

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Никола Б. Веселиновић

**ДЕТЕКЦИЈА ВИШЕСТРУКИХ МИОНСКИХ  
ДОГАЂАЈА У ПОДЗЕМНОЈ  
ЛАБОРАТОРИЈИ И ЕНЕРГЕТСКИ  
ЗАВИСНА СОЛАРНА МОДУЛАЦИЈА  
МИОНСКЕ КОМПОНЕНТЕ КОСМИЧКОГ  
ЗРАЧЕЊА**

Докторска дисертација

Београд, 2018.

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Nikola B. Veselinović

DETECTION OF MULTI-MUONIC EVENTS IN  
UNDERGROUND LABORATORY AND  
ENERGY DEPENDANT SOLAR MODULATION  
OF MUONIC COMPONENT OF THE COSMIC  
RAY'S FLUX

Doctoral dissertation

Belgrade, 2018

Ментор:

Виши научни сарадник, др. Александар Драгић, Институт за физику, Београд

Комисија:

Виши научни сарадник, др. Александар Драгић, Институт за физику, Београд

Редовни професор, др. Јован Пузовић, физички факултет, Београд

Ванредни професор, др. Марија Димитријевић-Ћирић, Физички факултет,  
Београд

Датум одбране

Ова докторска дисертација је урађена у Нискофонској лабораторији за нуклеарну физику „Др Радован Антанасијевић“ Института за физику у Београду. Она представља резултате посматрања и истраживања космичког зрачења током последњег Соларног циклуса, уз коришћење различитих метода и експерименталних поставки у оквиру лабораторије.

Велику захвалност дугујем ментору др Александру Драгићу на указаном поверењу, саветима, пренетом знању и стрпљењу. Хвала др Владимиру Удовичићу, који ме је први примио у лабораторију, на пруженој подршци, др Радомиру Бањанцу на помоћи, сугестијама и борби са детекторским системом, др Дејану Јоковићу на одмереним саветима, др Димитрију Малетићу на пренетом знању и саветима који су допринеле квалитету ове дисертације, др Бојани Грабеж на пруженом поверењу и Марјану Ћирковићу на помоћи. Веома велику захвалност дугујем и мр Михаилу Савићу, који је издвојио време за моје недоумице и проблеме и који је оплеменио заједнички рад на свој начин. Захвалност дугујем и колегама са Института за физику, нарочито Владимиру Савићу, на константној подршци.

Захвалност дугујем и члановима комисије:

др Марији Димитријевић-Ћирић, ванредном професору, на указаном поверењу и битним сугестијама које су ову тезу учинили бољом.

др Јовану Пузовићу, редовном професору, који ме је упутио у свет експеримената у физици елементарних честица и који ми је својим подстицајима помогао приликом израде ове тезе.

Захвалност дугујем и др Радовану Антанасијевићу, оснивачу Нискофонске лабораторије, чији дух сарадње покушавамо да одржимо.

Неизмерну захвалност и понос што сам га познавао дугујем др Ивану Аничину, човеку који је многима од нас приближио и отворио свет физике и показао какав физичар као човек треба бити. Веома нам недостаје његов ентузијазам, дубока мисао и савет.

Захваљујем се пријатељима, кумовима и фамилији који су увек били уз мене. Захваљујем се мами, тати и Беки што су веровали у мене и увек пружали љубав и подршку.

На крају хвала Марији и Богдану на љубави и разлогу што све ово има смисла.

# ДЕТЕКЦИЈА ВИШЕСТРУКИХ МИОНСКИХ ДОГАЂАЈА У ПОДЗЕМНОЈ ЛАБОРАТОРИЈИ И ЕНЕРГЕТСКИ ЗАВИСНА СОЛАРНА МОДУЛАЦИЈА МИОНСКЕ КОМПОНЕНТЕ КОСМИЧКОГ ЗРАЧЕЊА

## Резиме

Веза између космичких зрака и активности Сунца је истраживана коришћењем различитих техника које укључују и детекторске системе које се налазе на површини Земље, попут неутронских монитора и мионских детектора. Употребом ових детектора регистроване су промене флукса космичког зрачења услед периодичне и аperiodичне активности Сунца. Ова активност се преноси кроз хелиосферу и утиче на космичке зраке које долазе изван нашег система. Овај утицај (соларна модулација) је све мањи са порастом енергије честица од којих се космичко зрачење састоји. Тиме се, посматрајући флукс космичког зрачења, може установити активност наше звезде која утиче на нашу планету и цивилизацију. Поред тога, познајући промене флукса изазване соларном модулацијом, могуће је и посматрати промене и самог флукса примарног космичког зрачења који нам говори о галактичком окружењу у коме се Сунчев систем налази.

У Нискофонској лабораторија за нуклеарну физику при Институту за физику у Земуну се налази и станица за мерење космичког зрачења. Мерење интензитета космичког зрачења се обавља од 2002. године али са доласком новог система сцинтилационих детектора и уређаја за дигиталну аквизицију података, од 2008. године, се систем унапређује. Особеност Нискофонске лабораторије је што се састоји из два дела: надземног, на површини и подземног, који се налази плитко укопан у лесни нанос који одговара 25 метара воденог еквивалента. Тиме се, на истој локацији, са истим атмосферским и геомагнетним условима, добија могућност да се посматра флукс космичког зрачења на различитим енергијама као и утицај Сунчеве активности на различитим енергијама овог зрачења. Ово је омогућено посматрањем флукса миона насталих у интеракцији честица примарног космичког зрачења са атмосфером.

Циљ овог рада је био да се, у оквиру лабораторије, истраже могућности истраживања енергетски зависних процеса соларне модулације и утврђивања оптималне конфигурације осетљиве на примарно космичко зрачење највећег могућег распона енергија за дату локацију. Ова оптимизација је ишла у два правца. Први је био да се појединачни мионски детектор на површини комбинује са хоризонтално постављеним детекторима у подземном делу лабораторије. Тиме би се регистровали мултимионски догађаји који потичу од примарних честица космичког зрачења виших енергија. Други правац је био коришћење појединачног детектора на површини заједно са асиметричним мионским телескопом у подземном делу лабораторије. Овакав систем је осетљив на различите медијане енергије примарних честица космичког зрачења.

Интеракција примарног космичког зрачења и атмосфере као и генерисање и пропагацију мионског флукса кроз атмосферу, земљиште и интеракција миона са

детекторским системима је утврђена коришћењем Монте Карло симулације засноване на софтверским пакетима CORSIKA и GEANT4. Одзив детектора, као и латерална дистрибуција и однос флуksа на основу ових симулација су експериментално тестирани. Утврђено је да је детекторски систем са асиметричним телескопом у подземном делу лабораторије употребљив, за дату локацију и могућности. Систем за посматрање мултимионских, коинцидентних догађаја у подземном делу, иако валидан, захтева већу површину од дате у лабораторији да би се посматрале промене флуksа од неколико процената са потребном статистичком сигурношћу.

Поред овог развоја детекторског система, у раду су приказани резултати добијени посматрањем мионског флуksа током 24. Соларног циклуса који је почео 2008. године и још увек траје. Утврђена је корисност надземног и подземног дела лабораторије за посматрање соларне модулатије космичког зрачења на различитим енергијама током аперидичних догађаја на Сунцу које изазивају Форбушова смањења флуksа и остале аперидичне и квази-перидичне варијације. Утврђена је корелација мерења флуksа у Нискофонској лабораторији са мерењима флуksа у другим лабораторијама у свету које посматрају флуks космичког зрачења коришћењем неутронских монитора. Тиме се показује оправданост коришћења досадашњег детекторског система за посматрање флуksа космичког зрачења на енергијама које су веће од енергија које се детектују неутронским мониторима и сателитима у орбити. Овим се подацима, добијеним у Нискофонској лабораторији, попуњавају подаци о флуksу космичког зрачења током екстремних догађаја на Сунцу за енергије космичког зрачења за које нема много других детекторских система.

**Кључне речи:** Космички зраци, Соларна модулатија, Перидична и аперидична активност Сунца, Симулатија детекторског система, Миони, Подземна лабораторија

**Научна област :** Физика

**Ужа научна област :** Космички зраци

УДК број:

# **DETECTION OF MULTI-MUONIC EVENTS IN UNDERGROUND LABORATORY AND ENERGY DEPENDANT SOLAR MODULATION OF MUONIC COMPONENT OF THE COSMIC-RAYS' FLUX**

## **Resume**

The relation between solar activity and cosmic-rays has been studied with various techniques including detectors at the surface of the Earth such as neutron monitors and muon detectors. Variation of flux observed with these particle detectors can be periodic and aperiodic due to Solar and heliospheric activity. The influence of the Sun on cosmic-rays (solar modulation) is smaller with higher energy of the primary particles of the cosmic-rays. Thus, by monitoring cosmic rays flux, it is possible to asset the acitivity of our star which influense Earth enviroment and our civilisation. Also, it it possible to monitor chenge of cosmic-rays' flux couosed by something other then solar activity which gives us information of our galactic environment.

The cosmic-ray intensity measurements in the Belgrade near-sea level cosmic-ray station at Low-level background laboratory for nuclear physics at the Institute of physics in Zemun, have been continuously performed since 2002, and with arrival of the new scintillation detectors and data collecting systems, in 2008. it has been upgraded. Measurements are done simultaneously at the ground level and at the shallow depth underground (equiv. to 25 m.w.e). This allows, at the same geomagnetic and environmental conditions, to have a single site detection system sensitive to different median energies of primary cosmic-ray particles and to monitor influence of the Sun on these particles.

The aim of the present paper is to investigate possibility of utilizing a shallow underground laboratory for the study of energy dependent solar modulation process and to find an optimum detector configuration sensitive to primaries of widest possible energy range for a given site. Two different set-ups have been proposed. First set up have been equipped with single muon detectors at ground level and underground as well as the underground detector array for registration of multi-muon events of different multiplicities. Second one, laboratory was equipped with single muon detectors at ground level and underground, and with an underground asymmetric muon telescope to have a single site detection system sensitive to different median energies of primary cosmic-ray particles. The response function of these detectors to primary cosmic-rays is determined from Monte Carlo simulation of muon generation and propagation through the atmosphere and soil, based on Corsika and GEANT4 simulation packages. The simulation predictions in terms of flux ratio, lateral distribution, response functions and energy dependencies are tested experimentally and feasibility of proposed setups in Belgrade underground laboratory is discussed. The second set-up is more useful because for using multi – muon events to observe few percent of fluctuation of the cosmic-rays' flux with required statistical certainty, larger area then viable is needed.

Apart of development of new detector set-up, in the work new results are presented on the cosmic-ray muon flux obtained from the cosmic-ray data recorded after 2008, which

corresponds to Solar Cycle 24. Belgrade shallow underground muon station, with both ground level and underground level monitor effect of solar modulation on cosmic-ray' flux during of Forbush decreases and other transient or quasi-periodic cosmic-ray variations. The correlation of measured data between Belgrade shallow underground muon station and other detection sites has been showed and thus vindicate this set-up as a system used to study solar activity at higher energy then existing neutron monitor network. These date fill the gap in data during extreme solar events for certain energies not accessible by other detector systems around the world.

**Key words:** Cosmic-rays, Solar modulation, Periodic and aperiodic Solar activity, Simulation of detector system, Muons, Underground laboratory

**Scientific field:** Physics

**Specific scientific field:** Cosmic rays physics

**UDK number:**



## Садржај

1	УВОД	1
2	ПРИМАРНО КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ	4
2.1	Својства примарног космичког зрачења	4
2.1.1	Спектар космичког зрачења	4
2.1.2	Састав примарног космичког зрачења	6
2.1.3	Извори примарног космичког зрачења	7
2.2	Соларна модулација интензитета космичког зрачења	8
2.2.1	Периодичне варијације интензитета космичких зрака	10
2.2.2	Спорадичне варијације интензитета космичких зрака	11
2.3	Једначине кретања космичких зрака кроз хелиосферу	14
2.3.1	Кретање честица под утицајем магнетног поља	14
2.3.2	Транспортна једначина	17
2.3.3	Методe решавања Паркерове једначине	20
2.4	Утицај геомагнетног поља на космичко зрачење	24
3	СЕКУНДАРНО КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ	26
3.1	Интеракције космичког зрачења са материјом	26
3.2	Својства секундарног космичког зрачења	28
3.2.1	Електромагнетна каскада	29
3.2.2	Хадронска каскада	29
3.3	Мионска компонента космичког зрачења	33
3.4	Методe мерења секундарног космичког зрачења	40
3.4.1	Корекције мионског флукса на атмосферске параметре	43
4	СЕКУНДАРНО КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ ИСПОД ПОВРШИНЕ	46
4.1	Простирање кроз стандардну стену	47
4.2	Угаона зависност миона испод површине	50
4.3	Космогени радионуклиди	51
5	МИОНСКА КОМПОНЕНТА КОСМИЧКОГ ЗРАЧЕЊА У ПОДЗЕМНОЈ ЛАБОРАТОРИЈИ	53

5.1 Нискофонска лабораторија за нуклеарну физику у Земуну .....	53
5.1.1 Детекторски систем Нискофонске лабораторије .....	54
5.1.2 Пакет програма за спектралну и временску анализу података .....	58
5.2 Симулација мионског флукса у подземној лабораторији .....	60
5.2.1 Симулациони пакети CORSIKA и GEANT4 .....	60
5.2.2 Допринос различитих компоненти космичког зрачења у подземном делу Нискофонске лабораторије .....	65
5.2.3 Латерална и угаона дистрибуција миона .....	67
5.2.4 Функција одзива ( <i>response function</i> ) детекторског система на примарно космичко зрачење у Нискофонској лабораторији.....	69
5.2.5 Флукс коинцидентних миона .....	76
5.2.6 Изводљивост експерименталне поставке за детекцију мултимионских догађаја у подземном делу Нискофонске лабораторије.....	78
5.2.7 Експериментална поставка ASYMUT за детекцију мионских догађаја у подземном делу лабораторије .....	79
5.3 Експериментални резултати мерења интензитета мионског флукса .....	83
5.3.1 Интензитет миона у подземном делу лабораторије .....	84
5.3.2 Временске серије током апериодичних екстремних догађаја на Сунцу .....	88
5.3.3 Детекција коинциденције насталих мионима у подземној лабораторији .....	100
5.3.4 Флукс космичког зрачења мерен експерименталном поставком Asymut .....	102
5.3.5 Периодичности временских серија у подземном делу Нискофонске лабораторије.....	105
5.3.6 Зауостављени миони у детекторима у горњем и доњем делу Нискофонске лабораторије .....	108
6 ЗАКЉУЧАК.....	113
ЛИТЕРАТУРА.....	115
БИОГРАФИЈА АУТОРА	

# 1 УВОД

Од открића космичких зрака, пре више од стотину година, од стране Виктора Хеса [Оже, 1950], ове високоенергетске честице које долазе из свемира су, у већој или мањој мери, предмет истраживања. Космичко зрачење, највећим делом, потиче из области свемира изван Сунчевог система. Распон енергија које ове честице могу имати је велики, и иако знамо узрочнике за већину космичког зрачења, и даље је ово активна грана истраживања. Поготову су истраживања усмерена на честице космичког зрачења које могу имати енергије које су, за сада, потпуно неоствариве у акцелераторским постројењима. Ове честице нам пружају увид у физику изван постојећих модела. Космичко зрачење су такође и раније, пре модерних акцелератора, указивало на правац развоја физике високих енергија изван тадашњих модела. Енергија и флуks космичких зрака се мењају у интеракцији са хелиосфером. Посебно је осетљив нискоенергетски део спектра космичког зрачења (до 100 GeV). Тако нам изучавање ових космичких зрака пружа увид у активност наше звезде. При интеракцији са атмосфером наше планете, космичко зрачење производи секундарно космичко зрачење које се може пратити преко различитих детекторских система које се налазе на Земљи. Секундарно космичко зрачење, стога, носи информацију и о соларној модулацији па може бити искоришћено за посматрање активности Сунца. Та чињеница може бити од значаја за изучавање космичких зрака али и за проучавање утицаја Сунца на атмосферу и магнетосферу Земље. Истраживања космичких зрака су обављена и обављају се на веома различитим локацијама, од свемира до веома дубоког подземља [Dogman, 2004]. Сунчева модулација космичких зрака се прати деценијама, помоћу уобичајеног типа детектора-неутронских монитора. Осетљивост неутронских монитора иде до  $\sim 15$  GeV, док су мионски детектори на површини осетљиви и на више енергије примарног космичког зрачења [Braun et al., 2008]. У овој дисертацији испитана је употребљивост плитко укопане подземне лабораторије за истраживање енергијски зависне соларне модулације космичког зрачења. Нискофонска лабораторија Института за физику у Земуну, због специфичности да се састоји из надземног и подземног дела, пружа могућност да се посматра активност Сунца и негов утицај на космичко зрачење различитих енергија. У овој тези је, преко коришћења симулационих пакета CORSIKA и GEANT4, урађена симулација секундарног космичког зрачење, а такође и одзива детекторских система. Резултати су затим упоређени са експериментално утврђеним мионским флуksом и у надземном и у подземном делу лабораторије. Коришћењем ових резултата утврђени су дometи и осетљивост детекторског система на соларну модулацију космичких зрака и детектовани су утицаји неперидичних, снажних догађаја на Сунцу. Симулирана је и пуштена у рад нова детекторска поставка који омогућује да се прати флуks различитих медијана енергије примарног космичког зрачења у Нискофонској лабораторији. Методи су развијени да би се, коришћењем више детекторских система у различитим геометријама, омогућило посматрање миона који

потичу од примарног космичког зрачења различитих енергија. Ова испитивања су показала да експериментална поставка асиметричног мионског телескопа омогућава мерења који могу да уоче мале варијације флукса изазване соларном модулацијом на енергијама које су веће него енергије космичког зрачења на којима се уобичајено посматра овај утицај Сунца. Целокупно анализа указује да се, у Нискофонској лабораторији, коришћењем постојеће опреме омогућава, у истим атмосферским и геомагнетним условима, посматрање утицаја соларне модулације на космичко зрачење различитих енергија што је и проверено током неколико апериодичних активности Сунца, попут Форбушових смањења. Показано је да овакав детекторски систем представља корисну надоградњу већ постојећих система детектора у свету, усмерену ка већим енергијама, што је од значаја за истраживање доната утицаја Сунца на галактичко космичко зрачење, као и истраживање самог галактичког космичког зрачења.

Овакав систем ће пратити и како активност Сунца опада током трајања тренутног, по свему судећи, нетипичног, 24. Соларног циклуса. Поред тога, даће и допринос све већој активности на пољу истраживања утицаја Сунчеве активности на климатске процесе и остале параметре атмосфере наше планете.

Докторска дистертација је подељена у 6 поглавља. Прво поглавље чини увод у проблематику којом ће се теза бавити.

У другој глави је описано примарно космичко зрачење до интеракције истог са атмосфером Земље. Дате су физичке карактеристике примарног космичког зрачења. Објашњене су и интеракције космичког зрачења са магнетним пољем Сунца и појаве која оне изазивају као и интеракција већ модулисаних космичких зрака са магнетним пољем Земље.

У трећој глави је дат увид у интеракцију космичког зрачења са атмосфером, креацијом више врста пљускова секундарних честица и осталим процесима у атмосфери. Утврђена је и веза између примарног космичког зрачења са измереним флуksom секундарног космичког зрачења на површини наше планете.

У четвртој глави је описано даље простирање секундарних космичких зрака кроз слој земље и процесима који се тада одвијају и утицаји тог проласка на физичке карактеристике флукса секундарног космичког зрачења.

У петој глави су приказана мерења у Нискофонској лабораторији Института за физику у Земуну. Ова глава је подељена на два дела. У првом делу овог поглавља је приказана примена симулационих пакета CORSIKA и GEANT4 на конкретан случај ове лабораторије. Симулационим пакетима је показана веза примарног космичког зрачења са флуksom секундарног космичког зрачења у лабораторији за постојећу експерименталну поставку и за различите нове приступе. Они унапређују систем и омогућавају да се мерења утицаја соларне модулације на примарне космичке зраке различитих енергија

прошире на већи интервал енергија. У другом делу петог поглавља су резултати добијени симулационим методама упоређени са вишегодишњим мерењима флукса у овој лабораторији. Поред тога урађена је и компарација мерења у Нискофонској лабораторији са мерењима система неутронских монитора у свету. Показано је да су мерења у Нискофонској лабораторији надоградња ових светских система за више енергије примарног космичког зрачења.

Последња глава ове докторске тезе је кратак закључак тезе, као и приказ перспектива даљих експеримената. На крају је дат списак коришћених референци. У тексту се налази 16 табела и 95 слика. Резултати тезе су објављени у четири рада у референтним међународним часописима и презентовани на пет међународних и неколико домаћих конференција.

## 2 ПРИМАРНО КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ

Примарно космичко зрачење је скуп ултарелативистичких честица, првенствено протона, који долазе из свих праваца до нашег Сунчаног система а потичу из наше галаксије, и у мањој мери, изван наше галаксије.

