja spektara, iznosili su: *grubo pojačanje* (CORSE GAIN) = 30, *fino pojačanje* (FINE GAIN) = 0 i *vreme trajanja signala* (SHAPING) =  $1 \mu\text{s}$ .

Data vrednost pojačanja u amplitudi (CG = 30) upotrebljena je radi bolje procene Komptonovih ivica sa kalibracionih spektara. Pri manjim vrednostima pojačanja, Komptonove ivice kalibracionih izvora ne bi bile jasno definisane (definisane samo sa nekoliko tačaka), tako da njihova procena ne bi bila dovoljno precizna.

Kalibracioni spektri prikazani su na sledećim slikama:

Slika 3.1. Spektar izvora  $^{22}\text{Na}$  u plastičnom detektoru «SCIONIX»Slika 3.2. Spektar izvora  $^{60}\text{Co}$  u plastičnom detektoru «SCIONIX»

Slika 3.3. Spektar izvora  $^{137}\text{Cs}$  u plastičnom detektoru «SCIONIX»

U spektrima ovih izvora uočene su karakteristične Komptonove ivice, dok se fotoefekat ne vidi. Razlog ovome je različita zavisnost preseka za fotoefekat i Komptonovo rasejanje, od rednog broja materijala  $Z$  i od energije upadnog zračenja  $E$ . Ove zavisnosti približno se mogu opisati na sledeći način [Knoll79]:

$$\sigma_{pe} = \text{const} \cdot Z^{4.5} \cdot E_{\gamma}^{-3} \quad \text{za fotoefekat}$$

$$\sigma_c = \text{const} \cdot \frac{Z}{E} \quad \text{za Komptonovo rasejanje}$$

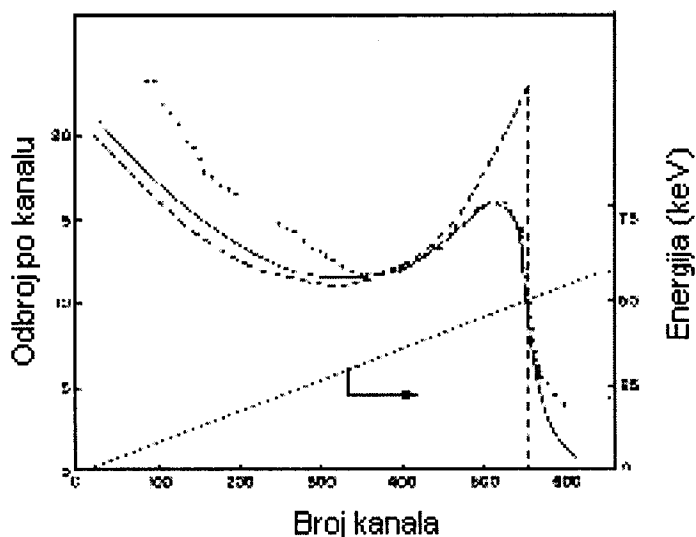
Oдавде се види да је пресек за фотоefekat занемарљив, због малог редног броја детекторског материјала ( $Z_{\text{eff}} = 5.28$ ). Такође, из ове зavisности види се, да фотоелектрични ефекат преовлађује на ниским енергијama, док је Komptonovo rasejanje најчешћи процес на високим енергијama  $\gamma$  кваната и креће се у интервалима од  $E/(1 + 2E/m_0c^2)$  и  $E$ , где је  $E$  енергија upadnog kvanta. Komptonski elektroni čija се енергија apsorbuje у detektoru doprinose kontinualnoj raspodeli koja се протеже од нулте енергије до енергије  $T_e^{\text{max}}$ , где је  $T_e^{\text{max}}$  Komptonova ivica, odn. maksimalna енергија koju primi elektron po jednom sudaru foton-elektron.

Na osnovu poznatih energija  $\gamma$  kvanata izvora  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  i  $^{137}\text{Cs}$ , teorijski su izračunate Komptonove ivice, na osnovu formule [Knoll79]:

$$T_e^{\max} = E \left( \frac{2\varepsilon}{1+2\varepsilon} \right) \quad (3.1)$$

gde je  $\varepsilon = \frac{E}{m_0 c^2}$ .

Zbog ograničene rezolucije detektora, oštra Komptonova ivica teorijske raspodele u spektru je razmazana, a maksimalni odbroj je nešto ispod energije  $T_e^{\max}$  izračunate za ivicu. Rasejani foton, koji ima energiju između  $E/(1+2E/m_0c^2)$  i  $E$ , može opet da interaguje u materijalu detektora. Ako interaguje preko fotoelektričnog efekta, ukupni impuls Komptonskog elektrona i fotoelektrona doprinosi vrhu ukupne energije. Ako se rasejani foton ponovo Komptonski raseje, a sekundarni foton izbegne iz materijala, impuls se pojavljuje na proizvoljnom mestu u kontinuumu ispod vrha ukupne energije. Upravo ovakvi Komptonski događaji doprinose razlici između merenog spektra i teorijske distribucije sa raspodelom jednostrukih događaja (Slika 3.4.) [Knoll79].



Slika 3.4. Položaj Komptonove ivice; isprekidana linija – teorijski proračun baziran na rasejanju slobodnog elektrona, puna linija – teorijski proračun za rasejanje elektrona sa konačnom energijom u pobuđenom stanju, tačke - eksperiment [Knoll79].

Greška pri određivanju položaja Komptonovih ivica u spektrima, u odnosu na teorijski predviđene vrednosti, zavisi i od brzine brojanja fotona. Pri velikim brzinama brojanja pojavljuju se i slučajna sabiranja, koja prouzrokuju distorziju vrhova i spektra.

Položaji Komptonovih ivica rasejanih elektrona sa kalibracionih spektara  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  i  $^{137}\text{Cs}$ , određeni su tako što su se uzimale vrednosti kanala na polovini visine između vrednosti kanala na vrhu i u podnožjima Komptonovih ivica (Slika 3.4.).

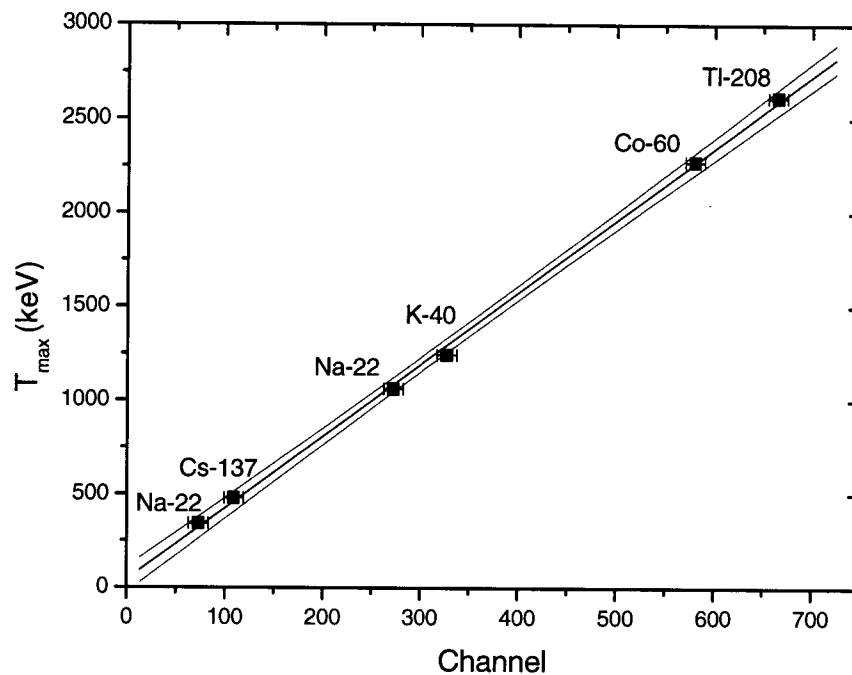
Teorijski proračunate vrednosti Komptonovih ivica i njihovih pozicija očitanih sa kalibracionih spektara, sa odgovarajućim energijama  $\gamma$  kvanata, date su u Tabeli 3.