### 2.1 Својства примарног космичког зрачења

Честице примарног космичког зрачења можемо разликовати по саставу, енергији, извору и другим својствима. Та својства примарног космичког зрачење су настала услед више различитих утицаја на честице током настанка и кретања од извора до Земље и детектора космичког зрачења.

#### 2.1.1 Спектар космичког зрачења

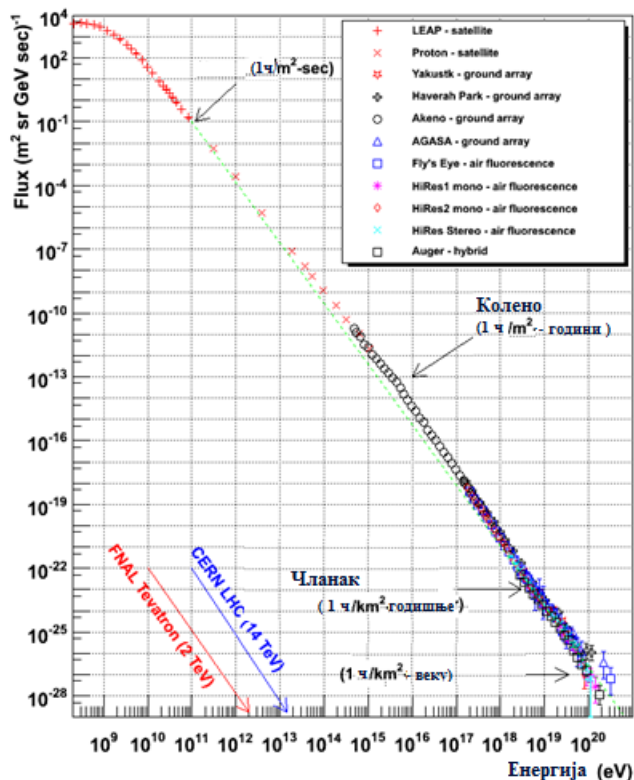
Спектар космичког зрачења, тј. усредњен број честица, по јединици површине, по јединици времена и енергије које долазе до Земље, има неке јединствене особине. Распон енергија космичких зрака (КЗ) обухвата четрнаест редова величине док се флуks честица (број честица одређене енергије по одређеној површини у неком времену) мења у распону од тридесет редова величине. Спектар примарног космичког зрачења је дат на слици 2.1. Да би се овакав спектар посматрао, различити начине детекције се користе за изучавање различитих делова спектра, почев од сателита до система детектора површине 3000 km<sup>2</sup>. Исто тако веома различите физичке појаве утичу на различите делове спектра. Интензитет спектра се, за скоро све енергије, може описати функцијом:

$$j(E) = \frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} . \quad (2.1)$$

Експонент енергије (спектрални индекс)  $\gamma$  се мења у зависности од енергије и то приближно као:

- 2,7 за енергије испод  $4 \times 10^{15}$  eV
- 3,0 за енергије између  $4 \times 10^{15}$  eV и  $5 \times 10^{18}$  eV
- 2,8 за енергије изнад  $5 \times 10^{18}$  eV

За ниске енергије честица примарног космичког зрачења, до  $10^{10}$  eV, услед соларне модуларације, о којој ће бити речи касније, дата једначина (2.1) се не може применити.



Слика 2.1 Спектар космичког зрачења добијен директним мерењем изнад атмосфере или детекторима космичког зрачења са површине [Swordy, 1990].

Прва промена нагиба спектра (око  $10^{16}$  eV) се назива *колено*, а друга промена, (око  $10^{19}$  eV) се назива *чланак*, по јасној аналогији. Изнад ових, веома високих енергија, око  $10^{20}$  eV се налази део спектра космичког зрачења који интереагује са фотонима позадинског микроталасног зрачења (*Greisen–Zatsepin–Kuzmin граница*).

Облик овог, експериментално добијеног спектра космичког зрачења открива делимично и порекло настанка космичких зрака. Према томе космичко зрачење се дели на три групе [Mursula et al., 2003]:

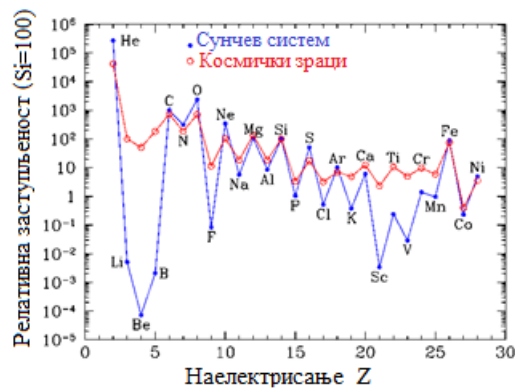
1. **Галактичко космичко зрачење** које настаје далеко од Соларног система у Млечном путу и даље. Енергије овог зрачења се у опсегу од  $10^9$  eV до  $10^{21}$  eV. Извор веома високо енергијских честица нам је још непознат. Галактичко космичко зрачење са нижим енергијама настаје у разним виолентним процесима, попут експлозија супернова [Cardillo et al., 2014]. Оно се састоји претежно од протона и 10% хелијума и осталих тежих елемената.
2. **Соларно космичко зрачење** које настаје услед појачаних активности на Сунцу попут соларних бакљи, коронарних ерупција или ударним таласима у међупланетарној средини. Енергије овог космичког зрачења се крећу у интервалу

од  $10^6$  eV до  $10^{10}$  eV, а састав је сличан саставу галактичког космичког зрачења. Интензитет овог зрачења јако зависи од сунчане активности.

3. **Аномално космичко зрачење** потиче од атома међузвезданог гаса, који се у интеракцији са соларним ветром јонизују и, затим под утицајем међупланетарног магнетног поља убрзавају до енергија реда десетина MeV-а. Састав овог, аномалног космичког зрачења, је услед његовог порекла од неутралних атома међузвезданог гаса различит у односу на прве две врсте и осликава локалну, међузвездану средину.

### 2.1.2 Састав примарног космичког зрачења

Прецизно одређивање састава космичког зрачења је могуће само директним мерењем изнад атмосфере. У саставу доминирају протони са 90 % заступљеност, затим хелијум, док сви остали елементи чине само 1% космичког зрачења. Електрони сачињавају око 2% примарних космичких зрака који долази до Земље. Поред тога у траговима има и антипротона и позитрона а до сада није ниједно језгро антихелијума или тежег елемента није детектовано [Abe et al., 2012]. Уколико се упореди обилност елемената у космичком зрачењу са уобичајеном обилношћу тих елемената у Сунчевом систему, приказана на слици 2.2, установљава се више занимљивих разлика.



Слика 2.2 Релативна обилност елемената, нормираних на силицијум (Si=100). Састав зависи од енергије космичког зрачења [Formato, 2009].

Повећани удео лаких елемената у космичком зрачењу се објашњава спалацијом тежих језгара у интеракцији са међузвезданим гасом при простирању космичких зрака кроз галаксију. Ови лаки елементи се називају и секундарном компонентом примарног космичког зрачења док елементи са заступљеношћу приближној оној у Сунчевом систему се називају права примарна компонента. Из односа елемената ових компоненти и познатих пресека за спалацију се може установити и пређени пут космичких зрака кроз међузвездани гас. Поред тога, и код обилности елемената у космичком зрачењу и код



обилности у Сунчевом систему се уочава се да језгра са парним редним бројем заступњенија него она са непарним што је и нормално услед веће енергије везе. Састав космичког зрачења зависи од енергије космичких зрака услед више фактора, попут састава извора, процеса акцелерације честица и пропагације од извора до Земље. Удео тежих језгара постаје већи са повећањем енергије космичког зрачења [Wolfendale, 1973]. Овај удео није довољно познат за високе енергије услед малог интензитета тог зрачења које захтева велике и скупе детекторе у орбити око Земље. Што се тиче античестица, оне се такође могу сврстати у секундарну компоненту примарног космичког зрачења јер, по важећем моделу, настају услед судара примарног космичког зрачења током кретања кроз међузвездани гас.

### 2.1.3 Извори примарног космичког зрачења

Тачно дефинисање извора космичког зрачења је проблематика која постоји још од Хесовог открића. Као што је већ поменуто, Сунце је извор нискоенергетских космичких зрака те су стога и остале звезде попут Сунце извори космичког зрачења. Међутим, количина произведеног космичког зрачења из ових извора је недовољна да објасни измерени интензитет космичког зрачења. Предложено је неколико теорија да надомести ову разлику. Да би неки извори енергије у космосу били разматрани као извори космичког зрачења они мора да имају довољно енергије да омогуће густину енергије космичких зрака који износи  $1.6 \text{ eV/cm}^3$ . Једно предложени извор је супернова, чија је тотална емитована снага у нашој галаксији је приближна потребној снази извора [Ginzburg, 1964]. Уз то ударни талас супернове пружа адекватно објашњење за убрзање и енергије самих космичких зрака.

Новије хипотезе указују да се експериментални подаци добијени за протоне, хелијум и остала језгра могу објаснити постојањем три врсте извора. Сваки има свој спектрални индекс и начин убрзавања [Zatsepin, 2006] :

- Изоловане звезде са масом од 8 до 15 маса Сунца које експлодирају.
- Звезде са масом већом од 15 маса Сунца које експлодирају где је убрзање последица звезданог ветра.
- Експлозија звезде, Нове, које стварају маглине.

Прва два извора објашњавају спектар водоника и хелијума изнад  $300 \text{ GeV}$ , а трећи извор је потребан да се објасне енергије испод  $300 \text{ GeV}$ . За веома високе енергије космичких зрака (преко  $10^{18} \text{ eV}$ ) не постоји довољно добра хипотеза која објашњава извор толике снаге. Уз то, услед интеракције космичких зрака са позадинским микроталасним зрачењем (*cosmic microwave background-CMB*), протони не би могли да имају енергију већу од максимална енергија космичких зрака од  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  [Zatsepin, Kuzmin, 1966], такозвана *Greisen–Zatsepin–Kuzmin границе* (ГЗК граница). Слободан пут тако енергетског космичког

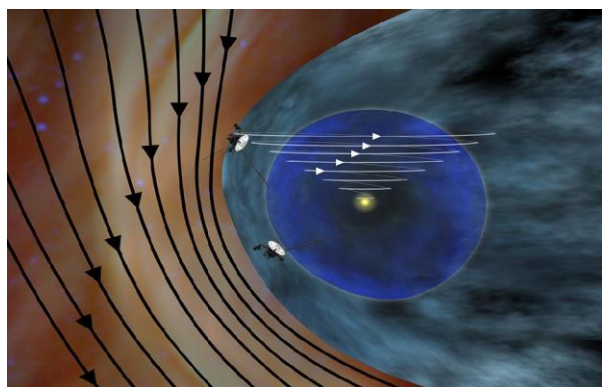
зрачења око 160 милиона светлосних година. У овој запремини око наше галаксије се не налази ни један потенцијалан извор космичког зрачења ових енергија (нпр. квазари), а такво космичко зрачење ипак детектујемо на Земљи.

## 2.2 Соларна модулација интензитета космичког зрачења

Сунце производи нискоенергетске космичке зраке али и утиче на ток космичког зрачења које долази изван Сунчевог система. Да би честице космичког зрачења стигле до Земље морају проћи кроз хелиосферу у којој доминира сунчани ветар и међупланетарно магнетно поље које модулира галактичко космичко зрачење.

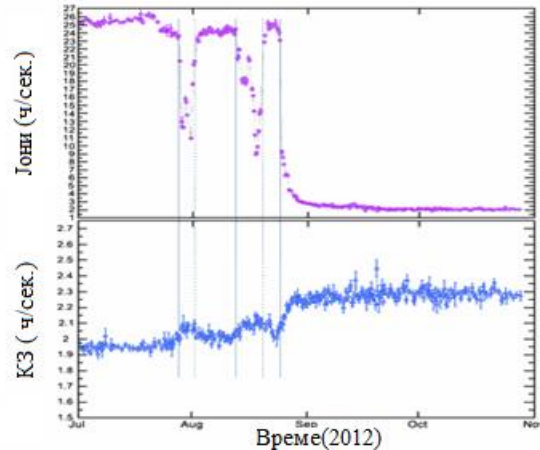
Хелиосфера се формира услед ширења плазме у свим правцима са Сунчеве површине (*соларни ветар*). Облик хелиосфере је условљен кретањем Сунца у односу на међузвездану средину и због тога нема потпуно сферни облик. Пречник хелиосфере је од 100 до 150 астрономских јединица (а.ј.). Соларни ветар, као електропроводна плазма, има Сунчево магнетно поље замрзнуто у своме току. Напуштајући корону Сунца, на даљини неколико радијуса Сунца, соларни ветар убрзава до супермагнетосоничне брзине које су реда од 300 до 800 km/s, што зависи од активности самог Сунца. Ова брзина опада са растојањем и прелази у субмагнетосоничну брзину што ствара зауставни ударни талас. Соларни ветар престаје у хелиопаузи, области после зауставног ударног таласа, којим почиње међузвездани простор (слика 2.3).

Због утицаја честица међузвезданог гаса хелиосфера има издужени облик капљице. Сунчева активност утиче на запремину хелиосфере и поред тога јаче или слабије модулира космичке зраке који улазе у хелиосферу.



Слика 2.3 Приказ Сунчевог (беле стрелице) и међузвезданог (црне стрелице) магнетног поља и положај сонди Voyager 1 (горе) и Voyager 2 (доле) на рубу хелиосфере (извор: NASA/JPL-Caltech).

Свемирска сонда Војаџер 1 је 2012. године, на удаљености од 94 а.ј., потврдила изненадно смањивање соларног ветра и пораст флукса космичких зрака (слика 2.4) али не и промену вредности магнетног поља [Decker et al., 2012] што би дефинитивно означило крај хелиосфере.



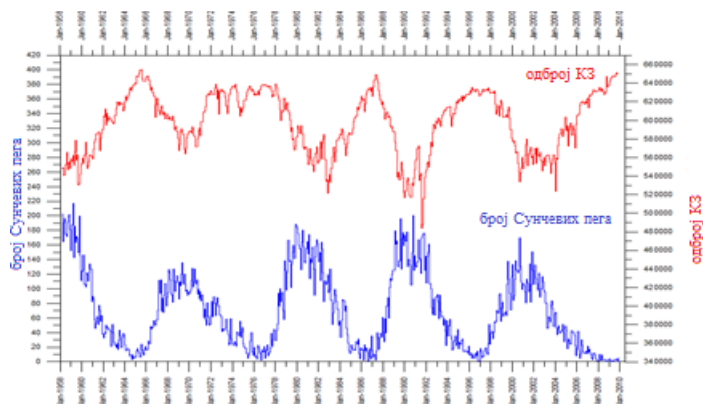
Слика 2.4 Подаци са Војаџера 1 који указују на изненадни пад јона соларног ветра (горе), и пораст космичких зрака (доле) (извор: NASA/JPL-Caltech/GSFC).

Честице галактичких космичких зрака различитих енергија које улазе у хелиосферу су изложене различитој модулацији која може јако варирати у зависности од енергије честица. Само наелектрисане честице високих енергија ( $>100$  GeV) и неутралне честице могу несметано проћи кроз хелиосферу. Честице са енергијом мањом од неколико стотина MeV се потпуно одбијају и не улазе у регион хелиосфере. Како магнетно поље и соларни ветар зависе само од активности Сунца и модулација космичких зрака ће расти током веће, а смањивати током мање активност Сунца.

Теорија соларне модулације је доста развијена али још постоје детаљи који нису до краја јасни. Транспорт честица космичког зрачења је описао Паркер [Parker, 1965] и тај опис је, са малим корекцијама, и даље валидан [Heber et al. 2006]. Паркерова теорија узима у обзир дифузију, конвекцију, адијабатско успоравање и дрифт честица кроз хелиосферу. Сви ови процеси зависе од параметара који се мењају са активношћу Сунца па самим тим чине модулацију космичких зрака веома комплексном за израчунавања. Упоредо са развојем теорије, развој инструментације за праћење промене активности Сунца на Земљи и у свемиру је унапредио разумевање свих процеса и зависности који се одвијају. Мерење интензитета космичких зрака и емпиријски приступ модулацији могу дати нови допринос теорији [Belov, 2000]. На основу мерења, варијације интензитета космичких зрака се услед деловања Сунчевог магнетног поља и соларног ветра, могу поделити на периодичне и спорадичне (апериодичне) варијације.

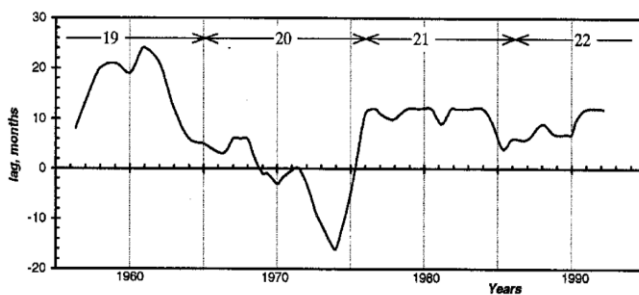
## 2.2.1 Периодичне варијације интензитета космичких зрака

Највеће периодичне варијације у току космичких зрака прате 11-годишњи Сунчев циклус магнетне активности. Интензитет космичког зрачења је у антикорелацији са циклусом сунчаних пега (слика 2.5).



Слика 2.5. Флукс космичких зрака измерен на станици Киел, Немачка (црвено) и број сунчаних пега (плаво) за период од 1958. до 2009. године (извор: *National Geophysical Data Center*).

Поред тога, у овој зависности постоји и временско кашњење између промена у активности Сунца и промена интензитета космичких зрака њима изазваним. Ова појава је последица величине хелиосфере и коначне брзине соларног ветра, промене магнетног поља које се њиме преносе и брзине дифузије космичких зрака кроз хелиосферу (слика 2.6). Генерално, постоји кашњење од неколико месеци између промене броја сунчаних пега и интензитета космичких зрака мада тренутно временско кашњење фаза може бити и негативно и до две године. Све ово указује да је зависност комплекснија од обичне антикорелације [Usoskin et al., 1997].



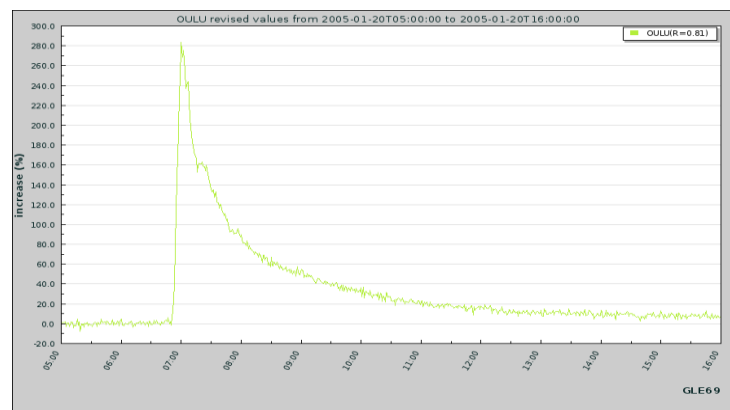
Слика 2.6 Тренутно временско кашњење између фаза соларног циклуса и циклуса космичких зрака (станица Оулу).

Поред ових 11-годишњих варијација у току космичких зрака постоје и 22-годишње варијације које су повезане са променом поларитета Сунчевог магнетног поља. Постоји још и 27-дневна варијација која прати ротацију Сунца, повезана са асиметријом у међупланетарном магнетном пољу и структури соларног ветра.

Периодичност интензитета космичког зрачења од једног соларног дана, измерена на Земљи, се назива *диурналном варијацијом*, и она може бити земаљског или соларног порекла. Ова варијација је синусоидална са максимумом око поднева по локалном времену. Одступање од ове синусоиде је *семи-диурнална варијација* која је други хармоник. Соларна диурнална варијације се јавља првенствено услед локалне анизотропности флукса космичких зрака које је последица локалне интеракције соларног ветра и космичког зрачења. Интерпланетарно магнетно поље ротира заједно са Сунцем а нискоенергетске честице се крећу по спирали око линија магнетног поља. Услед тога, флукс честица које се крећу у истом смеру као и Земља дуж своје орбите је, за 1-2% већи од флукса честица у обрнутом смеру.

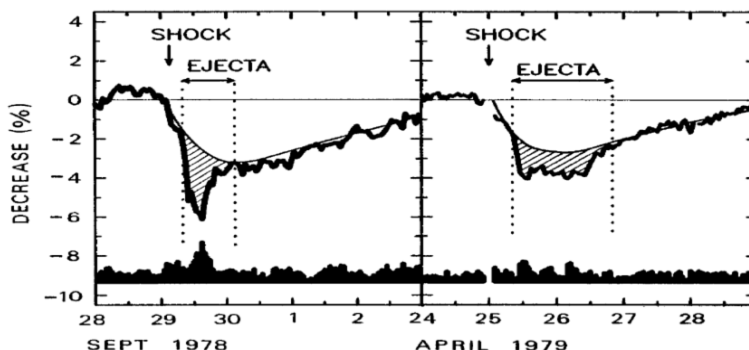
## 2.2.2 Спорадичне варијације интензитета космичких зрака

Спорадичне промене флукса космичких зрака су везане за Сунчеву активност. Те варијације су изазване најчешће короналним ерупцијама и нехомогеностима у хелиосфери. Соларне бакље и короналне ерупције масе са Сунца доводе до наглог повећања флукса космичког зрачења на површини Земље (*ground-level enhancement – GLE*). Ово повећање може бити од неколико десетина, до неколико стотина процената у односу на нормалне вредности због додатног флукса нискоенергетских честица (слика 2.7). Овај феномен је, услед брзине реакције на Сунцу која га изазива, краткотрајан и локализован. У оквиру 11-годишњег циклуса забележи се двадесетак оваквих догађаја.



Слика 2.7 Нагло појачање флукса космичког зрачења условљено сунчевим космичким зрачењем после короналне ерупције, забележена на земаљској станици Оулу, у јануару 2005. године (извор: NMDB.eu база).

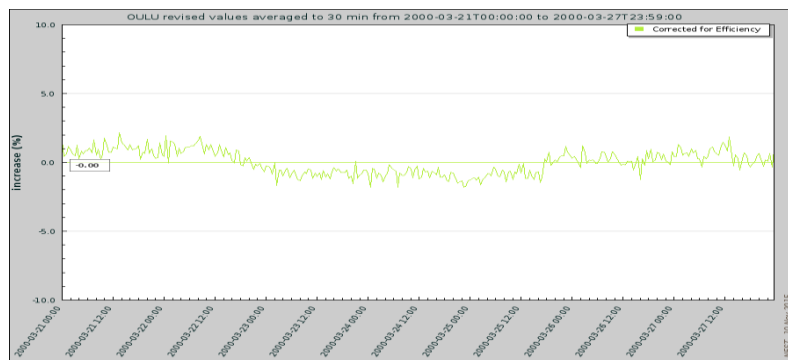
Форбушево смањење је нагло смањење интензитета космичког зрачења регистровано на Земљи које траје и по неколико дана [Forbush, 1954]. Узрок овог смањења су короналне ерупције масе (*coronal mass ejection - CME*). Ударни талас и ослобођене енергетске честице са Сунца, својим јаким магнетним пољем могу у кратком року смањити флуks космичких зрака [Lockwood, 1971]. Форбушева смањења (слика 2.8) карактеришу две фазе пада флуksа космичких зрака. Прва фаза је последица турбулентног магнетног поља иза ударног таласа, а друга фаза доводи до додатног смањења проласком спорије магнетоплазме која прати ерупцију (Cane et al., 1994).



Слика 2.8. Примери два Форбушова смањења, где се јасно виде две фазе ( ударни талас и пролазак магнетоплазме). Приказани су сатни усредњени подаци са три станице (Deer River, Mt. Wellington, Kerguelen). Стандардно одступање је приказано у дну слике [Wibberenz et al., 1998].

Интензитет космичких зрака се враћа на првобитне вредности у року од 5 дана [Dumbović et al., 2011]. Амплитуда смањења зависи од више фактора: већ поменути соларни ветар, флуkтације локалног интерпланетарног магнетног поља, период у Сунчевом циклусу и интензитет ерупције [Šalogović, 2014]. Већина Форбушових смањења показује и мали пораст флуksа космичких зрака непосредно пре самог догађаја, што је последица рефлексије честица космичког зрачења од самог ударног таласа. Највећа смањења могу бити и до 25% али су ретка. По једном Соларном циклусу, има у просеку мање од 10 догађаја са смањењем већим од 10% [Cane, 2000].

Поред наглог повећања и Форбушовог смањења могућа су и спорадична смањења условљена *коротирајућим подручјима интеракције (corotating interaction regions)*. То су подручја сабијене плазме (*магнетни облак*), која се стварају на рубовима струје бржег соларног ветра. Бржи гура спорији соларни ветар који се креће испред њега [Richardson, 2004], што изазива сабијање. Карактеристике ових подручја су повећана густина и јачина магнетног поља праћена већом струјом соларног ветра. Јављају се чешће током слабије Сунчеве активности и узрокују мањи (до 2%) и симетрични пад флуksа космичког зрачења (слика 2.9). Тачан механизам ове модулације космичког зрачења није још увек довољно истражен.



Слика 2.9 Временска серија полчасовног флуksа космичких зрака измерених на земаљској станици Оулу из марта 2000. године. Видљива је симетрична варијација флуksа услед коротирајућег подручја интеракције (извор: NMDB.eu база).

Сумирано, све варијације флуksа космичких зрака изазване деловањем Сунчевог магнетног поља и соларног ветра су дати у Табели 2.1

Табела 2.1 Периодичне и спорадичне варијације флуksа космичких зрака изазване деловањем Сунчевог магнетног поља и соларног ветра

Тип	Амплитуда	узрок
<b>Периодичне варијације</b>		
11-годишња и 22-годишња	до 30%	циклус активности Сунца
27-дневна	< 2%	асиметрија интерпланетарног магнетног поља повезана са ротацијом Сунца
Дневна	0,5 %	анизотропност флуksа космичких зрака услед кретања у хелиосфери
<b>Спорадичне варијације</b>		
<i>GLE</i>	до 300%	појачање услед додатног флуksа соларних космичких зрака
Форбушова смањења	до 30%	смањења узрокована одбијањем нискоенергетских космичких зрака од ударног таласа у хелиосфери
Појачање пре Форбушовог смањења	до 2%	појачање услед рефлексије космичких зрака од ударног таласа
Смањење услед магнетног облака	до 2%	смањења узрокована одбијањем нискоенергетских космичких зрака од коротирајућих подручја интеракције

## 2.3 Једначине кретања космичких зрака кроз хелиосферу

Честице космичких зрака из галаксије, како је већ наглашено, интерагују са хелиосфером. Честице, у највећем броју случајева, имају вредности енергија реда 1 GeV, што је на граници нерелативистичких и релативистичких протона јер је њихова кинетичка енергија и енергија мировања, за највећи број честица, истог реда. Честице нижих енергија бивају одбијене од стране хелиосфере, док број честица виших енергија опада брзо са порастом њихове енергије (слика 2.1). У опис кретања на ове квази-релативистичке честице и утицаја соларне модулације мора бити укључена веза између енергије и импулса честица, која је дата једначином :

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \quad . \quad (2.2)$$

Ова једначина се може модификовати уколико укључимо и масени ( $A$ , број нуклеона) и редни број ( $Z$ , број протона ) елемента :

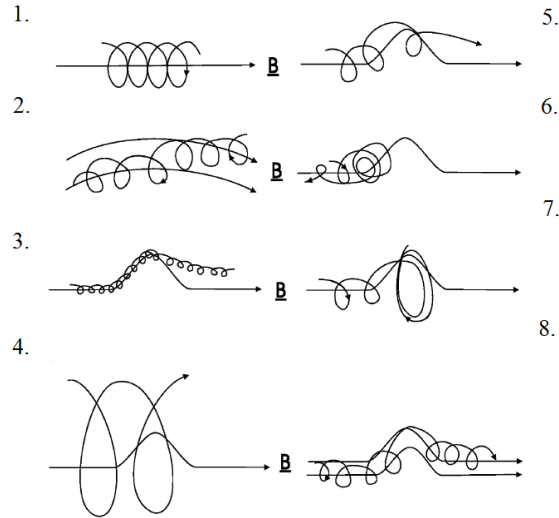
$$A^2(T + E_0)^2 = p^2c^2 + A^2E_0^2 \quad , \quad (2.3)$$

где је енергија нуклеона  $E$  збир кинетичке,  $T$  и енергије мировања,  $E_0 = mc^2$  .

### 2.3.1 Кретање честица под утицајем магнетног поља

Како су честице космичког зрачења нелектрисане оне су под утицајем околног магнетног поља. На њих делује Лоренцова сила  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , где је  $\mathbf{v}$  вектор брзине честице,  $\mathbf{E}$  вектор јачине електричног, а  $\mathbf{B}$  магнетног поља. Како је плазма у свемиру веома проводна, честице се брзо преоријентишу под утицајем електричног поља тако да је резултујућа сила скоро увек само магнетна тј  $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ . Под утицајем ове силе наелектрисане честице се крећу по спиралним трајекторијама са жиро-радијусом (Ларморовим радијусом) датим са  $r_g = mv \sin \alpha / (qB)$ , где је  $\alpha$  угао између вектора брзине  $\mathbf{v}$  и магетног поља  $\mathbf{B}$  (слика 2.10).





Слика 2.10 Приказ кретања наелектрисане честице у магнетном пољу. (1) У униформном магнетном пољу прецесира спиралном орбитом. (2) У неуниформном пољу честица може променити трајекторију услед градијента и закривљености поља. (3) Уколико постоји нехомогеност у пољу које је много веће од  $r_g$ , честица прати промену и може одступити од пређашње трајекторије. (4) Уколико је нехомогеност знатно мања од  $r_g$  честица је не осећа много. (5,6,7,8) Уколико је хомогеност реда  $r_g$ , у зависности од фазе честице у тренутку наилаaska на нехомогеност, честица може проћи кроз, одбити се, заробити се у нехомогености или расејати по углу [Moraal, 2013].

Овај радијус стога зависи од две особине честица, њиховог наелектрисања и импулса. Услед овога се уводи појам **магнетне чврстоће** (*rigidity*), која је дефинисана са  $R \equiv pc / Ze$ . Ова величина одговара енергији по јединици наелектрисања, или потенцијал, јединица је волт (V), а жиро-радијус је дат са  $r_g = R / cB$ . Уводећи једначину (2.3) добија се релација:

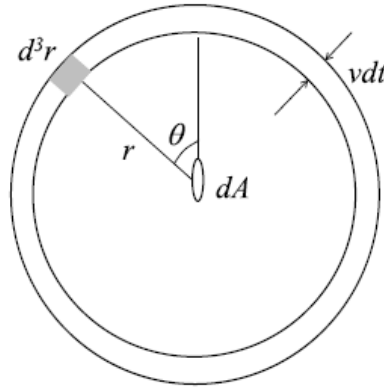
$$R = pc/(Ze) = (A/Ze)\sqrt{T(T + 2E_0)} = (A/Ze)\beta(T + E_0) \quad , \quad (2.4)$$

где је  $\beta = v/c$  брзина честице у односу на брзину светлости. Честица има масени бројии  $A$ , редни бројии  $Z$ , и кинетичку енергију по нуклеону  $T$ .

За космичке зраке, чији обилност веома зависи од енергије, корисно је гледати број честица унутар неког интервала њихових кинетичких енергија  $(T, T+dT)$ , што је еквивалентно интервалом импулса, чврстоће или брзине. Стога се дефинише диференцијална густина честица,  $U$ , тако да је број честица у елементарној запремини  $d^3r$ , са кинетичком енергијом по нуклеону у интервалу  $(T, T + dT)$  дат као  $dN = U d^3r dT$ . Услед везе ове густине са кинетичком енергијом, она се може писати и као  $U_T$ .

Аналогно се може дефинисати диференцијална густина у зависности од импулса или чврстоће ( $U_p dp d^3r$  и  $U_R dR d^3r$ ) при чему је веза између различито дефинисаних густина само у нумеричком фактору ( $dT / dp = \beta c / A$  и  $dT / dR = \beta Z e / A$ ).

Веза између густине честица, која се не мери и интензитета флукса који се мери се добија посматрајући елементарну површ  $dA$  кроз коју честице брзине  $v$  пролазе. Пре времена  $dt$  честица која пролази кроз површ се налазила у сфери дебљине  $vdt$  (слика 2.11) Број честица по јединици запремине из ове сфере је  $dn = U_T d^3r dT = U_T r^2 \sin \theta v dt d\theta d\phi dT$ .



Слика 2.11 Веза између интензитета флукса кроз неку површину  $dA$  и густине  $U$ .

Само део ових честица, услед различитих праваца кретања, долази до  $dA$  и то  $dA |\cos \theta| / 4\pi r^2$ . Закључно, број честица које долазе на површ  $dA$  из запремине  $d^3r$  је

$dn' = U_T (dA |\cos \theta| / 4\pi) v dt \sin \theta d\theta d\phi dT$ . После сумирања по свим угловима добија се диференцијални флукс честица, или број честица које пролазе кроз јединичну површину у јединици времена, у јединици кинетичке енергије по нуклеону по просторном углу:

$$j_T = v U_T / 8\pi, \quad (2.5)$$

чија је јединица  $1/m^2/s/steradian/GeV/nucleon$  и скаларна је величина која пребројава све честице које прођу кроз неку површ неvezано од њиховог правца, за разлику од флукса који је векторска величина. Аналогно за импулс и магнетну чврстоћу  $j_p = v U_p / 8\pi$  и  $j_R = v U_R / 8\pi$ , а веза између њих се може приказати као  $j_T = (A / 8\pi) U_p = (A / 8Ze) U_R$

Наравно, густина честица у  $d^3r$  се може исказати у фазном простору и за честице са вектором импулса између  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p} + d\mathbf{p}$ . Густина је дефинисана функцијом дистрибуције космичких зрака  $F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ :

$$n = \int F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3p = \int_p p^2 \left[ \int_\Omega F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega \right] dp, \quad (2.6)$$

где је  $d^3p = p^2 dp d\Omega$ . Одавде следи да је веза између диференцијалне густине  $U_p$  и дистрибуције космичких зрака са:

$$U_p = \int_{\Omega} p^2 F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega . \quad (2.7)$$

Уколико се функција дистрибуције усредњи по просторном углу добија се усредњена дистрибуција :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{\int_{\Omega} F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega}{\int_{\Omega} d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} F(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega , \quad (2.8)$$

која одговара густини космичких зрака у фазном простору, или броју честица по јединици запремине у фазном простору усредњен на правац кретања честица. Наравно аналогно, и често коришћено у литератури, може се дефинисати ова функција и за маг. чврстоћу  $R$ . Уврштавањем ове функције у (2.7) добија се веза са диференцијалне густине:

$$U_p = 4\pi p^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) . \quad (2.9)$$

Одавде користећи једначину (2.5), добија се веза диференцијалног флукса и функције дистрибуције:

$$j_T = (A/8\pi) U_p = (A/2) p^2 f , \quad (2.10)$$

што даје три различита начина праћења честица. Уколико се дефинише функција дистрибуције за магнетну чврстоћу а не импулс, добија се слична једначина при чему се диференцијани флукс по кинетичкој енергији зависи од овако дефинисане функције за фактор  $R^2$ .

### 2.3.2 Транспортна једначина

Транспортна једначина полази од једначине континуитета која у диференцијалној форми је дата као:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot S = q , \quad (2.11)$$

где је  $n$  број честица,  $S$  флукс честица а  $q$  број честица које су настале или нестале у датој запремини. На дати флукс утичу физички процеси. У соларном ветру, флукс честица се састоји из два дела, дифузионог флукса насталог расејањем честица соларног ветра о ирегуларности интерпланетарног магнетног поља и радијалног ширења, са векторском брзином  $\mathbf{V}$ . Овај радијални, конвективни флукс је једноставно исказати са  $\mathbf{S}_c = n\mathbf{V}$ , док је дифузиони флукс предмет теоријског моделовања још од времена првих покушаја на почетку свемирске ере. На слици 2.10 су приказани случајеви где су ирегуларности у магнетном пољу упоредиве са жиро-радијусом. Тада трајекторија честице кроз и после ирегуларности веома зависи од фазе прецесије у тренутку наилаaska честица на

ирегуларност. Макроскопски гледано, честице се насумично расејавају и дифузионо крећу па се може применити Фиков (*Fick*) закон за дифузију:

$$S_d = -\kappa \nabla n \quad . \quad (2.12)$$

Када честица наиђе на ирегуларност у пољу та промена јачине поља утиче на промену њеног жиро-радијуса (било да се смањи услед појачања или повећа услед смањења поља). Услед тога честица ће променити путању и пресећи линије магнетног поља (приказано на слици 2.10(8)). Пошто је и ово насумичан процес, ово води до дифузионог флуksа који је нормалан на линије магнетног поља, па се дифузиони флуks састоји од две компоненте:

$$S_d = k_{\parallel} \nabla n_{\parallel} + k_{\perp} \nabla n_{\perp} \quad , \quad (2.13)$$

где су  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$  дифузиони коефицијенти паралелни и нормални на магнетно поље при чему је  $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ . Дифузија нормална на магнетно поље може бити значајно појачана случајним ходом самог магнетног поља, при чему је горња граница дифузије нормалне на магнетно поље  $k_{\perp} = k_{\parallel}$  а флукуације магнетног поља су реда јачине тог поља па дифузија постаје изотропска. Теорија расејања паралелном магнетном пољу је добро развијена кроз такозвану *квази-линеарну теорију расејања* која је валидна за мале флукуације, при чему је  $\delta B^2/B^2 \ll 1$ . Ова теорија даје вредности  $k_{\parallel}$  као функцију импулса (или енергије или магнетне чврстоће) и положаја [Јокіріі, 1966].

Теорија дифузије нормалне на магнетно поље је много компликованија и представља једно од главних теоретских проблема теорије модулације космичких зрака. Постоје више приступа у зависности од поставки и апроксимација [Shalchi, 2009].

Транспорт честица услед макроскопских градијената и закривљености магнетног поља се описује коришћењем претпоставке да је дистрибуција честица космичког зрачења изотропска или веома слабо анизотропна (узима се први ред анизотропности). Усредњена брзина дрифта услед овог утицаја магнетног поља је у том случају дата везом  $\langle \mathbf{v}_{dr} \rangle = \frac{\beta R}{3} \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{B^2}$  па је флуks услед овог дрифта дат са

$$\mathbf{S}_{dr} = \frac{\beta R}{3B^2} \mathbf{B} \times \nabla n \quad . \quad (2.14)$$

При чему усредњена брзина честица и флуks не морају бити чак ни истог правца што је показано у симулацијама кретања честица кроз хелиосферу.

Уколико се настави са упрошћавањем израза за кретање честица космичког зрачења у магнетном пољу, можемо узети овај транспорт честица услед дрифта у макроскопској закривљености и градијенту поља као антисиметрични елемент дифузионог тензора тензора:

$$\mathbf{K} = \kappa_{ij} = \begin{pmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & -k_T \\ 0 & k_T & \kappa_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

где је  $k_T = \beta R/(3V)$ . Овако записано анизотропна дифузија и дрефт могу да се напишу заједно као  $-\mathbf{K} \cdot \nabla n$ . [Isenberg & Jokipii, 1979]

Чињеница да се хелиоцентрично магнетно поље и његове нехомогености о које се расејавају честице шире радијално услед соларног ветра брзине  $\mathbf{V}$  даје конвективан флуks  $\mathbf{V}n$ . Одавде тотални флуks космичког зрачења у хелиосфери је дат као

$$\mathbf{S} = \mathbf{V}n - \mathbf{K} \cdot \nabla n, \quad (2.16)$$

која када се уврсти у једначину (2.11) даје:

$$\partial n / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{V}n - \mathbf{K} \cdot \nabla n) = q. \quad (2.17)$$

Уврштавањем једначина (2.6) и (2.8) се добија једначина за број честица по јединици запремине у фазном простору, усредњен на правац кретања честица,  $f$ :

$$\partial f / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) = q. \quad (2.18)$$

Ова једначина не узима у обзир да честице могу да добију или изгубе енергију и тако не буду више у интервалу  $(p, p+dp)$ . Када честице мењају интензитет вектора импулса дивергенција флуksа ће бити:

$$\nabla \cdot \mathbf{S}_p = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle U_p). \quad (2.19)$$

У хелиосфери једини значајан процес који мења енергију је адијабатско хлађење [Parker, 1965] услед кретања честица у ширећем магнетном пољу које се креће са соларним ветром, се добија да је  $\langle \dot{p} \rangle = -(1/3)\nabla \cdot \mathbf{V}$  па је Паркерова једначина дата са :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = q. \quad (2.20)$$

Ова једначина се мора модификовати укључивањем и Комптон-Гетинговог ефекат (*Compton-Getting effect*) који даје анизотропију услед релативних кретања извора и посматрача и уводи Комптон-Гетингов коефицијент  $C$  тада флуks нема вредност  $S_p = \mathbf{V}U_p = 4\pi p^2 \mathbf{V}f$  већ  $S_p = C\mathbf{V}U_p = 4\pi p^2 C\mathbf{V}f$  при чему је  $C = -\frac{1}{3} \frac{\partial \ln f}{\partial \ln p}$  [Compton & Getting, 1935].