Tabela 3.  
Energije i pozicije Komptonovih ivica

$E_\gamma$ [keV]	Izotop	$T_e^{\max}$ [keV]	Channel	$\Delta\text{Channel}$
511	$^{22}\text{Na}$	341.179	73	10
661.66	$^{137}\text{Cs}$	477.937	109	10
1062.49	$^{22}\text{Na}$	1062.49	272	10
1460.83	$^{40}\text{K}$	1244.202	327	10
2504.4	$^{60}\text{Co}$ - sum	2273.506	580	10
2614.35	$^{208}\text{Tl}$	2614.35	665	10

Kao što se vidi iz Tabele 3., u spektru  $^{60}\text{Co}$ , uočava se linija koja odgovara zbiru oba kvanta koje emituje izvor. Ovo se dešava zbog toga što se radionuklid  $^{60}\text{Co}$  raspada preko kaskade fotona i tada oba kvanta energija  $E_{\gamma_1} = 1173.237$  keV i  $E_{\gamma_2} = 1332.501$  keV, bivaju detektovana istovremeno, prouzrokujući raspodelu sa vrhom na položaju koji odgovara zbiru energija ovih fotona. Takođe, na spektru  $^{137}\text{Cs}$ , uočavaju se linije koje potiču od prirodnih radioaktivnih elemenata. Uočene linije su: linija izotopa  $^{40}\text{K}$  i linija  $^{208}\text{Tl}$  iz torijumovog niza. Ove linije su takođe uračunate pri kalibrisanju postojećeg detektorskog sistema.

Na osnovu podataka iz Tabele 1., energetska kalibraciona prava, predstavljena je na Slici 3.5.:



Slika 3.5. Energetska kalibracija detektora «SCIONIX»

Kao što se vidi sa slike, za rezultat energetske kalibracije detektora «SCIONIX», dobijena je linearna zavisnost energije upadnih fotona po kanalima višekanalnog analizatora.

Optimalna prava  $y = b \cdot x + a$ , određena je sledećim vrednostima parametara  $a$  i  $b$ , koje su praćene odgovarajućim nesigurnostima  $s(a)$  i  $s(b)$ :

$$a = 38.553 \text{ keV}; s(a) = 24.76 \text{ keV}$$

$$b = 3.84 \text{ keV/ch}; s(b) = 0.06 \text{ keV/ch}$$

Jednačina kalibracione prave (podešena MNK), glasi tako:

$$T_e^{\max} = 3.84 \cdot ch + 38.553 \quad (3.2)$$

Koridor greške, odnosno nesigurnost optimalne vrednosti  $T_e^{\max}$ , ograničen je 95 % granicom poverenja - gornja i donja granica (Slika 3.5.).

Dobijena energetska kalibracija poslužiće za određivanje energije i fluksa kosmičkih miona iz fonskog spektra, kao i za procene grešaka ovih veličina.

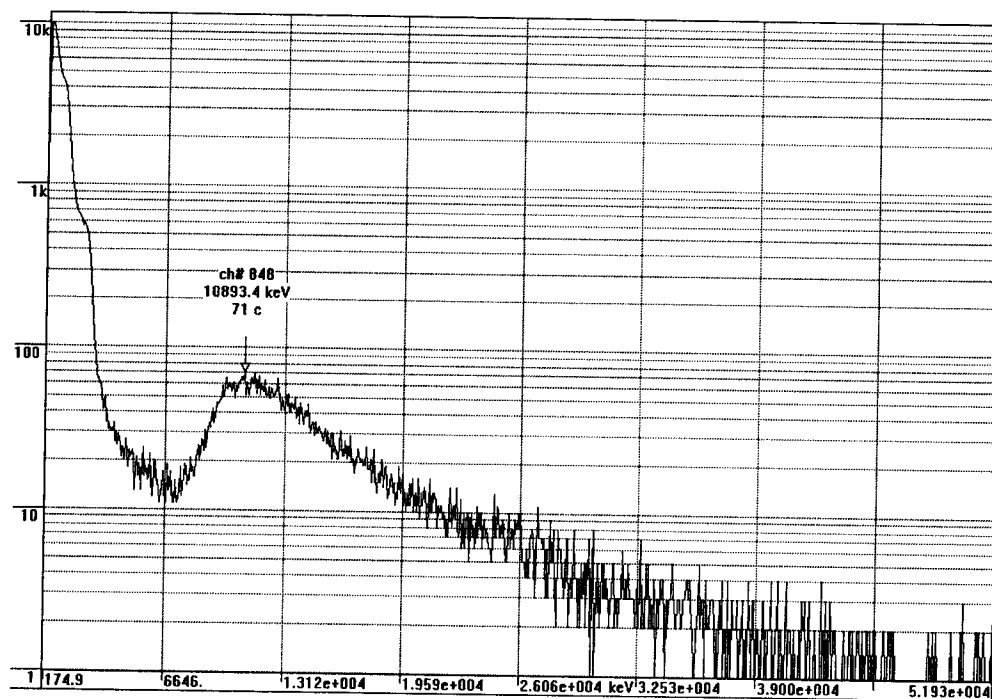


## 4. ODREĐIVANJE ENERGIJE I FLUKSA MIONA NA NIVOU MORA

### 4.1 MERENJE DEPONOVA NE ENERGIJE KOSMIČKIH MIONA IZ SPEKTRA

Nakon kalibracije, pristupilo se snimanju fonskog spektra u cilju određivanja energije i fluksa kosmičkih miona. Informaciju o pristiglom kosmičkom zračenju (fonu), dobijena je iz gornjeg horizontalnog veto detektora (Slika 2.7.).

Vreme snimanja prvog obrađivanog spektra (Slika 3.6.) iznosilo je  $t = 1000$  s. Napon na ulazu u pojačavač iznosio je  $U = 1000$  V, dok su parametri pojačavača za vreme snimanja spektra iznosili: *grubo pojačanje* (CORSE GAIN) = 10, *fino pojačanje* (FINE GAIN) = 0 i *vreme trajanja signala* (SHAPING) =  $1\mu$ s. Svi spektri snimljeni su na maksimalnom broju od 4096 kanala. Spektar je prikazan na Slici 3.6.



Slika 3.6. Fonski spektar u plastičnom detektoru «SCIONIX»,  
GAIN 10

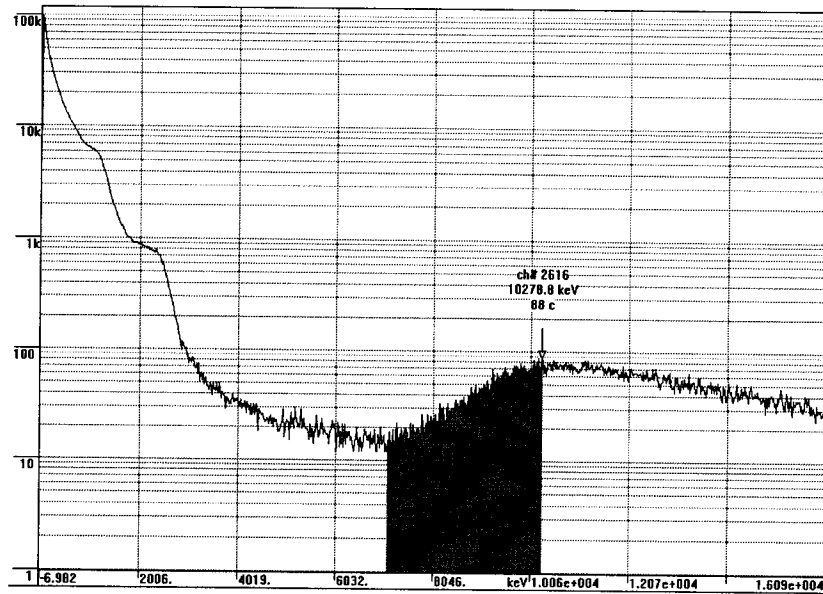
Kao što se vidi iz spektra, vrednost deponovane energije miona u detektorskom materijalu, kreće se u opsegu od oko **6328.68 keV** do oko **34728.4 keV**. Vrednosti za deponovanu energiju miona koja se kreću od oko 6328.68 keV do **10287 keV**, potiču od statističkih fluktuacija oko srednje vrednosti deponovane energije detektora «SCIONIX» vertikalne mionske komponente na nivou mora, i od energetske rezolucije detektora. Repu mionskog spektra, od vrednosti 10287 keV do 34728.4 keV, doprinose mioni koji ne dolaze vertikalno u detektor, kao i mioni koji imaju veće vrednosti od srednje energije miona na nivou mora. Kao što se vidi iz Tabele 2., vrednosti deponovane energije miona koji pristižu u detektor, za vrednosti upadnih uglova od  $0^\circ$  do  $45^\circ$ , kreću se u intervalu od **10502.5 keV** do **14853 keV** ( $E_\mu = 2\text{GeV}$ ).

Na osnovu spektra sa Slike 3.6., vrednost deponovane energije miona sa srednjom energijom na nivou mora od 2 GeV [Barnett96], iznosi oko:

$$E_{\mu}^{\text{exp}} = 10.893 \text{ MeV.}$$

Ove vrednosti za deponovanu energiju dobijene su iz relacije (3.3), pri čemu je konstanta pravca  $b$  pomnožena sa 3.33 zbog tri puta manjeg pojačanja. Fonski spektar sa manjim pojačanjem snimljen je da bi se na njemu video kompletan mionski vrh.

Drugi fonski spektar sniman je  $t = 4000 \text{ s}$ , pri naponu od  $U = 1000 \text{ V}$ . Parametri pojačavača iznosili su: *grubo pojačanje* (CORSE GAIN) = 30, *fino pojačanje* (FINE GAIN) = 0 i *vreme trajanja signala* (SHAPING) =  $1\mu\text{s}$ . (iste vrednosti kao za kalibracione spektre). Spektar je prikazan na Slici 3.7.



Slika 3.7. Fonski spektar u plastičnom detektoru «SCIONIX»,  
GAIN 30.

Kao što se uočava sa slike, vrednost deponovane energije upadnih miona iz vertikalne komponente kosmičkog zračenja, iznosi oko:

$$E_{\mu d}^{\text{exp}} = 10.28 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

Na osnovu energetske kalibracije detektora «SCIONIX» (odjeljak 3.1), zaključuje se da je energetski odgovor detektora linearan, sa vrednošću parametra  $b$  od 3.84 keV/ch, odn.  $3.84 \cdot 10^{-3} \text{ MeV/ch}$ , što je doprinelo tačnijem određivanju vrednosti za deponovanu energiju miona u detektoru «SCIONIX» (4.1).

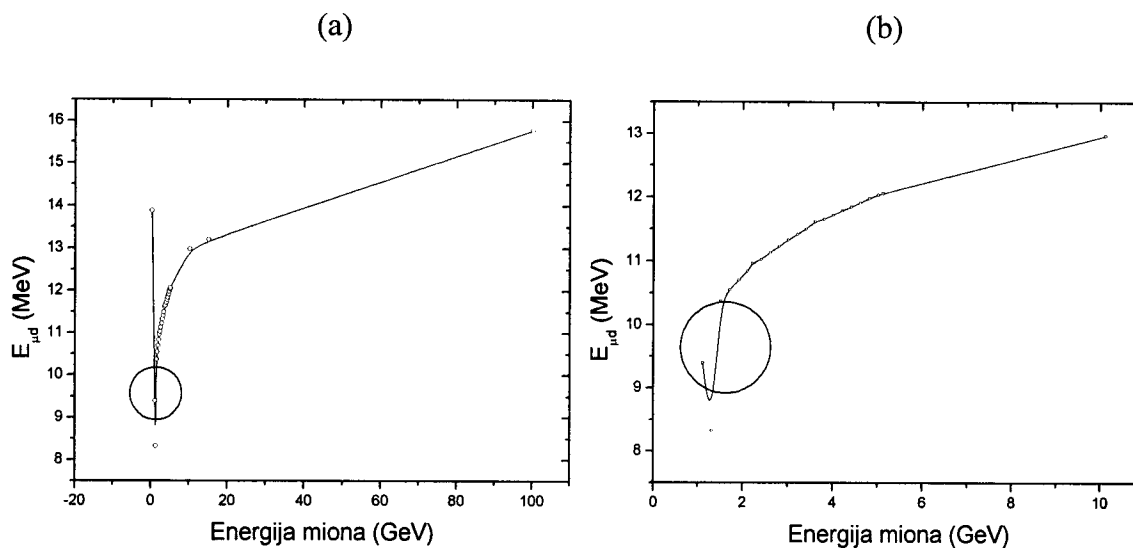
Procena za grešku dobijene vrednosti za deponovanu energiju, detaljno je obrađena u sledećem odeljku.