Поред ове исправке мора се увести и исправка за адијабатску промену импулса у инерцијалном координатном систему па је  $\langle \dot{p} \rangle = -(1/3)\mathbf{V} \cdot (\nabla f / f)$ . Обе ове корекције су настале услед преласка у инерцијални систем, тако да је финална и најчешће коришћена форма Паркерове једначине:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (Vf - K \cdot \nabla f) - \frac{1}{3}(\nabla \cdot V) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = q \quad . \quad (2.21)$$

Ово је петодимензиона диференцијална једначина другог реда где интензитет космичких зрака зависи од три просторне координате као и импулса и времена. Ова једначина се исто тако налази у литератури и у облику где је дифузиони тензор раздвојен на симетрични и антисиметрични део и то као:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -V \cdot \nabla f - \langle v_d \rangle \cdot \nabla f + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ k_{ij}^S \frac{\partial f}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{3}(\nabla \cdot V) \frac{\partial f}{\partial \ln p} - Q \quad . \quad (2.22)$$

Први члан са десне стране једнакости се односи на конвекцију честица, други на дрефт услед градијента и закривљености магнетног поља где је  $\langle v_d \rangle = \nabla \cdot k^A$ . Трећи члан се односи на дифузију, док је четврти уведен услед адијабатског ширења. Последњи члан се односи на изворе и губитке честица попут електрона са Јупитера [Ferreira, 2004], јонизације или рекомбинације.

### 2.3.3 Методе решавања Паркерове једначине

Диференцијална једначина (2.22) је тешко решива и за решавање највише се користе нумеричке методе коначних разлика (*finite difference techniques*). Метод је веома развијен али се не може применити у случајевима када су разлике бесконачне, тј када постоји  $\delta$  функција у просторним или временским доменима као у случају моноенергетских флуксева или ударних таласа у пољу [Kota & Jokipii, 1991]. У скорије време примењују се стохастичне симулационе методе које укључују ове случајеве, али су нумерички захтевније и изискују више процесорског времена. Поред овог приступа, постоје и разне апроксимације које упроштавају једначину, а могу бити довољно добре за већину потреба.

Најчешће и најшире коришћена је сферносиметрична апроксимација поља (*spherically symmetric force-field approximation*). Она подразумева да је расподела космичких зрака сферно-симетрична па у том случају тензор дифузије има само симетрични део, тј. у једначини (2.22) је  $\langle v_d \rangle = 0$ . Уз коришћење неколико претпоставки попут константне брзине соларног ветра, споре просторне промене функције  $f$  [Gleeson & Axford, 1968] једначина се још више упрошћава. Полазећи од стационарног стања  $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$  и  $q=0$ , а  $V$  и  $k$  су константне са радијусом, једначина (2.22), се може написати као:

$$k \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{2k}{r} \frac{\partial f}{\partial r} - V \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{2VR}{3r} \frac{\partial f}{\partial R} = 0 \quad . \quad (2.23)$$

Уколико претпоставимо да дифузиони флуks космичких зрака расејаних на ирегуларностима поља је усмерен ка центру сферног система. Даље, претпоставимо да је

он једнак конвекцији од центра сферног система јер су ирегуларности замрзнуте у сунчевом ветру који се крећњ према споља. Тада је:

$$k \frac{\partial f}{\partial r} = Vf, \quad (2.24)$$

где је дифузиони коефицијент дат са  $k=1/3v\lambda$  и  $\lambda \sim 1\text{AU}$  за 1GV протоне (и  $k$  и  $\lambda$  су у функцији магнетне чврстоће). Први и трећи члан једначине (2.23) се могу занемарити па долазимо до *force-field* апроксимације:

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VR}{3k} \frac{\partial f}{\partial R} = 0, \quad (2.25)$$

која је парцијална диференцијална једначина првог реда, са решењима  $f(r,p)=f_b(r_b,p_b)=$  *контанта* са својом карактеристичном једначином  $dR/dr=VR/3k$  у фазном простору, где је са  $b$  означен спољна граница региона модулације и узима се типично да је  $r_b \sim 150\text{a.j.}$ . Коефицијент  $VR/3k$  има димензије потенцијала по јединици дужине. Магнетна чврстоћа  $R_b$  се добија интеграцијом карактеристичне једначине од иницијалне тачке у фазном простору  $(r, R)$  до тачке  $(r_b, R_b)$ . Уколико се дифузиони коефицијент може раздвојити на два дела тј.,  $\kappa(r, R)=\beta\kappa_1(r)\kappa_2(R)$ , тада је решење:

$$\int_P^{P_b(r,R)} \frac{\beta(R')\kappa_2(R')}{R'} dR' = \int_r^{r_b} \frac{V(r')}{3k_1 r'} dr' \equiv \phi(r). \quad (2.26)$$

При чему се уводи параметар поља  $\phi$  (*force-field parameter*), познат и као *модулациона јачина*. Како је  $\kappa_2 \sim R$  и када је  $\beta \sim 1$  (што одговара релативистичким честицама космичког зрачења који се детектују на површини наше планете), решење једначина (2.26) се своди на широко коришћен израз:

$$R_b - R = \phi. \quad (2.27)$$

Ова једначина даје физички смисао коефицијенту  $\phi$  као губитку магнетне чврстоће честице у хелиосфери (*rigidity loss*). Користећи ово решење добија се веза између интензитета флукса  $j$  на радијалном растојању  $r$  и локалног интерстеларног интензитета (*local interstellar spectrum - LIS*)  $j_{lis}$  за тоталну енергију честице  $E$  облика:

$$\frac{j(r,E)}{E^2 - E_0^2} = \frac{j_{lis}(E+\Phi)}{(E+\Phi)^2 - E_0^2}, \quad (2.28)$$

при чему је  $\Phi = Ze\phi$  губитак енергије које честица изгуби крећући се кроз хелиосферу.

Наравно ово важи само када су честице релативистичке док за оне са мањом кинетичком енергијом овај коефицијент није довољан за опис модулације.

Поред овог постоји још само један, простији начин решавања који даје аналитичко решење једначине (2.21). Ова апроксимација најнижег степена се назива још и

конвекционо-дифузиона једначина (*Convection-Diffusion formalism*). Она полази од тога да космички зраци, у сферно симетричној хелиосфери дифундују ка Сунцу услед расејања на нехомогености у магнетном пољу, што доводи до радијалног флукса дифузије  $-\kappa \partial f / \partial r$ . Он је супростављен конвексном, радијалном флуксу који иде од Сунца пошто су нехомогености замрзнуте у соларном ветру. Како је време између осталих варијација поља велико, реда неколико година, а време проласка честица космичког зрачења кроз хелиосферу кратко (обично испод годину дана) можемо рећи да је постигнуто квази-равнотежно стање при чему важи:

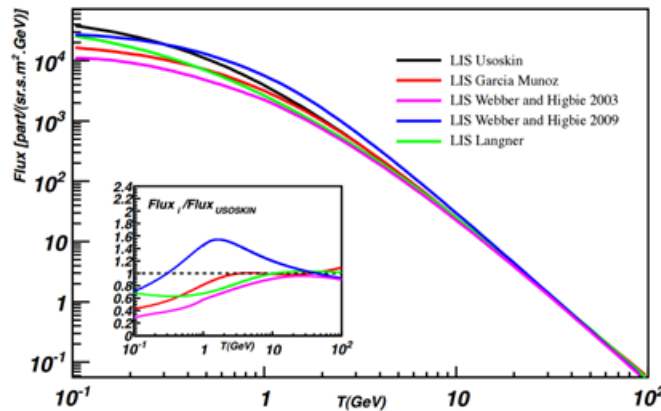
$$Vf - \kappa \partial f / \partial r = 0, \quad (2.29)$$

што се добија из једначине (2.21) уколико је занемарено адијабатско хлађење, када постоји сферна симетрија и стационарно стање  $\partial / \partial t = 0$ , при чему је цели дифузиони тензор сведен на скалар  $\kappa(r, p)$ .

Решење ове конвекционо-дифузионе једначине је :

$$f = f_b e^{-M} \quad \text{и} \quad M = \int_r^{r_b} \frac{V}{k} dr, \quad (2.30)$$

а  $f_b$  одговара локалном интерстеларном спектру космичког зрачења на спољној граници модуларације  $r_b$ . Како је  $f$  у ствари измерени спектар, бездимензиони модуларациони параметар  $M$ , познат и као јачина модуларације (*modulation strength*), зависи од измереног и интерстеларног спектра,  $M = \ln(f_b/f)$ . Стога би, коришћењем овог параметра могли да знамо и интерстеларни спектар кога још увек није експериментално измерен (слика 2.12). Можемо такође знати промене модуларације у различитим временима,  $t_1$  и  $t_2$  помоћу  $\ln(f_2/f_1) = -M = M_1 - M_2$ .



Слика 2.12 Различити модели локалног интерстеларног спектра (*LIS*) насталих коришћењем Монте Карло симулација пропације галактичких космичких зрака [Batalha, 2012]



Како знамо да су дифузиони коефицијенти у дифузионом тензору функција магнетне чврстоће ( $\kappa_i = 1/3v\lambda_i$ , где је индекс  $i$  може бити  $\parallel$ ,  $\perp$ , или  $T$ , а слободни пут је у најосновнијој апроксимацији пропорционалан магнетној чврстоћи) и то као  $\kappa_i \sim \beta R$ . Следи да је параметар  $M$  обрнуто пропорционалан  $\beta R$ . Типичне вредности овог параметра су у зависности од активности Сунца реда  $M_{\text{solar min}} \approx 1.5/\beta R$  (GV) и  $M_{\text{solar max}} \approx 4.5/\beta R$  (GV). За станице које мере интензитет космичког зрачења на површини Земље, који се налазе близу полова (граничне магнетне чврстоће  $\sim 1$  GV и медијане магнетне чврстоће  $\sim 15$  GV), промена измереног интензитета током једанаестогодишњег соларног циклуса износи  $\Delta M = \Delta f/f = \ln(f_2/f_1) \approx (4.5 - 1.5)/15 = 0.2$  (или 20%). Када је  $R \sim 100$  GV модулација током соларног циклуса је занемарљива. Као и у случају *force-field* апроксимације када је магнетна чврстоћа мала,  $R \ll 1$  GV, ова проста апроксимација не даје добре резултате. Веза између ове две апроксимације дата је са везом између параметара  $M$  и  $\phi$ , користењем једначине (2.26) и (2.30) се добија:

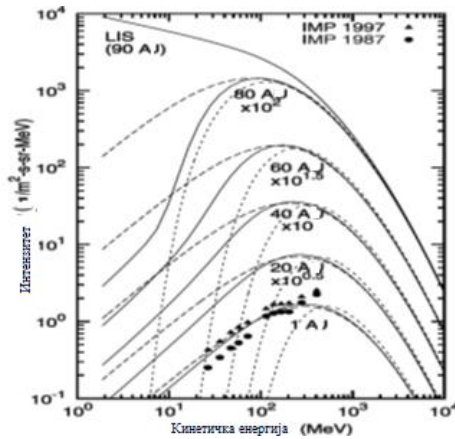
$$\frac{\phi}{k_2} = \beta \frac{M}{3} . \quad (2.31)$$

Одавде су типичне вредности параметра  $\phi$  су у интервалу од 450 MV до 1350 MV.

Једна од најједноставнијих, нумерички решивих, која није аналитичка је апроксимација која је једнодимензиона, сферносиметрична, стационарна једначина (2.21):

$$V \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 k \frac{\partial f}{\partial r} \right) - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = 0 . \quad (2.32)$$

Разлике у решењима различитих апроксимација су приказане на слици 2.13.



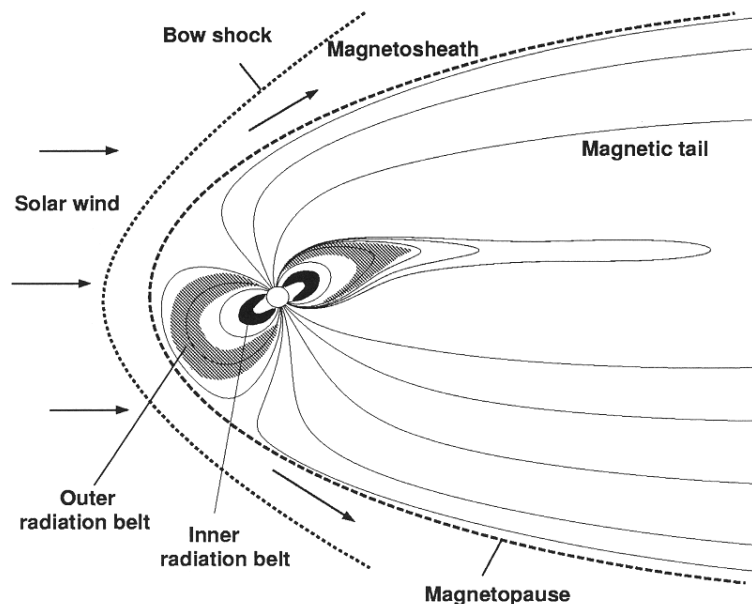
Слика 2.13 Нумеричко решење једнодимензионалне транспортне једначине (пуна линија), решења коришћењем *Force-Field* апроксимације (испрекидана линија) као и решење коришћењем конвекционо-дифузионе апроксимације (тачкаста линија) за протоне из космичког зрачења и параметре  $r_b = 90$  AU,  $V = 400$  km/s,  $\lambda = 0.29R$  (GV) AU,  $\phi(1 \text{ AU}) = 407$  MV [Caballero-Lopez & Moraal, 2004].

Из ове илустрације се види да *Force-Field* апроксимација даје боље резултате на ближим, а конвекционо-дифузиона апроксимација даје боље резултате на даљим растојањима од Сунца. То је зато што губитак енергија услед адијабатског ширења је велики на ближим растојањима што *Force-Field* апроксимације боље описује јер даје максимални губитак. Када адијабатско хлађење постане мало, на великој удаљености, боље је описано конвекционо-дифузионом апроксимацијом.

Остали начини решавања једначине (2.21) такође нису аналитички и морају се решавати нумеричким методама. Поред тога анализа и различите апроксимације дрифта [Tautz & Shalchi, 2012] и дифузије за различите, периодичне и аперидичне, активности Сунца [Burger et al., 2008], додатно усложњавају израчунавање интензитета флукса.

## 2.4 Утицај геомагнетног поља на космичко зрачење

Земљино магнетно поље, слично као и хелиосфера, утиче на флукс космичких зрака које долазе до површине планете. На само геомагнетно поље веома утиче и соларни ветар и интерпланетарно магнетно поље, па магнетно поље Земље има издужени облик (слика 2.14).



Слика 2.14. Облик геомагнетног поља под утицајем соларног ветра [Grieder, 2001].

Да би наелектрисана честица доспела до површине, она мора имати довољан импулс да надвлада магнетно поље Земље које закривљује путању. Већ поменути магнетна чврстоћа (*rigidity*), дефинисана као  $R \equiv pc / Ze$ , указује да ли честица може достићи површину Земље. Поред тога, та могућност зависи и од упадног угла честице. У геосентричном диполном пољу Земље се дефинише гранична геомагнетна чврстоћа (*geomagnetic cutoff rigidity*), као најмања могућа магнетна чврстоћа коју мора имати наелектрисана честица да би стигла на дату локацију на Земљи. Гранична чврстоћа,  $R_c$ , је описана користећи

Стермерову (*Størmer*) једначину кретања наелектрисане честице у магнетном пољу [Størmer, 1911] које се може апроксимирати [Shea et al., 1970] са:

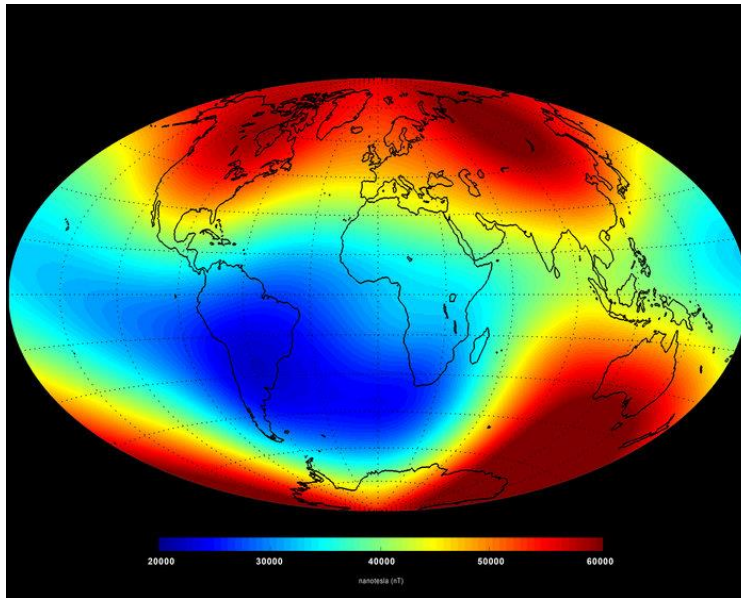
$$R_c = \frac{M \cos^4 \lambda}{4 r^2} , \quad (2.33)$$

где је  $M$  магнетни диполни моменат,  $r$  растојање од центра дипола (у јединицама радијуса Земље) и  $\lambda$  географска ширина. На геомагнетним половима гранична чврстоћа је 0 GV а на геомагнетном екватору је  $\approx 14,9$  GV. Ова апроксимација је у широкој употреби иако целовита Стермерова формула даје више детаља:

$$R_c(r, \lambda, \theta, \varphi) = \frac{M}{2 r^2} \left( \frac{\cos^4 \lambda}{[1 + (1 - \cos^3 \lambda \sin \theta \sin \varphi)^{1/2}]^2} \right) , \quad (2.34)$$

где је  $\theta$  поларни угао, а  $\varphi$  азимутални угао измерен од јужног магнетног пола у смеру казаљки на сату. Зависност од  $\varphi$  је позната и као асиметрија исток-запад и за преовладавајуће позитивне честице космичког зрачења, гранична чврстоћа је виша уколико је смер њиховог кретања са истока.

И ова, комплекснија формула, је само приближна и не узима у обзир геометрију поља. Земљино магнетно поље је много комплексније од дипола и има локалне магнетне аномалије (слика 2.15.) и додатно варира услед дејства соларне активности. Да би се израчунала гранична чврстоћа у произвољном магнетном пољу нумерички методи се морају користити [Herbst et al., 2013].



Слика 2.15 Магнетно поље на површини Земље јуна 2014. године према подацима са сателита Swarm. Црвена боја означава јаче а плава слабије поље и видљиво је одступање од магнетног дипола (извор: *ESA/DTU Space* ).

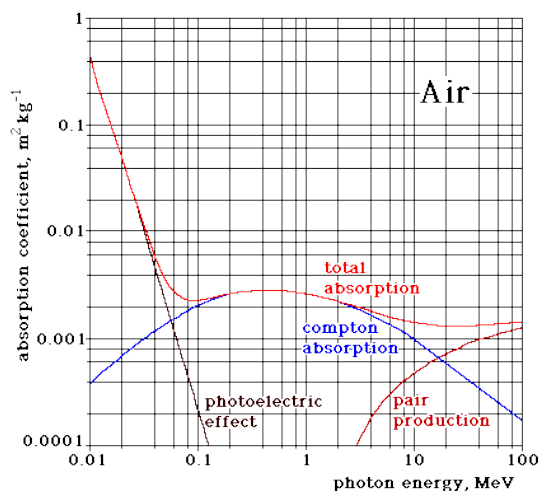
### 3 СЕКУНДАРНО КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ

По уласку у атмосферу планете Земље, примарни космички зраци интереагују са молекулима ваздуха, највише са кисеоником и азотом. Пошто је енергија примарних честица космичких зрака велика, оне при судару започињу нуклеарне реакције. Производ ових судара су нове честице попут пиона, миона, нуклеона, електрона, неутрина, фотона итд. Уколико имају довољно енергије, ове честице, кроз нуклеарне или електромагнетне интеракције са атмосфером, производе нове честице. Све честице, које настају услед интеракције космичких зрака из свемира и атмосфере, означавамо као *секундарно космичко зрачење*. Заједно, честице чине атмосферски пљусак честица или атмосферску каскаду.

#### 3.1. Интеракције космичког зрачења са материјом

Космички зраци, приликом простирања кроз материју могу ступити у различите интеракције са околином.

Фотони губе енергију на више начина. При *фотоефекту*, на нижим енергијама, у интеракцији са електронима око језгра фотони се апсорбују уз промену енергије електрона. При *Комптоновом расејању* (*Compton scattering*), израженијем на вишим енергијама фотона, упадни фотон се расејава на слободном, или слабо везаном електрону. За још више енергије најизраженији је процес *креирања парова*, образовање пара честице и античестице у кулоновом пољу језгра (слика 3.1).