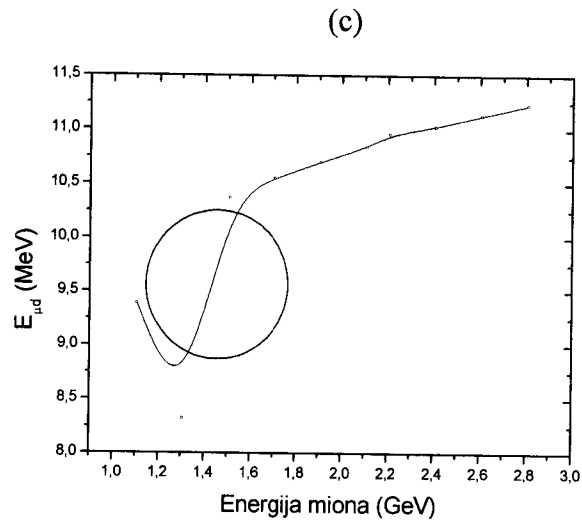
## 4.2 IZRAČUNAVANJE ENERGIJE KOSMIČKIH MIONA NA NIVOU MORA. PROCENA GREŠKE ZA ENERGIJU MIONA IZ GREŠKE ZA DEPONOVANU ENERGIJU MIONA U DETEKTORU «SCIONIX»

Na osnovu vrednosti (4.1) moguće je proceniti vrednost inicijalne energije miona, odnosno energije miona koju oni poseduju pre interakcije sa materijalom detektora. To je *energija miona na nivou mora* i ona na osnovu deponovane energije, dobijene na osnovu kalibracije (3.3) i teorijskih proračuna (Bethe-Bloch) za vrednosti deponovanih energija u zavisnosti od upadne energije miona (Slika 2.8.), iznosi oko:

$$E_{\mu}^{\text{exp}} = 1.56 \text{ GeV} \quad (4.2)$$

Procena vrednosti za grešku energije miona, dobijena je na osnovu kalibracije i na osnovu vrednosti za grešku deponovane energije vertikalne mionske komponente. Vrednost kako za grešku deponovane energije, tako i za grešku energije miona, dobijena je iz linearnog dela funkcionalne zavisnosti deponovane energije miona od energije upadnih miona, u kojem se nalazi dobijena eksperimentalna vrednost energije (Slika 3.8.). U ovoj oblasti deponovana energija linearno raste sa energijom miona, tako da je moguće, proceniti vrednost za grešku deponovane energije vertikalne mionske komponente iz parametara optimalizacije prave (MNK).





Slika 3.8. Odabir energetskeg intervala miona u cilju procene greške za energiju miona

Vrednost za grešku deponovane energije miona u detektoru «SCIONIX», dobijena je fitovanjem prave, u oblasti energije miona između 1.4 GeV i 1.7 GeV (Slika 3.8.c). Optimalizacija linearne zavisnosti deponovane energije od energije miona u toj oblasti, izvedena je pomoću vrednosti prikazanih u Tabeli 4.

Tabela 4.  
Izbor kalibracionih tačaka

Br. tač.	$E_{\mu}$ (GeV)	$E_{\mu,d}$ (MeV)
1	1.4057	10.23
2	1.5057	10.37
3	1.6057	10.48
4	1.7057	10.55

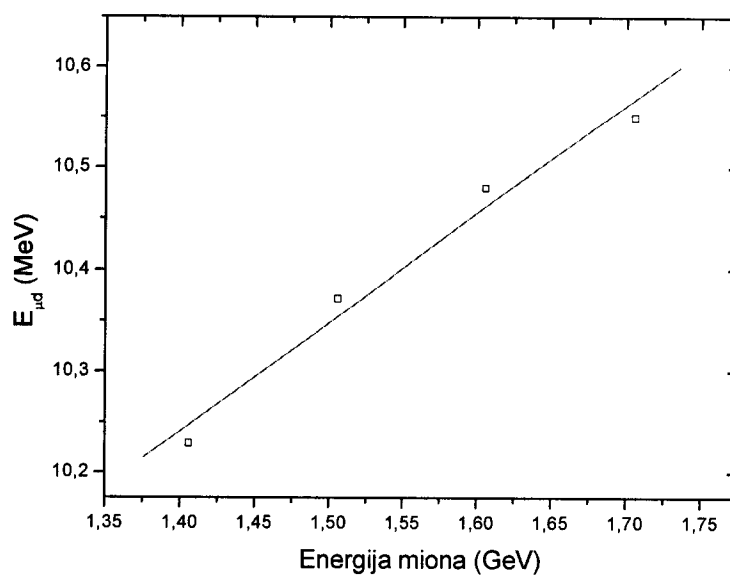
Kao rezultat fitovanja dobijeni su sledeći parametri optimalne prave (MNK), kao i odgovarajuće nesigurnosti:

$$\begin{aligned}
 a &= 8.7416 \text{ MeV} \\
 s(a) &= 0.18 \text{ MeV} \\
 b &= 1.071 \\
 s(b) &= 0.1154
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

Konačan oblik jednačine prave, dobijene fitovanjem u oblasti između 1.4 GeV i 1.7 GeV (Slika 3.8.c), glasi:

$$E_{\mu d} = 1.071 \cdot E_{\mu} + 8.7416 \tag{4.5}$$

Rezultat fitovanja grafički je predstavljen na Slici 3.9.:



Slika 3.9. Fitovanje linearne zavisnosti deponovane energije miona od energije upadnih miona u intervalu od 1.4 GeV do 1.7 GeV.

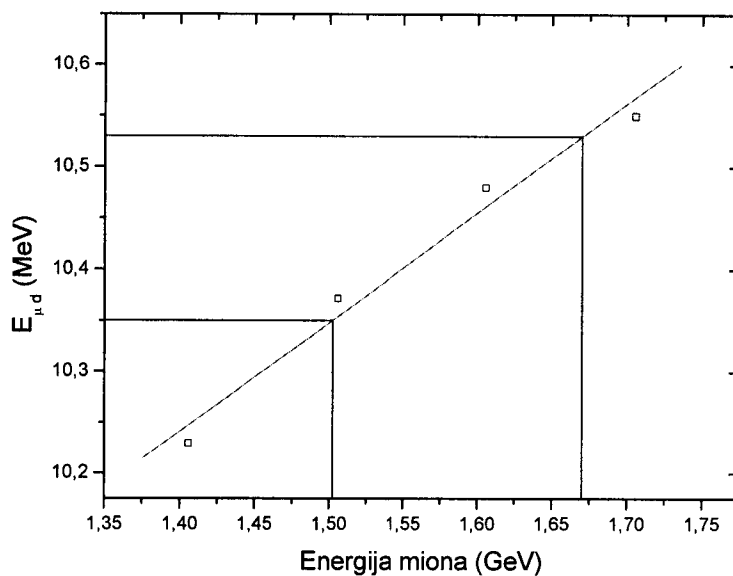
Da bi se procenila greška za energiju miona iz deponovane energije u plastičnom detektoru «SCIONIX», upravo će vrednost dobijena za grešku parametra  $a$  (4.4),

biti od važnosti. Ova vrednost predstavlja ujedno i grešku za deponovanu energiju miona u detektoru, koja iznosi:

$$\Delta \left( \frac{dE}{dX} \right) = 0.18 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

Na osnovu odabranog intervala između 1.4 GeV i 1.7 GeV (Slika 3.8.c), u kojem se i nalazi eksperimentalno dobijena vrednost energije vertikalne mionske komponentu na nivou mora, i fitovanja prave u tom intervalu (Slika 3.9.), lako se može odrediti vrednost za grešku energije upadnih miona.

Procena vrednosti za grešku energije miona koji interaguju sa detektorom prikazana je na Slici 3.10:



Slika 3.10. Procena greške za energiju kosmičkih miona na nivou mora

Očitana vrednost za grešku miona sa grafika iznosi:

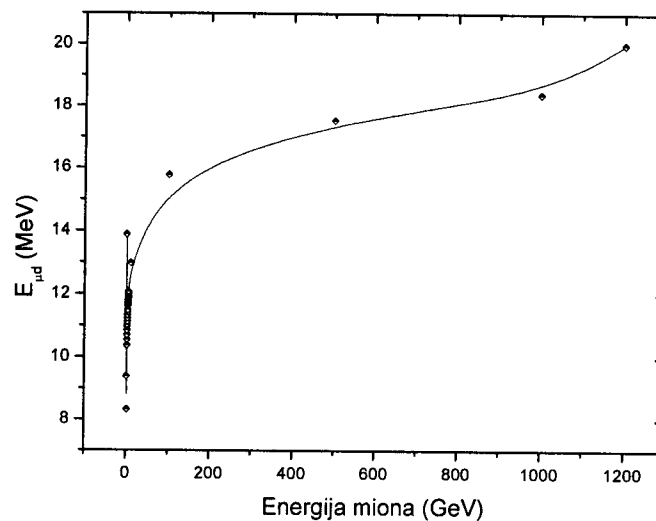
$$\Delta E_{\mu} = 0.167 \text{ GeV} \quad (4.7)$$

Na osnovu dobijenih vrednosti (4.1) i (4.2) i vrednosti za grešku ovih veličina (4.6) i (4.7), sledi:

$$E_{\mu d}^{\text{exp}} = 10.28 (18) \text{ MeV}$$

$$i \quad E_{\mu}^{\text{exp}} = 1.56 (17) \text{ GeV} \quad (4.8)$$

Kako je i kriva zavisnosti deponovane energije od energije miona u ovom delu najstrmija, greška za energiju miona je najmanja. U oblasti između 1.8 GeV i 10 GeV (Slika 3.8.a), gubici energije miona sporije rastu u zavisnosti od mionske energije, dok je u oblasti između 10 GeV i 100 GeV, ova zavisnost je još manja. Oblast gubitaka energije miona u funkciji od njihove upadne energije, u oblasti između 100 GeV i 1000 GeV skoro je konstantna u poređenju sa prethodno obrađenim rezultatima i sa rezultatima dobijenim za vrednosti energija upadnih miona iznad 1000 GeV (Slika 3.11).



Slika 3.11 Gubitak energije miona u funkciji od njihove upadne energije u oblasti energija od 100 GeV do 1000 GeV

Teorijska izračunavanja pokazuju da ovoj energiji miona (4.2) odgovara vrednost izgubljene energije pri interakcijama u detektorskom materijalu od:

$$E_{\mu d}^{\text{teor}} = 10.268 \text{ MeV} \quad (4.9)$$



Ako se uporede vrednosti za deponovanu energiju miona u detektoru «SCIONIX» dobijene merenjem iz spektra (4.1) i teorijskim izračunavanjem (4.8), uočava se veoma dobra saglasnost između eksperimentalnih i teorijskih rezultata za deponovanu energiju miona u detektoru «SCIONIX».

#### 4.3 IZRAČUNAVANJE FLUKSA MIONA NA NIVOU MORA

Kako je gubitak energije miona u interakciji sa detektorom statistički raspoređen oko njegove srednje vrednosti vertikalne komponenta miona iz kosmičkog zračenja, asimetrija koju razvija spektar potiče od nevertikalne komponente miona koji pristižu u detektor i od doprinosa miona čije vrednosti energija nisu jednake srednjoj vrednosti energije na nivou mora.

Da bi odredili fluks miona koji vertikalno ulaze u detektor, sa fonskog spektra (Slika 3.7.) očitano je odbroj koji potiče samo od vertikalne mionske komponente (Gausova raspodela). Vrednost fluksa izračunata je na osnovu formule:

$$\Phi = \frac{2 N_{1/2}}{S t} \quad [m^{-2}s^{-1}] \quad (4.9)$$

gde je  $N_{1/2}$  - odbroj vertikalne mionske komponente,  $S$  - površina detektora ( $S = 0.25 \text{ m}^2$ ) i  $t$  - vreme snimanja fonskog spektra ( $t = 4000 \text{ s}$ ).

Vrednost polovine površine ispod Gausove krive (slika 3.7.) iznosi:

$$N_{1/2} = 27074 \text{ c} \quad (4.10)$$

pa ekperimentalno određena vrednost za fluks vertikalne komponente miona na nivou mora iznosi:

$$\Phi = 54.15 (33) m^{-2}s^{-1} \quad (4.11)$$

## 5. DODACI

### 5.2 Dodatak 1

#### - Izračunavanje deponovane energije kosmičkih miona u plastičnom detektoru

#### «SCIONIX» pomoću formule Bethe-Bloch -

U cilju što tačnijeg izračunavanja vrednosti deponovane energije upadnih miona, upotrebljena je formula (2.3).

Vrednosti veličina koje karakterišu dati materijal ( $C_6H_6$  - polistiren), kao što su:  $Z_{eff}$ ,  $A_{eff}$ ,  $n_e$ ,  $I$ , izračunate su na sledeći način:

Efektivna vrednost rednog broja materijala detektora,  $C_6H_6$ , dobijena je na sledeći način:

$$Z_{eff} = \frac{6 \cdot Z(C)}{Z_{uk}} \cdot Z(C) + \frac{6 \cdot Z(H)}{Z_{uk}} \cdot Z(H)$$

$$Z_{eff} = 5.28$$

gde su vrednosti za redne brojeve ugljenika i vodonika, redom, 6 i 1, a  $Z_{uk} = 42$ .

Efektivna vrednost masenog broja materijala, dobijena je na sledeći način:

$$A_{eff} = \frac{6 \cdot A(C)}{M} \cdot A(C) + \frac{6 \cdot A(H)}{M} \cdot A(H)$$

$$A_{eff} = 11.146 \text{ g/mol}$$

gde su vrednosti masenog broja ugljenika i vodonika, redom, 12 i 1, a vrednost molarne mase iznosi  $M = 78 \text{ g/mol}$ .

Koncentracija elektrona u materijalu detektora, izračunata je prema:

$$n_e = Z_{eff} \cdot n_{at} = Z \cdot \frac{N_{av} \cdot \rho}{A_{eff}} \quad (5.1)$$

gde je  $n_{at}$  - broj atoma datog materijala,  $N_{av}$  - Avogadrov broj, koji iznosi  $N_{av} = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ , a  $\rho$  - gustina materijala, koja iznosi  $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$ . Uvrštavajući ove vrednosti u izraz (5.1), dobija se vrednost za koncentraciju elektrona datog materijala, koja iznosi:

$$n_e = 2.94 \cdot 10^{29} \text{ elektrona/m}^3$$

Vrednost za srednji jonizacioni potencijal  $I$ , izračunata je na osnovu formule (2.6) i iznosi:

$$I = 1.12576 \cdot 10^{-17} \text{ J} = 70.36 \text{ eV}$$

Da bi se odredila vrednost podlogaritamskih veličina u formuli (2.3), polazi se od vrednosti za kinetičku energiju upadnih miona koja, u ovom primeru, iznosi:

$$T = 2 \text{ GeV}$$

Pošto su mioni relativističke čestice, ukupna energija upadnih miona dobija se iz izraza:

$$E = T + E_0$$

gde je  $E_0$  - masa mirovanja miona, koja iznosi  $E_0 = 105,66 \text{ MeV}$ . Sledi da je:

$$E = 2.10566 \text{ GeV}$$

Iz vrednosti za ukupnu energiju miona, dobija se vrednost za brzinu miona, iz izraza:

$$v = c \sqrt{1 - \frac{(m_\mu c^2)^2}{E^2}}$$

koja iznosi:

$$v = 0.9987 c$$

Iz izraza  $\beta = v/c$ , sledi da je  $\beta = 0.9987$ , dok je iz izraza  $\gamma = 1/(1-\beta^2)$ ,  $\gamma = 27.735$ ;  $\eta$  iz izraza  $\eta = \beta\gamma$  iznosi  $\eta = 27.7$ . Pomoću dobijenih vrednosti, izračunata je vrednost za maksimalni energetski transfer pri jednom sudaru foton-elektron, na osnovu formule (2.4), koja iznosi:

$$W_{\max} = 0.619 \text{ GeV}$$

Vrednost korekcije na efekat gustine, na osnovu (2.7), iznosi:

$$\delta = 3.03 \cdot 10^{-42}$$

Vrednost korekcije na ljuskastu strukturu, na osnovu (2.12), iznosi:

$$C = 2 \cdot 10^{-40}$$

Kada su dobijene sve vrednosti koje figurišu u formuli (2.3), nije teško izračunati vrednost deponovane energije miona u detektoru «SCIONIX», koja za upadne energije miona, od  $T = 2 \text{ GeV}$ , iznosi:

$$E = 2.19 \frac{\text{MeV}}{\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}}.$$

## 5.1 Dodatak 2

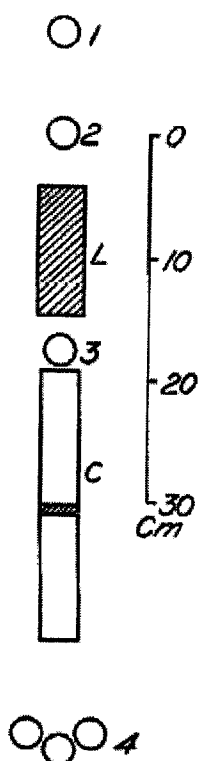
**- Eksperiment u kojem su, među prvim radovima proučavanja kosmičkog zračenja, Street i Stevenson, 1937. god., odredili masu kosmičkih miona; eksperimentalna postavka i postupak kojim je određena masa miona -**

*Physical Review, br. 42., septembar 1937. god.*

Istraživanja kosmičkog zračenja (domet i energetske gubici pri interakcijama sa materijalom) tokom druge polovine 30-tih godina prošlog veka, ukazivala su da su čestice koje se pojedinačno pojavljuju, čak i pri energijama ispod 400 MeV, jače prodiruće od čestica (elektromagnetnog) pljuska, koje su imale identično skretanje u magnetnom polju. Stoga, normalna pretpostavka bila je, da su čestice iz pljuska elektroni, da je teorija koja opisuje gubitak njihove energije (teorija elektrona - Bethe i Heitler) zadovoljavajuća i da čestice koje se pojedinačno pojavljuju nisu elektroni.

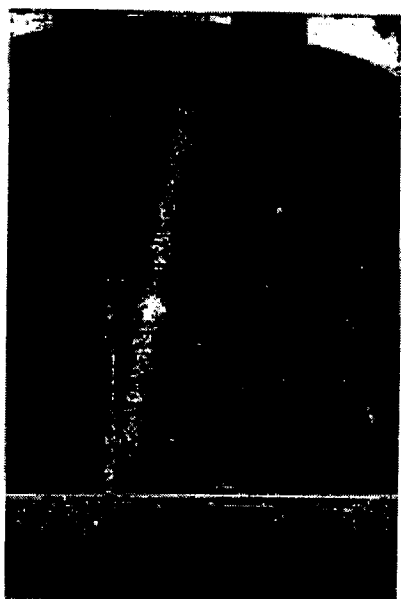
Ovim eksperimentom, Street i Stevenson, pokazali su, uzimajući u obzir specifičnu jonizaciju, da prodirući zraci nisu protoni i procenili su masu prodiruće čestice iz dometa i skretanja u magnetnom polju. Data je pretpostavka da su ti zraci, čestice električnog naelektrisanja, sa masom između protona i elektrona (Anderson i Neddermeyer). U slučaju da je ovo tačno, bilo bi moguće jasno razlikovati takvu česticu od elektrona ili protona posmatrajući gustinu putanje i skretanje u magnetnom polju pri kraju njenog dometa, iako je za očekivati da je deo ukupnog opsega, u kojem je razlika vidljiva, veoma mali.

Da bi eksperimentalno proučili ovu mogućnost, Street i Stevenson, upotrebili su eksperimentalnu postavku aparature kao na Slici 1. Tri teleskopa-brojača, koje sadrže cevi 1, 2 i 3 i olovni filter L, koji zaustavlja čestice iz pljuska, odabiru prodiruće čestice usmerene prema maglenoj komori C, koja se nalazi u magnetnom polju jačine  $B = 0.35$  T. Da bi smanjili broj fotografija visoko energetskih čestica, grupa cevi 4 upotrebljena je kao zaustavni brojač, u kolu tako postavljenom, da bi komora bila isključena samo u slučajevima kada koincidentno pražnjenje u brojačima 1, 2 i 3 nije praćeno pražnjenjem u 4.

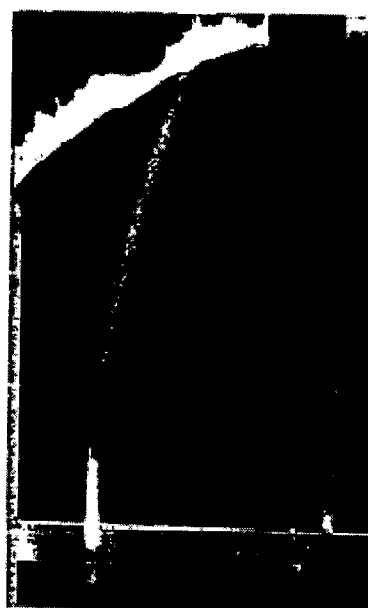


Sl.1 Geometrijska postavka aparature

Okidanje ventila maglene komore je odgođeno za 1 s, kako bi se olakšalo utvrđivanje broja kapljica duž putanje. Zbog geometrijske nesavršenosti postavke i neefikasnosti brojača, zaustavno kolo obezbeđuje širenje gasa za samo  $\frac{3}{4}$  razelektrisanja teleskopa. Ovakvom postavkom, u to vreme, bilo je snimljeno 1000 fotografija (jednako broju od 4000, u slučaju da zaustavni brojač nije bio upotrebljen). Dve putanje koje su imale jonizacione gustine mnogo veće nego obično, bile su uzete u obzir prilikom posmatranja; jedna A (Slika 2.) - poreklom od protona i druga B (Slika 3.) – poreklom od čestice čija je masa otprilike oko 130 puta veća od mase mirovanja elektrona. Putanja A koja je zaustavljena na olovnoj traci u sredini komore imala je jonizacionu gustinu 2,4 puta veću od uobičajenih tankih putanja i  $H\rho$  vrednost od 200 T cm, što je ukazalo na pozitivnu česticu. Putanja B koja je propuštena iz osvetljenog dela iznad olovne ploče, imala je jonizacionu gustinu od oko 6 puta veću od normalnih tankih putanja (jonska gustina bila je suviše velika da bi dozvolila precizno brojanje jona) i  $H\rho$  vrednost od 9.6 T cm.