Слика 3.1 Апсорпција фотона у ваздуху у зависности од процеса и енергије фотона [Bock & Vasilescu, 1998]

Наелектрисане честице могу губити енергију на више начина. Највећим делом се енергија губи кроз процес *јонизације*, при чему наелектрисана честица предаје енергију електрону у атому. При томе се атом побуђује или јонизује. За честицу брзине  $v$ , наелектрисања  $Z'e$ , је изведена Бете-Блохова формула (3.1) за средњи јонизациони губитак [Bethe, 1930; Bloch, 1933], по  $g/cm^2$  пута, кроз средину атомског броја  $Z$ , масеног броја  $A$ , концентрације атома  $N$ , средњег јонизационог потенцијала  $I(Z)$  и максималне енергије коју честица може предати електрону  $W_m$  :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{NZ}{A} \frac{2\pi Z'^2 e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2 W_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 \right]. \quad (3.1)$$

Поред јонизације, јавља се и *закочно зрачење (Bremsstrahlung)*, при чему наелектрисана честица емитује фотон услед интеракције са електромагнетним пољем атома. Постоји и процес *Радерфордово расејања (Rutherford scattering)*, које је последица Кулонових сила. Мање доминантни процеси губитка енергије су *синхротроно зрачење* (када се емитује фотон услед деловања магнетног поља на честицу) и *Черенков ефекат* (емисија фотона услед простирања честице кроз средину брже од фазне брзине светлости кроз ту средину). Поред наведених процеса, у интеракцији упадне наелектрисане честице са околним материјалом може доћи и до промтне креације пара наелектрисаних честица преко емисије виртуелног фотона. Ово је процес вишег реда у односу на закочно зрачење, па је, уопштено, ефикасан пресек само  $1/\alpha$  ефикасног пресека за закочно зрачења при чему је  $\alpha$  константа fine структуре. Код тежих наелектрисаних честица ефикасан пресек за креацију пара може бити и већи од пресека за закочно зрачење које је обрнуто сразмерно квадрату масе упадне честице. Ипак, губитци енергије при креирању парова нису знатно већи од губитака енергије путем закочног зрачења.

Ако су упадне честице хадрони, интеракције могу бити компликованије услед разних могућих типова интеракција. То укључује процесе нуклеарне фрагментације, креирања резонанци, производње више честица при судару ( цетови честица ) и слично. Те процесе је и теже квантификовати. На веома високим енергијама, могу се искористити пертурбациони методи квантне хромодинамике за рачунање ефикасних пресека. На нижим енергијама, правци исраживања иду преко коришћења модела [Sjöstrand et al.,1987]. На овим енергијама, су доступни и експериментални подаци са колајдера. За мерење разних ефикасних пресека на различитим енергијама направљени модели који добро описују добијене податке.

Све наведене интеракције учествују у процесу стварања секундарног космичког зрачења на Земљи.

## 3.2 Својства секундарног космичког зрачења

Трансверзални импулс секундарних честица утиче да се атмосферски пљусак шири латерално како се спушта кроз атмосферу (слика 3.2). Како се пљусак шири, продирући кроз атмосферу, честице имају све мању и мању енергију, пошто се енергија иницијалне честице примарне честице дели на све више и више генерација новонасталих честица.

Важан параметар потребан за опис простирања и интеракције честице кроз атмосферу је *атмосферска дубина*  $X$ , која се изражава у  $\text{g/cm}^2$ , која квантификује масу кроз коју честица пролази. Она је дефинисана као интеграл, по висини, густине атмосфере,  $\rho(h)$ , изнад произвољног нивоа  $h$ :

$$X = \int_h^{\infty} \rho(h') dh' . \quad (3.2)$$

Атмосферска дубина се може упростити коришћењем апроксимације изотермске атмосфере идеалног гаса:

$$X \approx X_0 e^{-h/h_0} , \quad (3.3)$$

где је  $X_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$  атмосферска дубина на нивоу мора а  $h_0 \equiv x/\rho$  је, такозвана, *скалирана висина* (*slant depth*). Ова величина се смањује са надморском висином и има приближну вредност 8,4 km на нивоу мора а 6,4 km изнад тропосфере ( $x < 200 \text{ g/cm}^2$ ) [Stanev, 2010]. Једначина (3.2) се односи на честице које под правим углом упадају у атмосферу. Уопштено, атмосферска дубина се мери дуж путање честице и износи:

$$h = l \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{l^2}{R_Z} \sin^2 \theta , \quad (3.4)$$

где је  $l$  путања честице,  $R_Z$  полупречник Земље, а  $\theta$  зенитни угао. За зенитне углове мањих од  $60^\circ$ , за које важи апроксимације равне Земље, други члан у једначини 3.4 се може изоставити. Уколико је угао већи, закривљеност Земље се мора урачунати. Тотална хоризонтална атмосферска дубина је  $36000 \text{ g/cm}^2$ .

Вероватноћа да честица, у инфинитезималном слоју атмосфере  $dx$ , на атмосферској дубини  $x$ , интерагује са језгром атмосферских атома је дата као  $dx/\lambda(E)$ , при чему је  $\lambda(E)$  средњи слободни пут честице у ваздуху.

Атмосфера Земље се састоји претежно од азота и кисеоника (78% и 21% укупног броја језгара) тако да су мете интеракције примарних космичких зрака протони и неутрони, са подједнаком вероватноћом од 50%. Интеракција примарних космичких зрака са атмосфером се одвија на висини од око 15-20 километара изнад површине планете.

### 3.2.1 Електромагнетна каскада

Електромагнетна каскада се састоји од електрона, позитрона и фотона. Она је иницирана од електрона и фотона из примарног космичког зрачења. Такође иницирана је и од електрона и фотона насталих као секундарне честице у хадронским интеракцијама космичког зрачења са атмосфером. Неутрални пиони  $\pi^0$ , настали у тим интеракцијама, се распадне брзо, за око  $10^{-16}$  секунде, првенствено на два фотона,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , који потом креирају електромагнетну каскаду. Сваки високоенергетски фотон затим генерише електрон-позитронски пар,  $\gamma^* \rightarrow e^- + e^+$ , који затим, услед закочног зрачења, продукују фотоне,  $e \rightarrow e + \gamma$ . Ова два процеса (*bremsstrahlung* и креирање парова) чине основу електромагнетне каскаде. Они се одвијају све док су енергије честица веће од неке критичне енергије  $E_c$ , која за електроне узноси  $E_c \sim 84,2$  MeV а за мионе  $E_c \sim 3,6$  TeV [Grieder, 2001]. Испод ових критичних енергија, ови процеси се и даље одвијају, али су јонизациони губици енергија (у ваздуху на стандардном притиску и температури, јер  $E_c$  зависи од средине) доминантнији.

Ове процесе добро описује Хеитлеров модел. Овај модел [Heitler, 1954] описује каскаду у којој се јавља само једне врсте честица. Те честице интерагују тачно после дужине  $\lambda$  тј. средњег слободног пута. У свакој интеракцији, настаје по две честице исте енергије, која је половина почетне енергије пре интеракције. Примарна честица енергије  $E_0$  ће интераговати после једне дужине  $\lambda$  и креирати две честице са енергијом  $E = E_0/2$ , које ће, опет после дужине  $\lambda$ , креирати укупно четири честице са енергијом  $E = E_0/2^2$ . Процес ће се одвијати до неке критичне енергије. Испод ове, критичне енергије, енергија каскаде се расипа на процесе јонизације медијума [Bazilevskaaya et al., 2008], а честице (електрони и позитрони) се напослетку анихилирају или рекомбинују. Фотони ће бити апсорбовани путем Комптоновог расејања и фотоефекта. Генерализација Хеитлеровог модела, квантификују се и ове апсорпционе процесе и може се употребити за опис целокупног лонгитудиналног развоја електромагнетног пљуска [Montanus, 2012].

Поред овог механизма, електромагнетној каскади могу допринети и електрони и позитрони настали распадом миона у процесу:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$$

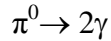
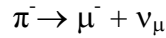
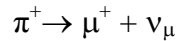
### 3.2.2 Хадронска каскада

#### 3.2.3

Хадронска каскада такође настаје интеракцијом космичких зрака са атмосфером. Продукти ове интеракције су најчешће пиони и каони у процесима попут:

$$p + p \rightarrow p + \Delta^+ \rightarrow p + n + \pi^+$$

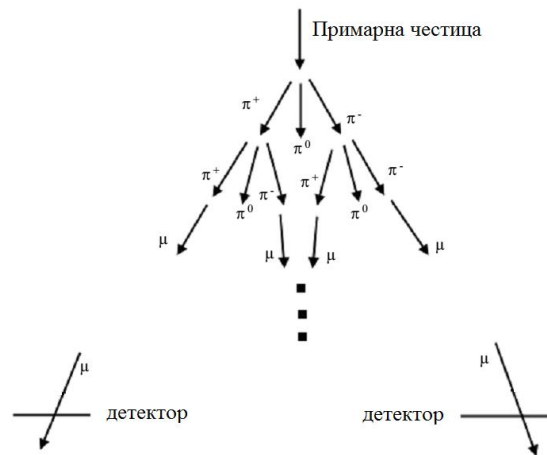
где се  $\Delta^+$  може распасти и на протон и неутрални пион. Пиони се затим распадају на мионе, неутрина или фотоне :



Каони имају различите моде распада [Cirigliano et al., 2012], углавном се распадају на пионе, мионе, електроне и неутрина. Однос стварања пиона и каона, у овим процесима, износи приближно 9 : 1.

Поред ових честица, услед судара космичких зрака са језгрима атома у атмосфери настају и протони и неутрони, који су фрагменти језгара. Они и даље учествују у процесу стварања каскаде и интерагују са атмосфером или доспевају до површине где се могу мерити. Производи процеса у којима протони и неутрони учествују у атмосфери су опет пиони или космогени изотопи (попут  $^{14}\text{C}$  и других).

Ипак, најзаступљенији продукт судара примарне честице космичког зрачења са молекулима ваздуха су пиони. Наелектрисани пиони се распадају на мион и неутрино, а неутрални пион се распада на два фотона, Међутим, уколико пион живи довољно дуго, постоји могућност његове интеракције са молекулима ваздуха пре него што се распадне. Тако се ствара *секундарна генерација* наелектрисаних и неутралних пиона. Ове честице интераговати даље, старајући нову генерацију честица. Шематски приказ је дат на слици 3.2.



Слика 3.2 Шематски приказ формирања хадронске каскаде и детекције продукта, миона, на задатој дубини.



Честице наредне генерације имају само део енергије пиона који их је произвео. Сваки пион, сваке следеће генерације, ће имати све мање и мање енергије, који опада по експоненцијалном закону. Уколико свака честица има само  $1/f$  енергије честице која ју је произвела, средња енергија честице  $G$ -те генерације износи

$$E(G) = \frac{1}{f^G} E_0, \quad (3.5)$$

где је  $E_0$  енергија примарне честице.

Вероватноћа интеракције пиона са језгром пре распада је у функцији времена. Време живота пиона је дато као  $\gamma\tau$ , где је  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ ,  $v$  је брзина честице,  $c$  је брзина светлости а  $\tau$  је време живота честице у свом систему мировања. Како  $\gamma$  расте са енергијом, честици са већом енергијом, у просеку, треба више времена у другом инерцијалном систему, да се распадне. Вероватноћа интеракције честице са атмосфером зависи од густине атмосфере, која се може сматрати константном за честице исте генерације. Стога, што је виша енергија пиона, дуже му треба да се распадне и веће су шансе да интерагује са атмосфером пре распада [Sokolksy, 1989].

Критична енергија,  $E_c$ , као енергија честице испод које се пиони доминантно распаду а не интерагују са атмосфером. Број генерација  $G_c$  потребних да средња енергија честица падне испод критичне је дата формулом:

$$G_c = \frac{\log\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{\log(f)}. \quad (3.6)$$

Број генерација,  $G_c$ , потребних да се пиони пре распаду него интерагују зависи од енергије примарне честице.

Пион, који има енергије испод критичне, се распада, скоро искључиво, на мион и мионски неутрино. Укупан број миона произведених у атмосферском пљуску је једнак броју пиона у  $G_c$ . Уколико се претпостави да се у интеракцији пиона и језгара произведе  $f$  нових пиона, од којих једна трећина су неутрални и не учествују даље у стварању нових генерација, број наелектрисаних пиона у генерацији  $G$  је дата као:

$$N_{\pi^\pm} = \left(\frac{2}{3}f\right)^G. \quad (3.7)$$

Број миона  $N_\mu$  у пљуску, је једнак броју наелектрисаних пиона у генерацији  $G_c$ , што се може приказати, из претходних једначина, као :

$$N_\mu = \left(\frac{2}{3}\right)^{G_c} \frac{E_0}{E_c}. \quad (3.8.)$$

Из ове једначине се види да су, сем енергије примарне честице космичког зрачења,  $E_0$ , сви чланови једначине константе. Из тога произилази да је  $N_\mu \sim E_0$  [ Eggert, 2008].

При свакој интеракцији, новонастала честица добија компоненту импулса која је нормална на правац простирања интерагујуће честице. Према томе, трансверзални импулс честица се увећава како расте број генерација. Ово доводи до тога да се пљусак шири како настају нове генерације пиона. Како при распаду пиона, мион односи највише импулса, растур миона насталих у пљуску такође расте са бројем генерација па стога расте и од енергије примарне честице.

Широко прихваћена емпиријска формула за површинску густину миона,  $\rho_\mu$ , је дата као функција растојања од средине пљуска  $r$  (изражено у метрима) [Amsler et al., 2008 ]:

$$\rho_\mu = \frac{1.25 N_\mu}{2\pi\Gamma(1.25)} \left(\frac{1}{320}\right)^{1.25} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320}\right)^{-2.5}, \quad (3.9)$$

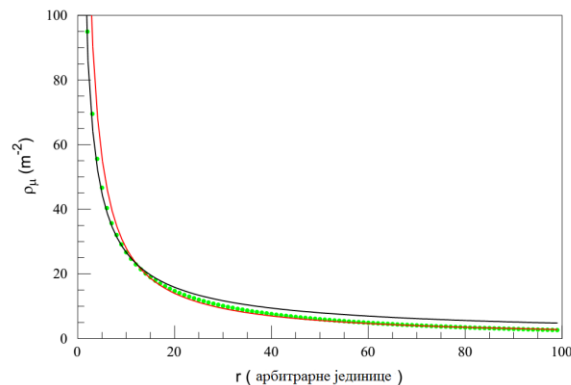
где је  $\Gamma$  гама функција. Как  $r$  расте тако се  $\rho_\mu$  асимптотски приближава нули, па се за ивицу пљуска узима растојање  $R$  за које само један мион прође кроз детектор површине  $A$ . Једначина (3.9) се не може решити аналитички али се за велике густине може апроксимирати се :

$$\rho_\mu \sim \frac{N_\mu}{r^{0.75}}. \quad (3.10)$$

За мале густине се даље апроксимира са :

$$\rho_\mu \sim \frac{N_\mu}{r}, \quad (3.11)$$

што се може видети на слици 3.3



Слика 3.3 Густина миона,  $\rho_\mu$ , у функцији растојања од центра пљуска. Зелене тачке представљају поједина решења једначине 3.9. Црвена линија је пропорционална са  $r^{-1}$  а црна пропорционална са  $r^{-0.75}$  [McIntosh, 2015].

На већим растојањима од центра пљуска густина  $\rho_\mu \sim r^{-1}$ . Стога, за пљусак полупречника  $R$  важи  $R \sim N_\mu/\rho_\mu(R)$ . Може се претпоставити да за било који детектор површине  $A$ ,  $\rho_\mu(R)$  је константна, па је  $R \sim N_\mu$ . Користећи једначину 3.8. добијамо да је полупречник пљуска пропорционалан примарној честици која је тај пљусак произвела:

$$R \sim E_0 . \quad (3.12)$$

Користећи ову пропорционалност, могуће је мерењем расподеле величине пљуска измерити и расподелу енергије примарних честица.

Класичан метод мерења полупречника пљуска је мерење криве декохеренције секундарних миона. Крива декохеренције је дефинисана као број коинцидентних миона у заданом интервалу времена у функцији растојања између два детектора. Може се претпоставити да у малом интервалу времена два миона који коинцидентно пролазе кроз детекторе потичу од истог пљуска. Стога је број коинциденција  $C$  једнак броју пљускова  $N$  који падају на детектор и имају радију већи од  $s/2$ , где је  $s$  растојање између детектора:

$$C = \int_{s/2}^{\infty} N(R) dR . \quad (3.13)$$

Диференцирањем обе стране једначине 3.13 добијамо:

$$\frac{dC}{dR} = \int_{N(s/2)}^{N(\infty)} dN(R) . \quad (3.14)$$

Како  $N(\infty) \rightarrow 0$  добија се да је расподела величине пљуска :

$$N(R) = -2 \frac{dC}{ds} . \quad (3.15)$$

Користећењем једначине 3.12 добија се и расподела енергија примарних честица:

$$N(E_0) \sim - \frac{dC}{ds} . \quad (3.16)$$

### 3.3 Мионска компонента космичког зрачења

Миони су производ распада наелектрисаних пиона или наелектрисаних каона. Оба ова процеса дају свој допринос укупном спектру продукције миона. Спектар генерације миона, са енергијом  $E$  и на атмосферској дубини  $h$ , износи:

$$P_\mu(E, x) = \int_{E_{min,\pi}}^{E_{max,\pi}} \frac{dn_{\mu\pi}(E, E')}{dE} D_\pi(E', x) dE' + \int_{E_{min,K}}^{E_{max,K}} \frac{dn_{\mu K}(E, E')}{dE} D_K(E', x) dE' , \quad (3.17)$$

При чему су  $dn_{\mu\pi}(E, E')$  и  $dn_{\mu K}(E, E')$  диференцијални спектри миона из распада пиона и каона чија је енергија  $E'$ . За релативистичке честице ови спектри су, редом:

$$\frac{dn_{\mu\pi}(E,E')}{dE} = \frac{m_{\pi}^2}{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2} \frac{1}{E'}, \quad \frac{dn_{\mu K}(E,E')}{dE} = \frac{0.635 m_K^2}{m_K^2 - m_{\mu}^2} \frac{1}{E'}. \quad (3.18)$$

Удео канала  $K \rightarrow \mu + \nu$  у распаду наелектрисаних каона је 0,635.  $D_{\pi}(E', x)$  и  $D_K(E', x)$  су спектри пиона и каона енергије  $E'$  на дубини  $x$ , са константама распада. За произвољне правце кретања честица  $x$  представља нагибну дубину, па су ови спектри дати као:

$$D_{\pi}(E', x) = \frac{b_{\pi c}}{E' x \cos \theta} j_{\pi}(E', x), \quad D_K(E', x) = \frac{b_{Kc}}{E' x \cos \theta} j_K(E', x), \quad (3.19)$$

где је  $b \equiv h_0 m / \tau$  константа распада за мезоне,  $j(E', x)$  су интензитети мезона. Допринос других честица у процесу креације миона је занемарен.  $E_{min}$  и  $E_{max}$  су минимална и максимална енергија коју мезон треба да има да створио мион са енергијом  $E$ . Пошто је ово случај релативистичких честица, онда важи  $E_{min, \pi} = E$ ,  $E_{max, \pi} = m_{\pi}^2 / m_{\mu}^2$  за пионе и  $E_{min, K} = E$ ,  $E_{max, K} = m_K^2 / m_{\mu}^2$  за каоне.

Уврштавањем једначина (3.18) и (3.19) у једначину (3.17) добија се, у апроксимацији равне Земље ( $\theta < 60^\circ$ ), једначина за спектар генерације миона:

$$P_{\mu}(E, x) = \frac{1}{1 - m_{\pi}^2 / m_{\mu}^2} \frac{b_{\pi c}}{x \cos \theta} \int_E^{E/m_{\pi}^2/m_{\mu}^2} \frac{j_{\pi}(E', x)}{E'} \frac{dE'}{E'} + \frac{0.635}{1 - m_K^2 / m_{\mu}^2} \frac{b_{Kc}}{x \cos \theta} \int_E^{E/m_K^2/m_{\mu}^2} \frac{j_K(E', x)}{E'} \frac{dE'}{E'}. \quad (3.20)$$

Интензитет миона,  $j_{\mu}$ , се добија решавањем једначине:

$$\frac{dj_{\mu}(E, x)}{dx} = - \left( \frac{1}{\lambda_{\mu}} + \frac{1}{d_{\mu}} \right) j_{\mu}(E, x) + P_{\mu}(E, x). \quad (3.21)$$

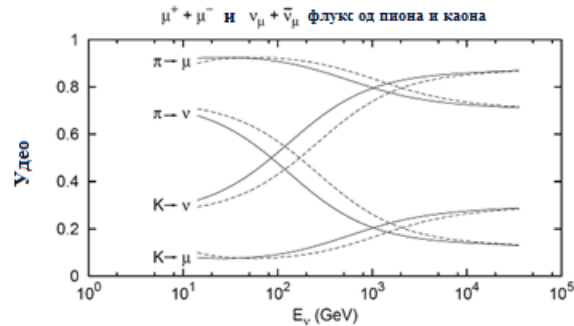
Где су  $\lambda_{\mu}$  и  $d_{\mu}$  средњи слободни путеви миона за интеракцију, односно за распад, и изражавају се у  $g/cm^2$ . Из једначине (3.21) се, коришћењем апроксимација, добија интензитет, односно диференцијални енергетски спектар, миона [Gaisser, 1990]:

$$\frac{dj_{\mu}(E)}{dE} \cong 0,14 E^{-2,7} \left( \frac{1}{1 + 1,1 \frac{E \cos \theta}{115 GeV}} + \frac{1}{1 + 1,1 \frac{E \cos \theta}{850 GeV}} \right) cm^{-2} s^{-1} sr^1 GeV^{-1}, \quad (3.22)$$

при чему је енергија  $E$  изражена у GeV.