Sl. 2. Putanja A



Sl. 3. Putanja B



Sl. 4. Fototografija putanje prodorne visokoenergetske čestice

Pošto je čestica ušla od gore, pretpostavilo se, što je razumljivo, da je predznak negativan. Pošto je jonizaciona gustina obrnuto srazmerna kvadratu brzine, masa mirovanja spomenute čestice, bi je otprilike 130 puta mase mirovanja elektrona. Zbog nepreciznosti u brojanju jona, ova vrednost, imala je mogućnost greške od oko 25 %. U svakom slučaju, činilo se nemogućim objasniti da je ova putanja poreklom od protona koji putuje gore, jer je posmatrana  $H_p$  vrednost ukazivala na proton sa energijom od  $4.4 \cdot 10^5$  eV, i stoga sa dometom od oko 1 cm u komori. Putanja u komori je jasno vidljiva duž 7 cm. Jedina moguća zamerka gore donetim zaključcima je, da je savijanje putanje A velikim delom prouzrokovano deformisanjem,

što je malo verovatno, jer je skretanje putanje uniformno i ima maksimalnu vrednost 10 puta veću od bilo kojih deformacija koje se sreću u tankim putanjama visoko energetskih čestica.

## 6. ZAKLJUČAK

Na osnovu dugogodišnjeg iskustva sa detektorima koji su se koristili za rad u  $\gamma$  spektrometriji, u površinskoj laboratoriji DFNS-a u Novom Sadu, kao što su poluprovodnički Ge-detektor, scintilacioni NaI detektor i gasni proporcionalni brojači, linije  $\gamma$  kvanata, odn. energije upadnih  $\gamma$  kvanata u detektor, određene su na osnovu fotovrha (fotoelektrična interakcija  $\gamma$  kvanata sa elektronima u materijalu detektora).

Novina u radu  $\gamma$  spektrometarskih sistema DFNS-a je upotreba detektora (organski detektori na bazi plastike), kod kojih se energija  $\gamma$  kvanata određuje iz Komptonovih ivica (fotoefekat se ne uočava), dok se energija za brze naelektrisane čestice (mione) određuje iz deponovane energije ( $dE/dX$ ) upadnih čestica (miona) u detektoru.

Vrednost za deponovanu energiju vertikalne mionske komponente na nivou mora u detektoru «SCIONIX», dobijene u ovom eksperimentu, iznosi oko  $E_{\mu d}^{\text{exp}} = 10.28 \text{ MeV}$  i data je sa tačnošću od  $\pm 0.18 \text{ MeV}$ . Ova vrednost po jedinici efektivne gustine iznosi  $2 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$  i u dobroj je saglasnosti sa srednjom vrednošću deponovane energije miona po jedinici efektivne gustine na nivou mora [8], koja iznosi oko  $2 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Rezultat za deponovanu energiju miona u detektoru «SCIONIX», dobijen na osnovu teorijskih izračunavanja (Bethe-Bloch), za vrednost energije miona na nivou mora od  $1.6 \text{ GeV}$ , iznosi oko  $E_{\mu d}^{\text{teor}} = 10.37 \text{ MeV}$ . Ovoj vrednosti odgovara vrednost deponovane energije miona na nivou mora, za bilo koji materijal, od oko  $2.01 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$  (teorijski proračun). Iz ovoga se zaključuje da je saglasnost između teorijskih rezultata i eksperimentalnih merenja veoma dobra.

Vrednost srednje energije miona, dobijena iz deponovane energije miona u plastičnom detektoru «SCIONIX», iznosi oko  $E_{\mu}^{\text{exp}} = 1.56 \text{ GeV}$ , što je u dobroj saglasnosti sa rezultatom srednje energije miona na nivou mora od  $E_{\mu} = 2 \text{ GeV}$ , datim u [8]. Pokazano je da se energija miona iz deponovane energije u plastičnim detektorima može odrediti sa tačnošću od oko  $\pm 0.17 \text{ GeV}$ . Na osnovu izvršenih merenja, dobijena je vrednost za fluks oko vertikalne mionske komponente na nivou mora, koja iznosi oko  $\Phi_{\text{exp}} = 54.15 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Vrednost za fluks vertikalne mionske komponente na nivou mora određena je sa tačnošću od  $\pm 0.33 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . U [15] data vrednost fluksa kosmičkih miona

na nivou mora, iznosi oko  $\Phi = 56 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Odavde se vidi da su dobijeni rezultati za energiju i fluks miona na nivou mora na osnovu izvršenih eksperimentalnih merenja i teorijskih izračunavanja, pokazali dosta dobru saglasnost sa rezultatima datim u [8] i [15].

Rezultat energetske kalibracije detektora «SCIONIX», dao je linearan energetski odgovor detektora.



## REFERENCE

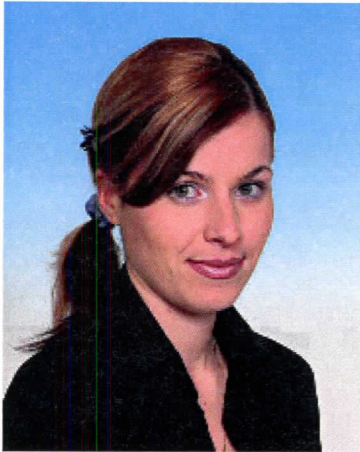
- [Anderson37] S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, *Physical Review* **51**, 884 (1937)
- [Barnett96] R. M. Barnett et al., "Review of Particle Physics", *Physical Review* **D54**, 1, AIP, Available from LBNL and CERN
- [Browne86] E. Browne, R. B. Firestone, "Tables of Radioactive Isotopes", 1<sup>th</sup> ed., Wiley – VCH, Berlin, 1986
- [Burcham72] W. E. Burcham, "Nuklearna fizika- uvod" sa fizikom čestica, 1<sup>th</sup> ed., Longman Group Limited, London, 1972
- [Powell50] C. F. Powell, "The Cosmic Radiation. Nobel Lecture, December 11, 1950", *Nobel Lecture*,
- [Conversi47] M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni, *Physical Review* **71**, 209 (1947)
- [Knoll79] G. F. Knoll, "Radiation detection and measurement", John Wiley&Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1979
- [Leo94] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" A how to approach, 2<sup>th</sup> ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1994
- [Marshak47] R. E. Marshak, H. A. Bethe, *Physical Review* **72**, 506 (1947)
- [Rossi40] B. Rossi, J. B. Hoag, *Physical Review* **57**, 467 (1940)
- [Semat72] H. Semat, J. R. Albright, "Introduction to atomic and Nuclear Physics", 5<sup>th</sup> ed., Chapman and Hall, London, 1972
- [Slivka00] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, Lj. Čonkić, "Gama spektrometrija", specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad, 2000
- [Street37] J. C. Street, E. C. Stevenson, *Physical Review* **51**, 885 (1937)
- [Škoro04] G. P. Škoro, "Uvod u eksperimentalnu fiziku čestica", Fizički fakultet u Beogradu, 2004
- [Yukawa49] H. Yukawa, "Meson theory in its developments. Nobel Lecture, December 12, 1949", *Nobel Lecture, Physics 1942-1962*: 128-134, Elsevier, New York, 1964
- [Ziegler98] J. F. Ziegler, "Terrestrial cosmic ray intensities", *IBM Journal of Research and Development*, Vo.42, No.1, 1998

LINKOVI

- [1] [www.brera.unimi.it/old/Atti-Genova-2002/DefaultGenova.html](http://www.brera.unimi.it/old/Atti-Genova-2002/DefaultGenova.html)
- [2] <http://pdg.lbl.gov/pion.html>
- [3] <http://www.phys.ufl.edu/>
- [4] [http://www.tdx.cesca.es/TESIS\\_UAB/AVAILABLE/TDX-0216105-164451/jfs1de2.pdf](http://www.tdx.cesca.es/TESIS_UAB/AVAILABLE/TDX-0216105-164451/jfs1de2.pdf)
- [5] <http://www.physi.uni-heidelberg.de/>
- [6] <http://www-hep.uta.edu/>
- [7] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>
- [8] <http://pdg.lbl.gov/2000/cosmicrayrppbook.pdf>
- [9] <http://pdg.lbl.gov/2004/reviews/passagerpp.pdf>
- [10] [www.lanl.gov/](http://www.lanl.gov/)
- [11] <http://fangio.magnet.fsu.edu/~vlad/pr100/>
- [12] <http://www.lbl.gov/>
- [13] [www.cern.ch/](http://www.cern.ch/)
- [14] <http://www.research.ibm.com/>
- [15] <http://cosmicray.bnl.gov/>
- [16] <http://www.srl.caltech.edu/>



## Kratka biografija



Tatjana Jovin rođena je 12.07.1977. godine u Novom Sadu, Srbija. Osnovnu školu «Kosta Trifković», kao i prirodno-matematički smer Gimnazije «Jovan Jovanović-Zmaj» završila je u Novom Sadu. Prirodno-matematički fakultet, odsek fizika, upisala je 1998. godine.

Novi Sad, 10.05.2005.

Tatjana Jovin

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
KLJUČNA DOKUMENTACIJA INFORMACIJA

- ❖ Redni broj:  
RBR
- ❖ Identifikacioni broj:  
IBR
- ❖ Tip dokumentacije:  
Monografska dokumentacija  
TD
- ❖ Tip zapisa: tekstualni štampani materijal  
TZ
- ❖ Vrsta rada: Diplomski rad  
VR
- ❖ Autor: Tatjana Jovin, br.dos. 289/98  
AU
- ❖ Mentor: prof. dr. Ištvan Bikit, redovni profesor PMF-a, Novi Sad  
MN
- ❖ Naslov rada: Određivanje energije i fluksa kosmičkih miona na nivou mora  
NR
- ❖ Jezik publikacije: Srpski (latinica)  
JP
- ❖ Jezik izvoda: s/e  
JI
- ❖ Zemlja publikacije: Srbija i Crna Gora  
ZP
- ❖ Uže geografsko područje: Vojvodina  
UGP
- ❖ Godina: 2005.  
GO
- ❖ Izdavač: Autorski reprint  
IZ
- ❖ Mesto i adresa: PMF, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad  
MA
- ❖ Fizički opis rada: (broj poglavlja/broj strana/broj referenci/broj tabela/broj slika/broj grafika/broj priloga):  
(7/55/16/4/31/9/2)  
FO
- ❖ Naučna oblast: Fizika  
NO
- ❖ Naučna disciplina: Nuklearna fizika, Spektroskopija kosmičkih miona  
ND
- ❖ Predmetna odrednica/ ključne reči: energija, fluks, kosmički mioni  
PO  
UDK
- ❖ Čuva se: Biblioteka instituta za fiziku, PMF, Novi Sad  
ČU
- ❖ Važna napomena: Nema  
VN
- ❖ Izvod: Cilj ovog rada je ispitivanje spektroskopskih osobina plastičnih detektora  
IZ
- ❖ Datum prihvatanja teme od strane NN veća: 28.02.2005.  
DP
- ❖ Datum odbrane: 19.05.2005.  
DO
- ❖ Članovi komisije:  
Predsednik: dr. Nataša Todorović, docent na PMF-u u Novom Sadu  
Član: prof. dr. Radomir Kobilarov, redovni profesor PMF-a u Novom Sadu  
Član: prof. dr. Ištvan Bikit, redovni profesor PMF-a u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCES  
KEY WORD DOCUMENTATION

- ❖ Accession number:  
ANO
- ❖ Identification number:  
INO
- ❖ Document type: Monograph type  
DT
- ❖ Type of record: Printed text  
TR
- ❖ Contens Code: Final paper  
CC
- ❖ Author: Tatjana Jovin, 289/98  
AU
- ❖ Mentor: Prof. Dr. Ištvan Bikit, full professor  
MN
- ❖ Title:  
TI
- ❖ Language of text: Serbian (Latin)  
LT
- ❖ Language of abstract: Serbian/English  
LA
- ❖ Country of publication: Serbia and  
Montenegro  
CP
- ❖ Locality of publication: Vojvodina  
LP
- ❖ Publication year: 2005  
PY
- ❖ Publisher: Author's reprint  
PU
- ❖ Publication place: Faculty of Sciences  
PP
- ❖ Physical description: (chapter / pages /  
literature / tables / pictures / graphics /  
additional lists): (7/55/16/4/31/9/2)  
PD
- ❖ Scientific field: Physics  
SF
- ❖ Scientific discipline: Theoretical Physics,  
Spectroscopy of Cosmic ray muons  
SD
- ❖ Key words: energy, flux, cosmic muons  
UC
- ❖ Holding data: Institute of Physics library  
HD
- ❖ Note: none
- ❖ Abstract: Background of  $\gamma$  spectrometry  
systems arises partly from secondary  
radiation produced by cosmic ray muons.  
This particular background component can  
not be reduced by increasing the thickness of  
the passive protective shielding. Therefore,  
large surface external protective detectors  
(i.e. Veto Detectors) are implemented for  
cosmic radiation reduction. This paper  
describes the spectroscopic characteristics of  
a plastic based «SCIONIX» detector. The  
experiments in the low-level background  
surface laboratory at  $1023\text{g}/\text{cm}^2$  (DFNS)  
have shown the linear response of the  
detector and determined the muon flux and  
energy.  
AB
- ❖ Accepted by the Scientific Board on:  
February 28<sup>th</sup>, 2005  
ASB
- ❖ Defended: 19.05.2005.  
DE
- ❖ Thesis defend board:  
President: Dr. Nataša Todorović; assistant  
professor  
Member: Prof. Dr. Radomir Kobilarov; full  
professor  
Member: Prof. Dr. Ištvan Bikit, full  
professor