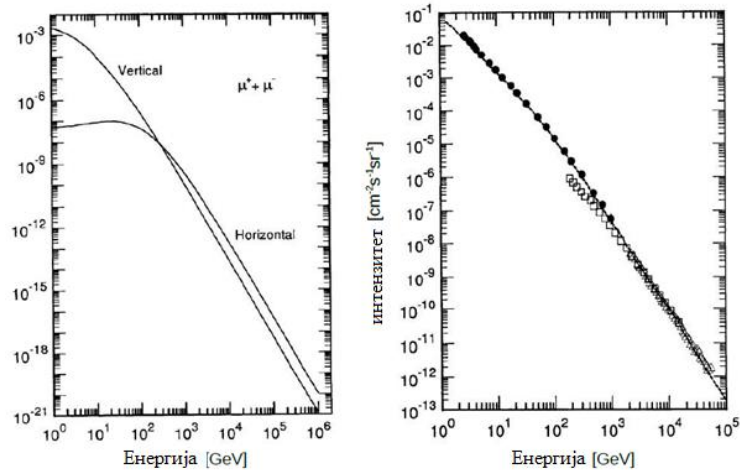
Пошто се сви пиони распадају на мионе, диференцијални спектар миона на енергијама  $E \ll b_{\pi c}$  ( $b_{\pi} = 115 \text{ GeV}/c$ ), прати форму степена функције спектра примарног космичког зрачења  $E^{-2,7}$ , и не зависи од зенитног угла  $\theta$ . На вишим енергијама, пиони имају довољно велику енергију да прођу кроз атмосферу без распада, па је процес интеракције у атмосфери вероватнији. Услед  $E$  у имениоцу, спектар постаје стрмији. Са друге стране, због  $\cos \theta$  у изразу, пиони и каони виших енергија који се крећу под већим угловима, успевају да се распадне. Стога је и спектар миона на већим зенитним угловима равнији него спектар вертикалног флука миона. За дату енергију, интензитет миона је

већи за веће углове  $\theta$ , услед чињенице да је пионима и каонима који долазе под углом у односу на вертикални правац потребно више времена да прођу кроз дату атмосферску дубину него честицама које се крећу у вертикалном правцу. Процес распада мезона је опет фаворизован у односу на интеракционе процесе, што је узрок повећању интензитета миона у односу на вертикални интензитет. Такође, са порастом енергије удео каона у мионском флуксу постаје значајнији – на ниским енергијама око 5 % миона је из распада каона, на 1 TeV око 19 %, да би се тај удео асимптотски повећао до 27 % , што је приказано на слици 3.4.



Слика 3.4. Удео миона и мионских неутрина из распада пиона и каона у функцији енергије неутрина. Пуна линија је за вертикалне а испрекидана за зенитни угао од  $60^\circ$  [Gaisser, 2006].

Упоредивањем вертикалног интензитета миона из израза 3.22 са експериментално измереним интензитетима [Allkofer et al., 1984], се види да је слагање добро за енергије миона изнад 10 GeV. На енергијама испод 10 GeV долазе до изражаја распад миона и губици енергије миона у другим процесима, па је стварни флукс миона мањи него што се добија из једначине (3.22) (слика 3.5).

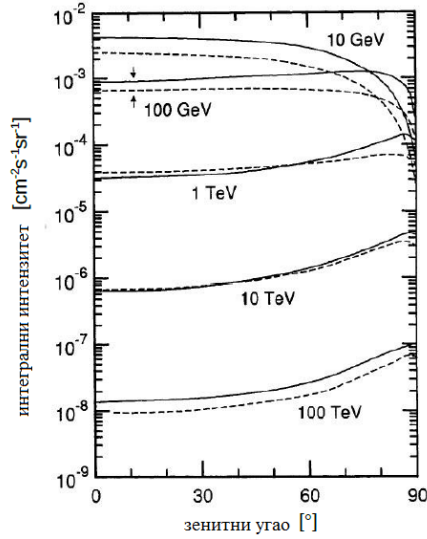


Слика 3.5 Диференцијални (лево) и интегрални (десно) енергетски спектри миона на нивоу мора [Lipari, 1993]. Теоријски плот на слици десно је из једначине (3.22).

Разлика теоријског и експерименталног интензитета је видљивија ју случајевима већих зенитних углова. Пут који такви миони пређу кроз атмосферу је  $1/\cos\theta$  дужи него у случају вертикалних миона, па интензитет миона зависи од азимутног угла (Табела 3.1). Миони нижих и средњих енергија ( $E < 100\text{GeV}$ ) се могу апсорбовати у атмосфери па спектар има веће енергије. Смањење флукса на нижим енергијама доводи до раста укупне средња енергија. Како миони који долазе под већим зенитним угловима имају вишу енергију, њихови јонизациони губици су приближно константни. Стога и вероватноћа преживљавања миона слабо зависи од зенитног угла, па је расподела интензитета у функцији од угла  $\theta$  пропорционална  $\cos^n \theta$  [Olbert, 1954]. Експонент  $n$  зависи од импулса (енергије) миона [Greisen, 1942]. Средња вредност за мионе енергије реда 1 GeV на нивоу мора је  $n \approx 1,85$ . На ниским енергијама вероватноћа преживљавања пропорционална је  $\cos\theta$  па је  $n$  нешто веће од 2 (Слика 3.6).

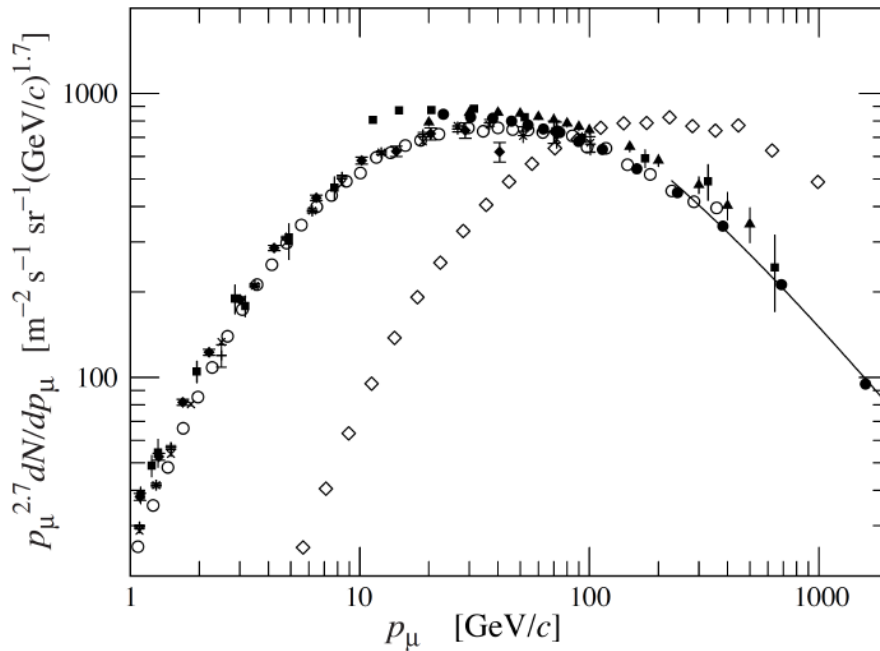
Табела 3.1 Интензитет миона из космичког зрачења у функцији од зенитног угла [Agrawal et al., 1996].

$E_\mu$ [GeV]	$dn_\mu/d(\ln E_\mu)$ [ $\text{cm}^2\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ]					
	$\cos\theta=1$	$\cos\theta=0,75$	$\cos\theta=0,5$	$\cos\theta=0,25$	$\cos\theta=0,15$	$\cos\theta=0,05$
1	$4,03 \cdot 10^{-3}$	$1,63 \cdot 10^{-3}$	$3,78 \cdot 10^{-4}$	$3,15 \cdot 10^{-5}$	$2,49 \cdot 10^{-6}$	$7,16 \cdot 10^{-7}$
2	$4,11 \cdot 10^{-3}$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$6,59 \cdot 10^{-4}$	$6,41 \cdot 10^{-5}$	$1,27 \cdot 10^{-5}$	$1,20 \cdot 10^{-6}$
3	$3,59 \cdot 10^{-3}$	$2,03 \cdot 10^{-3}$	$7,47 \cdot 10^{-4}$	$9,46 \cdot 10^{-5}$	$2,38 \cdot 10^{-5}$	$1,68 \cdot 10^{-6}$
5	$2,61 \cdot 10^{-3}$	$1,68 \cdot 10^{-3}$	$7,87 \cdot 10^{-4}$	$1,43 \cdot 10^{-4}$	$3,44 \cdot 10^{-5}$	$2,92 \cdot 10^{-6}$
10	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$6,19 \cdot 10^{-4}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$	$6,27 \cdot 10^{-5}$	$5,47 \cdot 10^{-6}$
20	$5,29 \cdot 10^{-4}$	$4,63 \cdot 10^{-4}$	$3,51 \cdot 10^{-4}$	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$7,02 \cdot 10^{-5}$	$9,97 \cdot 10^{-6}$
30	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$2,60 \cdot 10^{-4}$	$2,18 \cdot 10^{-4}$	$1,20 \cdot 10^{-4}$	$6,37 \cdot 10^{-5}$	$1,24 \cdot 10^{-5}$
50	$1,15 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-4}$	$1,07 \cdot 10^{-4}$	$7,46 \cdot 10^{-5}$	$4,97 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$
100	$2,94 \cdot 10^{-5}$	$3,22 \cdot 10^{-5}$	$3,39 \cdot 10^{-5}$	$3,09 \cdot 10^{-5}$	$2,50 \cdot 10^{-5}$	$1,11 \cdot 10^{-5}$
200	$6,45 \cdot 10^{-6}$	$7,51 \cdot 10^{-6}$	$8,9 \cdot 10^{-6}$	$9,97 \cdot 10^{-6}$	$9,48 \cdot 10^{-6}$	$6,27 \cdot 10^{-6}$
300	$2,54 \cdot 10^{-6}$	$3,04 \cdot 10^{-6}$	$3,73 \cdot 10^{-6}$	$4,73 \cdot 10^{-6}$	$4,75 \cdot 10^{-6}$	$3,76 \cdot 10^{-6}$
500	$7,33 \cdot 10^{-7}$	$9,17 \cdot 10^{-7}$	$1,19 \cdot 10^{-6}$	$1,70 \cdot 10^{-6}$	$1,77 \cdot 10^{-6}$	$1,69 \cdot 10^{-6}$
1000	$1,30 \cdot 10^{-7}$	$1,66 \cdot 10^{-7}$	$2,29 \cdot 10^{-7}$	$3,69 \cdot 10^{-7}$	$3,99 \cdot 10^{-7}$	$4,58 \cdot 10^{-7}$
2000	$2,24 \cdot 10^{-8}$	$2,92 \cdot 10^{-8}$	$4,09 \cdot 10^{-8}$	$7,02 \cdot 10^{-8}$	$7,85 \cdot 10^{-8}$	$1,01 \cdot 10^{-7}$
3000	$7,66 \cdot 10^{-9}$	$9,82 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$2,63 \cdot 10^{-8}$	$2,91 \cdot 10^{-8}$	$3,87 \cdot 10^{-8}$
5000	$1,96 \cdot 10^{-9}$	$2,89 \cdot 10^{-9}$	$3,84 \cdot 10^{-9}$	$7,32 \cdot 10^{-9}$	$7,87 \cdot 10^{-9}$	$1,10 \cdot 10^{-8}$



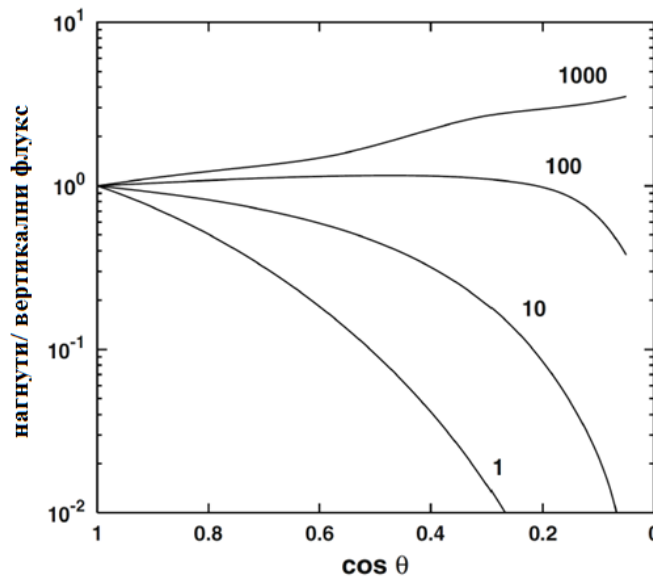
Слика 3.6 Интегрални спектар миона у функцији од зенитног угла [Grieder, 2001].

Средња енергија миона на површини Земље је  $\sim 4$  GeV [Gaisser & Stanev, 2010]. На слици 3.7 је приказан енергијски спектар миона на нултој надморској висини за два зенитна угла,  $\theta=0^\circ$  и  $\theta=75^\circ$ . На великим угловима је очито да је, услед већег пута кроз атмосферу, средња вредност мионског спектра већа.



Слика 3.7 Спектар миона за  $\theta=0^\circ$  и  $\theta=75^\circ$  [Gaisser & Stanev., 2010]. Пуна линија добијена из израза (3.22.) за флуks вертикалних миона.

За скоро хоризонталне мионе ( $\theta > 83^\circ$ ) се морају још неки фактори узети у обзир. Тада, честица из које настаје мион прелази релативно дуг пут кроз ретку атмосферу тако да је вероватноћа распада повећана у односу на вероватноћу интеракције те честице са атмосфером. Услед тога, пиони ће при распаду производити претежно високоенергетске мионе што је у складу са експерименталним подацима. На енергијама примарног космичког зрачења  $\sim 170$  GeV, интензитет флукса миона са  $\theta = 83^\circ$  постаје већи од флукса верикалних миона те енергије [Grupen, 2005]. Наравно, интензитет флукса миона из хоризонталног правца је веома смањен за ниже енергије услед распада и апсорпције миона при проласку кроз густу атмосферу. Симулација Монте Карло методом, уз урачунату закривљеност Земље, је дата на слици 3.8. Нискоенергетски миони  $\sim 1$  GeV се брзо апсорбују док се високоенергетски флукс  $\sim 1$  TeV-а повећава са зенитним углом. За хоризонталне правце, мала промена угла значајно повећава пут кроз густу атмосферу тако да је у том случају веома тешко интерпретирати резултате.



Слика 3.8. Монте Карло симулација односа флукса под углом  $\theta$  и вертикалног флукса у функцији косинуса тог азимутног угла  $\theta$  [Stanev, 2010]. Импулс миона је дат у GeV/c

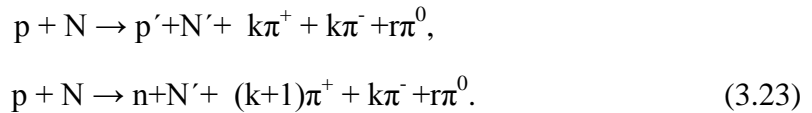
На путање наелектрисаних честица чији су правци кретања скоро хоризонтални утиче у извесној мери магнетно поље Земље, па је и њихов интензитет измењен.

Угао скретања миона износи неколико степени за мионе са енергијом од неколико десетина GeV. Знак угла скретања  $\phi$  зависи од знака наелектрисања миона. Ако честице долазе са истока дужина пута позитивних миона већа је од дужине пута негативних миона, али је ситуација обрнута ако долазе са запада. Ово одступање, изазвано деловањем магнетног поља, доводи до тога да честице чији су пређени путеви дужи имају вишу почетну енергију, а такође је и њихова вероватноћа преживљавања мања. Оба ефекта доводе до смањења интензитета оних честица које се крећу дужим путевима: позитивних



миона ако је правац кретања исток – запад, односно негативних миона ако је правац кретања запад – исток. Флуks миона који долазе са истока има вишак негативних миона, а флуks миона који долазе са запада има вишак позитивних миона.

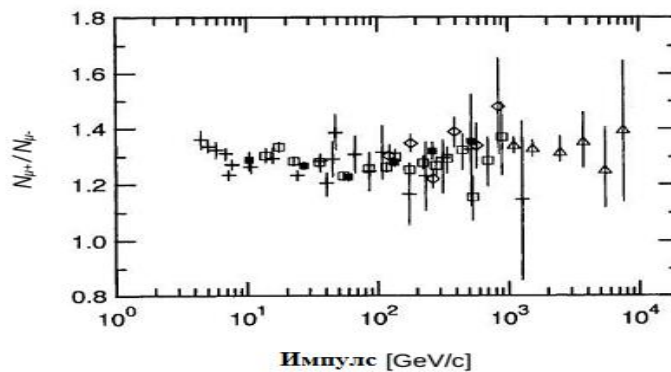
С тим у вези, интересантан је и однос позитивних и негативних миона насталих у интеракцији примарног космичког зрачења (кога чине већином протони и позитивне честице) са атмосфером. Како ове примарне честице интерагују са протонима и неутронима из језгара елемената из атмосфере при чему настаје много пиона (ако се занемаре остале доприносе) овај однос наелектрисања  $N(\mu^+)/N(\mu^-)$  се може проценити узимајући у обзир могуће реакције:



Где су  $k$  и  $r$  број креираних честица ( мултиплицитет), а  $N$  представља језгро мете. Ако се претпостави да је попречни пресек за реакције у једначини (3.23) исти, однос наелектрисаних пиона се добија да је :

$$R = \frac{N(\pi^+)}{N(\pi^-)} = \frac{2k+1}{2k} = 1 + \frac{1}{2k} \quad (3.24.)$$

За мале енергије  $k=2$  па је  $R=1,25$  [Grupen, 2005]. Како од наелектрисаних пиона настају миони, за очекивати је приближно исти однос. Експериментално је утврђено да је однос наелектрисаних миона константан за велики интервал енергија, приказано на слици 3.9 и износи,  $N(\mu^+)/N(\mu^-) = 1.27$ .



Слика 3.9 Однос броја позитивних и броја негативних миона на нивоу мора [Ashley et al., 1975].

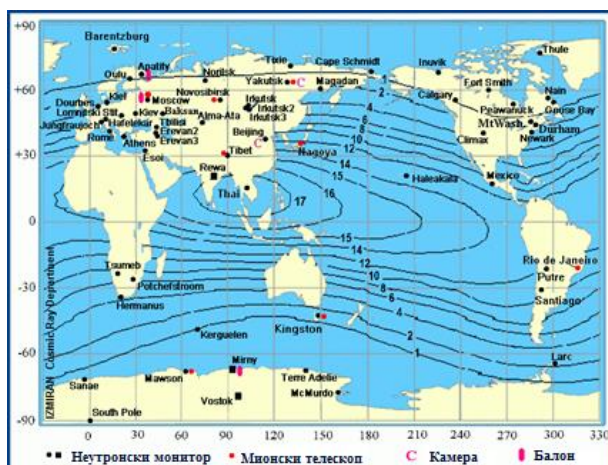
Новији резултати показују да је за мионе виших енергија него датих на слици 3.9 однос наелектрисања показује повећање са порастом енергије што је проверено у више лабораторија али са слабом статистиком услед малог броја високоенергетских миона [Grieder, 2001].

### 3.4 Методе мерења секундарног космичког зрачења

Космичко зрачење се може детектовати на више начина, у зависности врсте честица које се детектују као и од локације детектора (нпр. на површини или испод површине Земље, на некој висини у атмосфери, помоћу сателита изван геомагнетног поља).

Сателити имају приступ примарним честицама из међузвезданог простора па могу детектовати и смер одакле примарне честице космичког зрачења долазе. Балони у атмосфери, који се налазе испод геомагнетног поља које утиче на смер честица, не могу дати информацију о смеру али на висинама од 40-70 км могу такође детектовати примарне честице као и интензитет секундарних честица у зависности од висине у атмосфери. Детектори на површини и испод површине Земље региструју само секундарне честице космичкога зрачења.

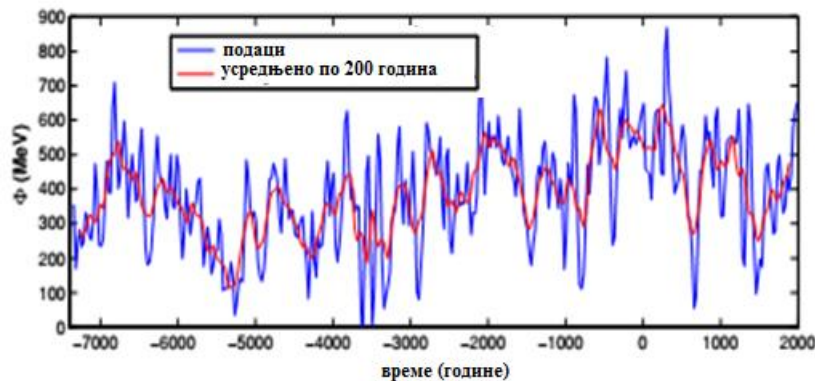
Постоји више типова детектора као што су нпр. Черенковљеви детектори који мере електромагнетско зрачење (Черенковљев ефекат), мионски детектори који мере одброј миона или неутронски монитори који мере неутронски флукс. Због значајног броја неутрона који настају у атмосферским каскадама, али и због своје једноставности и поузданости, неутронски монитори су се показали најефикаснији и најстабилнији у мерење укупнога спектра космичкога зрачења. Положај неутронског монитора у геомагнетном пољу одређује и која је најнижа енергија примарне честице (преко граничног вертикалне геомагнетне чврстоће) коју ће такав детектор регистровати. Од педесетих година прошлог века успостављена је светска мрежа неутронских монитора, коју данас чине неких 50-ак станица распоређених свуда по свету (слика 3.10).



Слика 3.9. Географски положај неутронских монитора. Црне линије означавају подручја истог граничног вертикалне геомагнетне чврстоће [ извор: *Измиран*, <http://cr0.izmiran.rssi.ru>].

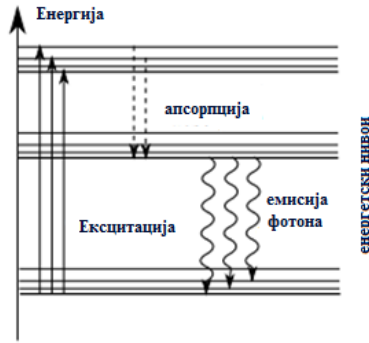
Принцип рада неутронских монитора темељи се на нуклеарним реакцијама у којима се користе одређени изотопи неких елемената (нпр.  $^{10}\text{B}$ ). Ти изотопи се у интеракцији с неутронима (захвату) распадају на друге елементе или изотопе (нпр.  $^7\text{Li}$ ) и при томе емитују  $\alpha$  честице које се детектују. Мета за неутроне је смештена у цевима окруженим модератором и оловом који успоравају неутроне или су им мета и тиме омогућавају ефикаснију детекцију. Најчешће врсте неутронских монитора су IGY и NM-64, који се разликују по врсти модератора и дизајну. На одброј неутронским монитора утичу и негативни миони виших енергија. Миони у интеракцији са оловом, који је део неутронског монитора, ослобађају неутроне са енергијама од неколико MeV. Око 7% одброја потиче из овог процеса [Dorman & Dorman, 1999].

Постоје и индиректне методе мерења космичкога зрачења на Земљи мерењем продукције космогених радионуклида у атмосфери, попут  $^{10}\text{Be}$  и  $^{14}\text{C}$  чије се концентрације могу мерити наталожене у узорцима леда или органске материје. Ова метода омогућава и мерење флукса космичког зрачења и неколико десетина хиљада година у прошлости. На слици 3.11 је приказана ова промена флукса преко Сунчеве модулативне функције,  $\Phi$ , која се може описати као просечна енергија коју изгуби протон примарног космичког зрачења у хелиосфери на путу до Земље услед активности Сунца.



Слика 3.11 Временска серија сунчеве модулативне функције ( $\Phi$ ) у зависности од времена у годинама (плава линија). Усредњена функција је приказана црвено [Steinhilber et al., 2008].

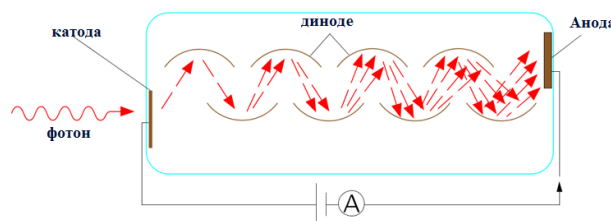
Мионски детектори се користе за мерење мионске компоненте космичког зрачења. Постоје разни начини детекције миона у лабораторији, а међу њима је детекција миона помоћу сцинтилатора. Сцинтилатор је материјал у коме се, при проласку наелектрисане честице, атоми и молекули побуђују и током тог процеса емитују светлост, тзв. сцинтилацију (слика 3.12). Анализом тако произведене светлости могуће је утврдити депоновану енергију упадне честице, па самим тим и врсту честице.



Слика 3.12 Шематски приказ апсорпције и емисије у сцинтилационом материјалу. Побуђени електрони приликом преласка на нижи енергетски ниво емитују фотоне.

Коришћење ових детектора има посебних предности. Као прво, детекција је осетљива на енергију честице. У космичком зрачењу постоје различите честице, широког интервала енергија. Миони се са својом карактеристичном великом енергијом на нивоу тла могу јасно разликовати од осталих честица. Поред тога, сцинтилациони детектори омогућавају брз одговор детектора на упадну честицу. То даје бољу резолуцију честица, па се и више честица може детектовати и разликовати што даје већу вероватноћу за издвајање, само мионског сигнала. Овакви детектори се могу правити од органских или неорганских материјала било у гасовитом, течном или чврстом стању, па се могу лако прилагодити сваком експерименту. Пластични сцинтилатори су вероватно најчешће коришћени органски сцинтилатори. Они пружају веома брз одзив али могу имати мању ефикасност у односу на неорганске сцинтилаторе. Просечно време одзива износи од пар до неколико десетина наносекунди. У детектору се јављају само флуоресценције, а не и фосфоресценције, што и омогућава брз одговор детектора.

Фотомултипликатори превode светлосни импулс сакупљен у детектору у електрични сигнал који се касније може анализирати. У фотомултипликаторима се користи фотоелектрични ефекат, изазван упадним светлом. Овакви фотоелектрони се убрзавају у јаком потенцијалу и изазивају емисију додатних електрона на динодама који завршавају на аноди одакле се користе као електрични сигнал детектора (слика 3.13)



Слика 3.13 Шематски приказ рада фотомултипликатора. Фотон светла изазива фотоелектрични ефекат на првој диноди, а тако произведен електрон изазива емисију лавине електрона на осталим динодама.

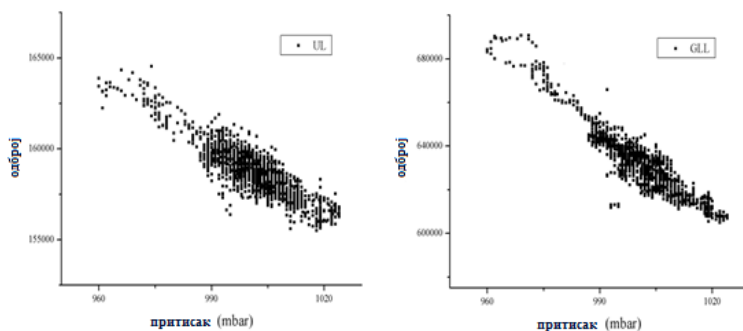
### 3.4.1 Корекције мионског флукса на атмосферске параметре

Миони настају као секундарне честице у интеракцији примарних честица космичког зрачења са атмосфером Земље. На количину креираних миона не утиче само примарно космичко зрачење, већ и састав и стање атмосфере. Утицај атмосфере на космичко зрачење при мерењу маскира варијације примарног космичког зрачења услед утицаја притиска и температуре атмосфере, који одређују количину материје кроз коју се космички зраци постиру. Измерени флукс космичког зрачења на површини је такође обрнуто сразмеран притиску јер је повећани притисак последица веће количине материје кроз коју космички зраци пролазе па тиме и повећане апсорпције тих космичких зрака (слика 3.14).



Слика 3.14 Притисак и одброј космичких зрака детектованим за исти временски интервал. Измерено у Нискофонској лабораторији у Земуну.

Линеарна зависност, између притиска и измерени одброја је приказана на слици 3.15.

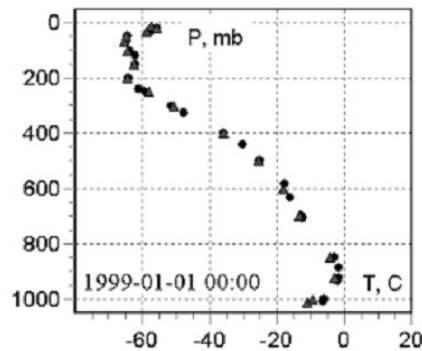


Слика 3.15 Линеарна зависност притиска и детектованог сатног одброја космичких зрака на површини (G.L.) и подземној лабораторији (UL) мионских детектора у Нискофонској лабораторији.

Корекција флукса на притисак и температуру је дата једначином:

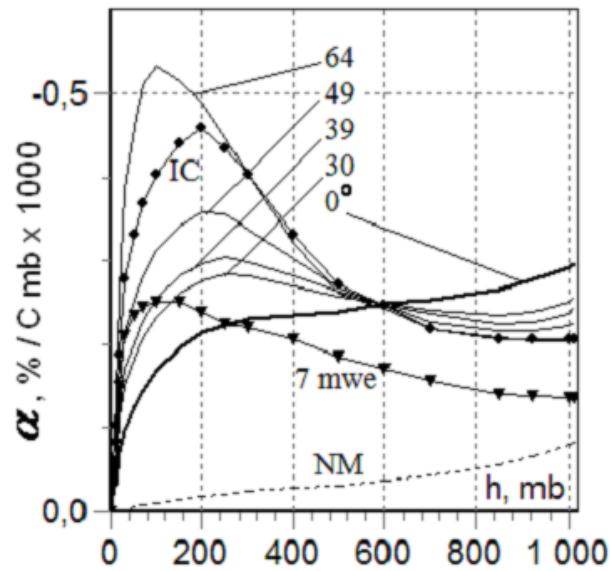
$$\frac{\Delta I}{I} = \beta \Delta p + \int \alpha(h) \Delta T(h) dh, \quad (3.25.)$$

где је  $\Delta p$  промена атмосферског притиска на површини а  $\Delta T$  представља варијацију температуре са висином  $h$ . Први (линеарни) члан једначине је барометарски ефекат, а  $\beta$  је барометарски коефицијент. Други члан једначине представља утицај температуре, где  $\alpha$  представља температурни коефицијент који зависи од висине [Vercovitch, 1967]. Док је барометарски ефекат дефинисан само једном променљивом, притиском на опсервационом нивоу, ефекат температуре је дефинисан стањем целе атмосфере, почев од висине на којој настају секундарне честице па до висине на којој се детектују (опсервационог нивоа). Експанзија атмосфере услед пораста температуре повећава и висину на којој настају миони распадом пиона. Исто тако повећани средњи пут миона доводи до распада више миона на електромагнетну компоненту. Овај ефекат се назива и „негативни температурни ефекат“ ("*negative temperature effect*") и доводи до смањивања одброја миона при порасту температуре [Braga et al., 2013]. У спрези са овим ефектом је и ефекат који настаје услед смањене густине атмосфере па пиони мање интереагују са молекулима ваздуха а више се распадају на мионе па тако доприносе броју миона. Притисак на опсервационом нивоу се мери континуално са потребном тачношћу док се температурски профил изнад детектора, потребан за дефинисање температуре атмосфере мери директно балоном два пута дневно (на појединим ретким станицама и четири пута дневно). Али и то је недовољно за ефикасну корекцију флукса космичког зрачења на температуру. Стога се примењују метеоролошки модели који омогућују добијање температуре у зависности од висине за било коју тачку на Земљи. Временска резолуција модела је четири сата, што се интерполира на сатне податке. На слици 3.16 дато је поређење температурног профила између модела и експерименталних података за метеоролошку станицу у Москви. Овакви модели дају температуре на више од десет (у зависности од модела) изобарска нивоа у атмосфери. Одступања модела од експерименталних података су довољно мала да не утичу на температурску корекцију.



Слика 3.16 Поређење температура добијених моделом ( троуглови) и експериментално измерених ( кругови) [Belov et al., 1995].

Утицај температуре је много јаче изражен код мионских детектора него код неутронских монитора. Дневна осцилација температуре мења флукс мионске компоненте на нивоу процента а годишња варијација температуре мења флукс и више од 5 % и тиме маскира варијације неатмосферског порекла [Berkova et al. 2009]. У једначини (3.25) је други члан интегрална варијација услед температурског ефекта. Пример израчунатих температурних коефицијената  $\alpha$  за различите детекторе космичког зрачења, коришћењем Дормановог интегралног метода [Dorman, 2004] је дат на слици 3.17. Температурна варијација  $\Delta T(h)$  је одступање температуре од унапред дате референтне (*base period*) за одређену висину  $h$ .



Слика 3.17 Температурски коефицијенти за различите детекторе космичког зрачења, и то: Мионске детекторе у Нагоји ( 64,49,30 ) и Јакутцку ( 0 и 7 mwe) као и неутронског монитора (NM ) за поређење [ Dorman & Yanke, 1971].

Коришћењем једначине (3.25) могуће је очистити варијације од атмосферског утицаја, чиме је омогућено испитивање варијација ванатмосферског порекла.

## 4 СЕКУНДАРНО КОСМИЧКО ЗРАЧЕЊЕ ИСПОД ПОВРШИНЕ

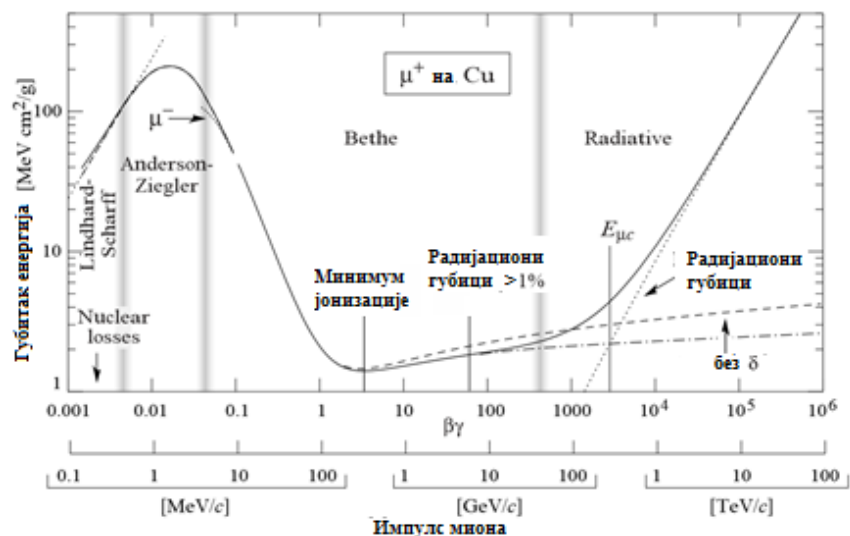
Примарно космичко зрачење скоро никад не стигне до површине Земље. Интегрални флуks вертикалних протона енергија већих од 1 GeV/c на површини је само  $\approx 0.9 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  [Grieder, 2001]. Секундарне честице које продиру кроз земљиште губе енергију у истим процесима као и у атмосфери али, услед веће густине земљишта, много брже. На енергијама које имају нестабилне секундарне честице, попут каона и пиона, те честице пре интерагују са околном материјом него што се распадају. Електрони се губе у брзим каскадним процесима. Стабилни нуклеони се брзо губе у нуклеарним интеракцијама, или у јонизационим процесима, уколико су наелектрисани. Стога само миони и неутрина успевају да продру значајније у земљиште.

Миони при пролазку кроз земљиште производе терцијалне каскадне пљускове фотона, електрона и хадрона. Мион губи енергију при кретању двојако, континуално и дискретно. Континуално губи енергију кроз јонизацију која слабо зависи од енергије миона и може се сматрати скоро константна за шири спектар релативистичких миона. Дискретни губици енергије су углавном секундарни и обухватају продукцију електрон-позитрон парова, заочно зрачење и електромагнетна интеракција са језгром. Губитак енергије миона је пропорционалан његовој енергији. Уопштено, тоталан губитак енергије миона износи

$$\frac{dE_\mu}{dX} = -a(E) - b(E)E_\mu, \quad (4.1)$$

где је  $a(E)$  губитак енергије услед јонизације и за мионе у материји, усредњено, одговара Бете-Блоховој формули. Члан  $b(E)$  је једнак збиру губитака енергије три радијациона процеса,  $b(E)=b_{\text{br}}+b_{\text{pair}}+b_{\text{ph}}$ . Сваки од ових процеса је комплексан и зависи од енергије миона и стога комплексно математички описан је доминантан за различите упадне енергије миона (слика 4.1)





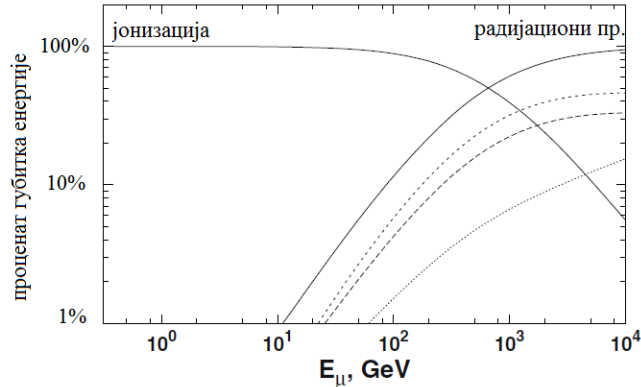
Слика 4.1 Губитак енергије по јединици дужине (stopping power),  $-dE/dx$  у зависности од  $\beta\gamma = p/Mc$  за девет редова величине импулса позитивног миона при проласку кроз бакар. Пуна линија представља укупан губитак енергије [Olive et al., 2014].

#### 4.1 Простирање кроз стандардну стену

Материјал и густина земљишта кроз који миони пролазе могу бити различити и зато је, у експериментима, уобичајено да се скалирана дубина исказује у јединицама *метара воденог еквивалента (meters of water equivalent)*, који је једнак:

$$1 \text{ m.w.e.} = 10^2 \text{ g/cm}^2. \quad (4.2)$$

Поред ових јединица, дефинише се и *стандардна стена (standard rock)* као заједнички стандард који се дефинише својом густином,  $\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$ , масеним бројем  $A=22$  и редним бројем  $Z = 11$ . Овај стандард се затим коригује за сваку локацију од интереса. Чланови  $a$  и  $b$  у једначини (4.1) зависе од хемијског састава медија кроз који се простиру. Они имају вредности  $a \sim Z/A$  а  $b \sim Z^2/A$ . у већини случајева се узима да је  $a=2 \text{ MeV по g/cm}^2$  а за  $b \sim 4 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{g}$  [Mauri,2010]. Критична енергија миона је енергија  $\epsilon$  изнад које дискретни процеси губитка енергије постају доминантни у односу на континуалне,  $\epsilon = a/b \sim 500 \text{ GeV}$  (слика 4.2).



Слика 4.2 Значајност различитих процеса губитака енергије у функцији енергије миона, нормализована на тотални губитак енергије. Пуне линије су доприноси континуалних и дискретних процеса, дуго испрекидана линија представља доприносе закочног зрачења, испрекидана тачкаста линија приказује допринос расејања а испрекидана линија продукцију парова [ Stanev, 2010].

Решење једначине 4.1 даје енергију миона  $E_\mu$ , почетне енергије  $E_\mu^0$ , на дубини  $X$ :

$$E_\mu = (E_\mu^0 - \epsilon)e^{-bX} - \epsilon. \quad (4.3)$$

Минимална енергија коју треба да поседује мион да би достигао скалирану дубину  $X$  се добија када је  $E_\mu = 0$  па је :

$$E_\mu^{min} = \epsilon (e^{-bX} - 1) - \quad (4.4)$$

Користећи ову једначину (4.4), могуће је израчунати до ког растојања  $R$  у земљи продире мион енергије  $E_\mu^0$ :

$$R(E_\mu^0) = \frac{1}{b} \ln\left(\frac{E_\mu^0}{\epsilon} + 1\right) \quad (4.5)$$

Ова вредност је средња вредност и за прецизније израчунавања флукса миона у подземљу потребно је узети у обзир и флукуације домета. Решење једначине (4.5) претпоставља да је губитак енергије константан и да миони губе подједнако енергију кроз различите дубине, што је приближно тачно за енергије миона испод 100 GeV где доминира јонизација. На већим енергијама миона губици нису континуални, а могуће је да мион изгуби већине енергије у само једној интеракцији. Због стохастичности процеса са великим губицима енергије (нпр. закочног) растојање који миони прелазе флукуирају, па се мора увести расподела растојања која је шира са порастом упадне енергије миона.

Енергија миона који доспевају у подземље се може одредити, са већом или мањом прецизношћу, на више других начина. Најелементарнији је налажење губитка енергије по дужини пута, кад се енергија добија простим множењем дужине путање са средњим губитком енергије за мионе ниских енергија кроз земљиште, које износи око 2 MeV/cm.

Овај метод је брз и прва је апроксимација у разматрању мионског спектра у подземљу. Метод је довољно прецизан за мионе ниске енергије, које су и најобилније у плитком подземљу попут Нискофонске лабораторије. Међутим, постоје значајна одступања уколико се врше упоређења са губицима енергије високоенергетских миона нађених другим методама. Енергије коју миони поседују у подземном делу лабораторије се могу утврдити одузимањем енергије коју мион изгуби при простирању (кроз земљиште изнад лабораторије) од енергије датог миона на површини. Губитак енергије миона при проласку кроз слој стандардне стене ( $Z/A = 0.5$ ;  $Z^2/A = 5.5$ ;  $Z=11$ ;  $A=22$ ;  $\rho = 2.65 \text{ gcm}^{-3}$ ) се може добити и коришћењем емпиријске формуле [ Menon et al., 1967]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 1,84 + 4.65 \cdot 10^{-6}E + 0,076 \ln \frac{E'_{max}}{m_{\mu}c^2} \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2}, \quad (4.6)$$

где је  $E'_{max} = \frac{E^2}{E + (m_{\mu}^2c^2/2m_e)}$  максимална преносива енергија у MeV-има. Ова једначина (4.6) је изведена груписањем коефицијената за сваку појединачну средину и омогућава брзо израчунавање потребног губитка енергије при проласку миона кроз ту одређену средину. Она садржи збир сваког појединачног доприноса и то :

1) Губитак енергије услед јонизације:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 1,84 + 0,076 \ln \frac{E'_{max}}{m_{\mu}c^2} \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2} \quad (4.7)$$

2) Губитак енергије услед *bremstrahlung*-а:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{br} = 1.77 \cdot 10^{-6}E \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2} \quad (4.8)$$

3) Губитак енергије услед продукције парова:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pair} = 2.4 \cdot 10^{-6}E \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2} \quad (4.9)$$

4) Губитак енергије услед фото-нуклеарних процеса:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ph} = 0,48 \cdot 10^{-6}E \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2}. \quad (4.10)$$

За другачију средину једначина (4.6) се мора модификовати за другачију вредност  $Z^2/A$  тако да за воду губици услед јонизације дати као:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 2,15 + 0,0853 \ln \frac{E'_{max}}{m_{\mu}c^2} \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2} \quad (4.11)$$

## 4.2 Угаона зависност миона испод површине

Највећи број миона испод површине потиче од распада пиона и каона у атмосфери. Мали део чине миони настали у атмосфери распадом других хадрона. Само у великим дубинама (испод 8 км воденог еквивалента) миони настали интеракцијом неутрина са материјом постају значајнији, док су у малим дубинама, које су од интереса за ову тезу, ови миони занемарљиви. Миони испод површине не зависе од азимутног угла из кога долазе, јер та зависност највише утиче на нискоенергетске мионе у атмосфери, под утицајем геомагнетног поља, који се брзо апсорбују у земљишту.

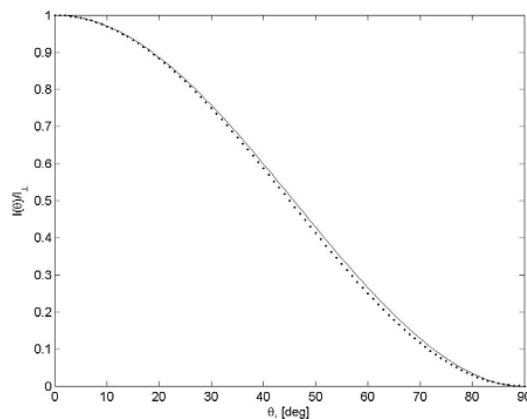
Зависност од зенитног угла миона у подземљу показује сличности са зависношћу од зенитног угла миона у атмосфери, као што се види на резултатима за дубине од 10 до 100 метара стандардне стене приказаним на слици 4.3. Ове расподела у зависности од угла показује велику сличност као расподела на површини иако губитак енергије услед проласка кроз земљу значајније већи него при проласку кроз ваздух. Уместо очекиваног бржег опадања интензитета са углом може се, за мале дубине, апроксимирати угаона дистрибуција са  $I(\theta) \sim I_{\perp} \cos^2(\theta)$ . Прецизније, зависност интензитета од зенитног угла је [Миауке, 1973]:

$$I(X, \theta) = I_{\perp}(X) \cos^n(\theta) \quad (4.12)$$

и

$$n = 1,53 + 8 \times 10^{-4} X + \varepsilon, \quad (4.13)$$

где је  $X$  дубина дата у  $\text{g}/\text{cm}^2$ , а  $\varepsilon$  је мала корекција услед распада миона и јонизационих губитака на малим дубинама.



Слика 4.3 Нормализована угаона расподела мионског флуза на дубинама од 10 до 100 метара (пуна линија) и расподела  $I(\theta) / I_{\perp} = \cos^2(\theta)$  ( тачкаста линија ) [Bogdanova et al., 2006] .

### 4.3 Космогени радионуклиди

Производ интеракције КЗ са земљиштем је и велики број различитих изотопа, како стабилних тако и радиоактивних који се стварају у тлу на одређеној дубини. Стабилни изотопи се називају *космогени нуклиди* а радиоактивни *космогени радионуклиди*. Неки од њих настају спалацијом или фрагментацијом а други су резултат нуклеарних реакција [Grieder, 2001]. Табела 4.1 приказује најчешће космогене изотопе нађеним у метеоритима што одговара и изотопима нађеним у земљишту или стени.

Табела 4.1. Неки од космогених нуклиди нађених у метеоритима [ прилагођено из Caffè et al., 1988]

нуклиди	Полуживот ( у годинама)	Мете из којих су настали
$^3\text{H}$	12,3	O, Mg, Si, Fe
$^3\text{He}, ^4\text{He}$	Стабилан	O, Mg, Si, Fe
$^{10}\text{Be}$	$1,6 \cdot 10^6$	O, Mg, Si, Fe
$^{14}\text{C}$	5730	O, Mg, Si, Fe
$^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne},$	Стабилан	Mg, Al, Si, Fe
$^{22}\text{Na}$	2,6	Mg, Al, Si, Fe
$^{26}\text{Al}$	$7,1 \cdot 10^5$	Al, Si, Fe
$^{36}\text{Cl}$	$3,0 \cdot 10^5$	Fe, Ca, K, CL
$^{36}\text{Ar}, ^{38}\text{Ar}$	Стабилан	Fe, Ca, K
$^{37}\text{Ar}$	35 дана	Fe, Ca, K
$^{39}\text{Ar}$	269	Fe, Ca, K
$^{40}\text{K}$	$1,3 \cdot 10^9$	Fe
$^{39}\text{K}, ^{41}$	стабилан	Fe

Космогени нуклиди се акумулирају на месту настанка тако да је концентрација ових нуклида интегрални податак настао од тренутка њиховог формирања до мерења узорка. Поред тога у обзир се морају узети и ерозије и таложења тла као фактори који могу утицати на концентрацију космогених нуклида.

Концентрација космогених радионуклида  $C$ , је функција дубине  $z$  и времена  $t$  у земљишту или стени [Beer, 2000]:

$$\frac{\partial C(z,t)}{\partial t} = P(z) + \epsilon \frac{\partial C(z,t)}{\partial z} - \lambda C(z,t) , \quad (4.14)$$

и

$$P(z) = P_0 e^{-\frac{\rho z}{\Lambda}} , \quad (4.15)$$

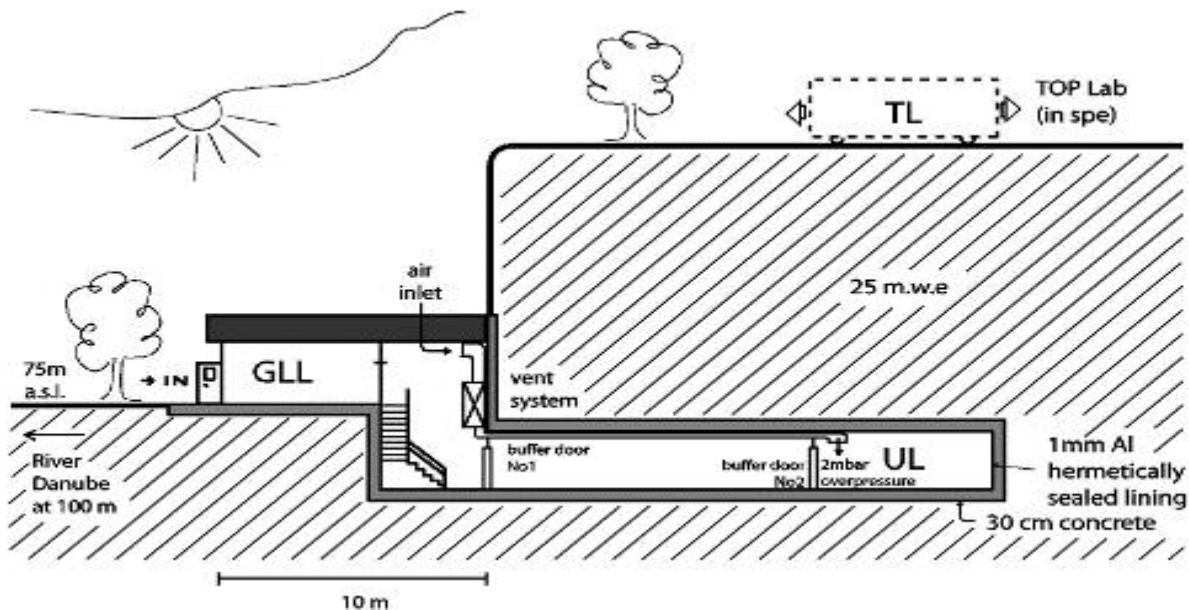
где је  $C(z, t)$  концентрација изотопа,  $z$  дубина,  $t$  време,  $\epsilon$  брзина ерозије,  $\lambda$  константа распада,  $P(z)$  брзина продукције атома на дубини  $z$ ,  $P_0$  брзина продукције на површини а  $\rho$  густина и  $\Lambda$  атенуациона дужина. Ова једначина 4.14 има аналитичко решење уколико је испуњено неколико услова, као што су: земљиште или стена су затворени системи тј. нема мешања са спољним материјалима, таложење или раст стене мора бити константан или познате временске зависности. Атенуациона дужина мора бити константна и позната. Ови услови нису увек испуњени, па се овом проблему може прићи и преко симулације.

## 5 МИОНСКА КОМПОНЕНТА КОСМИЧКОГ ЗРАЧЕЊА У ПОДЗЕМНОЈ ЛАБОРАТОРИЈИ

Као што је већ речено, земљиште представља добар филтер секундарног космичког зрачења. Услед тога, чак и на малим дубинама, доминантна компонента секундарног космичког зрачења су миони. Неутрина такође пролазе, али услед њиховог веома малог пресека за интеракцију са материјом, за њихово детектовање потребни су огромни детектори, у којима су миони који доспевају до тих дубина извор шума.

### 5.1 Нискофонска лабораторија за нуклеарну физику у Земуну

Београдска нискофонска лабораторија се налази у Институту за физику у Земуну. Географске координате лабораторије су:  $44^{\circ} 51'N$  географске ширине и  $20^{\circ}23'E$  географске дужине, са надморском висином од 78 метара. У односу на геомагнетно поље координате су следеће:  $B_x = +22,6$  nT,  $B_y = +1,7$  nT,  $B_z = +42,1$  nT, гранична вертикална геомагнететна чврстоћа 5,3 GV. Лабораторија се састоји од две дела, надземног и плитко укопаног подземног дела (слика 5.1). Изнад подземне лабораторије се налази 12 метара леса (средње густине  $2,0 \pm 0,1$  g/cm<sup>3</sup>, састоји се претежно од SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Зидови подземне лабораторије су од армираног бетона, дебљине 30 cm који су са унутрашње стране обложени и алуминијумом дебљине од 1 mm. Ефективно, апсорпциони слој изнад подземне лабораторије износи 25 m.w.e. (25 hg/cm<sup>3</sup>). Та дубина је довољна да је присутна само мионска компонента секундарног космичког зрачења.



Слика 5.1 Шематски приказ Нискофонске лабораторије [А. Dragić et al., 2011].

Подземна лабораторија има облик крста са три нише. То омогућава истовремено извођење више експеримената са различитим поставкама у различитим нишама (слика 5.2). Површина радног дела подземне лабораторије износи  $45 \text{ m}^2$  а висина плафона 3м.



Слика 5.2 Подземни део Нискофонске лабораторије (панорамска фотографија).

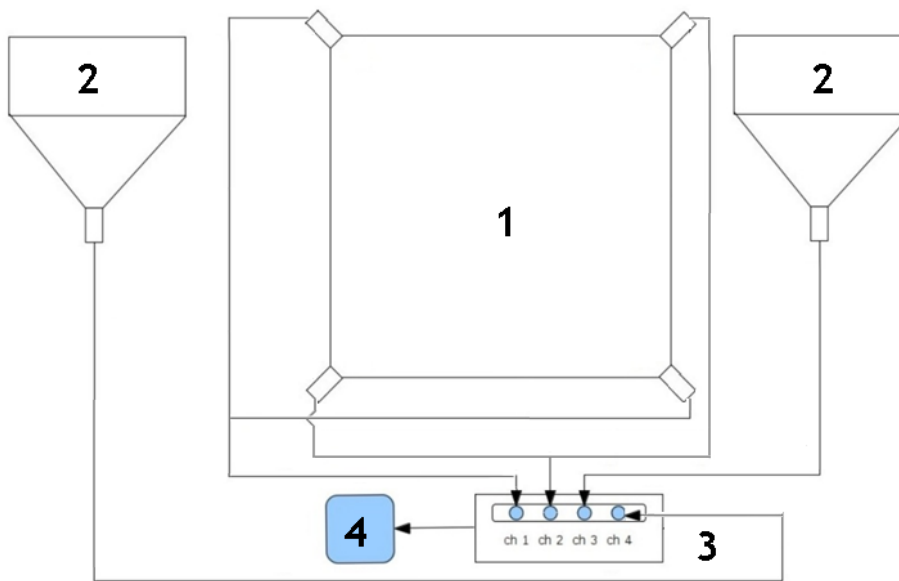
### 5.1.1 Детекторски систем Нискофонске лабораторије

За потребе детекције мионске компоненте секундарног космичког зрачења коришћени су сцинтилациони детектори (*сцинтилатори*) смештени и у површинском и у подземном делу лабораторије. У површинском делу лабораторије се налази велики детектор димензија  $100\text{cm} \times 100\text{cm} \times 5\text{cm}$ , постављен хоризонтално са највећом површином усмереном на горе. У подземном делу лабораторије се налази идентичан велики детектор, а у зависности од потреба експеримената у употреби су и два мања детектора, који имају димензије  $50\text{cm} \times 23\text{cm} \times 5\text{cm}$ . Мали детектори су, у подземном делу лабораторије, такође постављени хоризонтално са највећом површином усмереном на горе тако да њихова активна горња површина износи  $0,115\text{m}^2$ . Детектори су независно повезани са системом за аквизицију података, као што је приказано на слици 5.3. Положај детектора у оквиру лабораторије је променљив и прилагодљив различитим експерименталним поставкама. За потребе израде ове тезе, посматране су поставке у којима су се мали детектори налазили у равни, на извесном растојању од великог детектора. Ова поставка је имала за циљ посматрање догађаја са коинцидентним мионима. Поред тога, у другој поставци су детектори били у положају где су семали детектори налазили изнад великог (**ASYMUT** конфигурација), у телескопској варијанти.

Велики детектори су у функцији од 2008. године. Произведени су у фирми Amcrus-N из Харкова у Украјини на основу дизајна професора др. Ивана Аничина. По



својим сцинтилационим особинама слични су сцинтилатору UPS-89, док су мали детектори типа NE102. Карактеристике ових сцинтилатора су дате у табели 5.1. Четири Hamamatsu фотомултипликатора типа R1306-01, на теменима квадрата усмереним у правцу дијагонала, сакупљају сцинтилациону светлост. Претпојачавачки сигнали са по два мултипликатора на свакој дијагонали се сабирају. Мали детектори су произведени у Обједињеном институту за нуклеарна истраживања у Дубни, у Русији. Ови детектори су у функцији од 2002. године. Сличног су типа као и велики детектори, са по једним фотомултипликатором ЕМІ 9600, пречника основе 5 cm. Светловод типа Perspex сакупља сцинтилациону светлост дуж дуж бочне стране димензија 50cm x 5cm и доводи је до фотомултипликатора.



Слика 5.3 Схема експерименталне поставке за мерење миона: 1) велики сцинтилациони детектор, 2) мали сцинтилациони детектори, 3) АД конвектор 4) рачунар за аквизицију и контролу.

Поред ових сцинтилационих детектора у подземном делу лабораторије се налази и ORTEC германијумски детектор са 35% ефикасности п-типа. Он је оклопљен са 12 cm цилиндрично распоређене оловне заштите. Ова оловна заштита је старија од два времена полуживота Pb-210, што је важно за редукцију шума у самом детектору. Сцинтилациони детектори се налазе изнад овог детектора и обављају функцију његове активне заштите у антикоинцидентном моду. Заједно, сви детектори могу да раде и у коинцидентном моду, чиме се омогућава посматрање процеса у мионима индуковани процеси у самом детектору, оловној заштити и узорцима, индукованих мионима из космичког зрачења [Banjanac et al., 2014].

Табела 5.1 Физичке карактеристике сцинтилатора NE102 и UPS-89.

Густина (g/cm <sup>3</sup> )	Индекс преламања	Светлосни излаз ( % антрацена)	Временска константа (ns)	Тал. дужина макс. емисије (nm)	Светлосна атен. дужина (cm)	Н/С
1,032	1,58	65	2,4	423	250	1,104
1,06	1,60	65	2,4	418	360	1,0

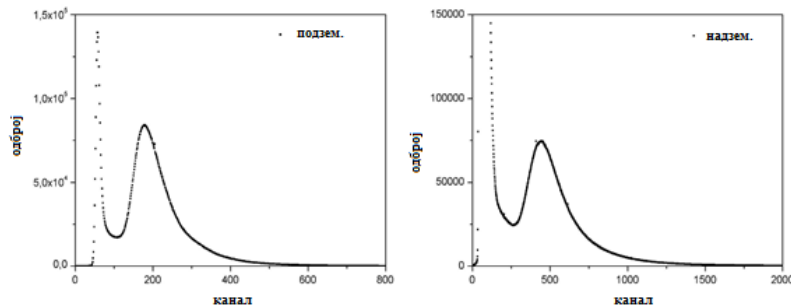
У лабораторији се, за аквизицију података, користе модули са два брза аналогно-дигитална (АД) конвектора (модел С.А.Е.Н. N1728В), произведена у Италији. Ови модули, директно са претпојачавача, у своја четири канала. дигитално процесирају сигнале са временском резолуцијом од 10ns (табела 5.2).

Табела 5.2 Техничке карактеристике fADC С.А.Е.Н. N1728В.

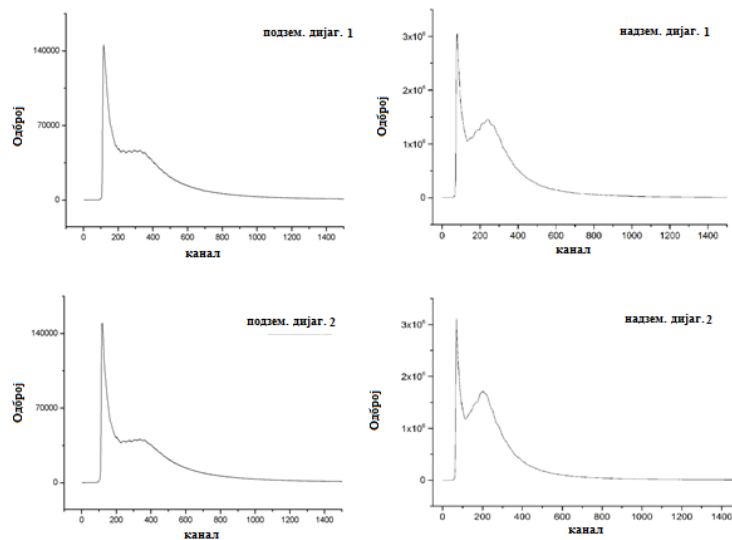
Улазни канали	Импеданса ( $\Omega$ )	Учесталост семплирања (MHz)	Резолуција (bit)	Опсег (V)
4	50	100	14	$\pm 1.1$

Аналогно-дигитални конвертори имају могућност рада у два различита режима, као дигитални спектрометри и/или дигитални осцилоскопи. Сигнали се скупљају у  $2^{14}$  канала и сваки сигнал се, са сваког канала, снима у листу догађаја која омогућава накнадну анализу. Тако да се за сваки детектовани догађај пружа информација о редном броју улазног канала који је детектовао догађај, редни број тригера, време дато бројем интерног часовника уређаја, дигитализована амплитуда, као и да ли је догађај био *pile-up* или не. За сваки детектовани импулс из претпојачавача се, на неком од четири независна улаза, дефинише интерно време помоћу CFD (*constant fraction discriminator*). Овај метод се најчешће користи управо код пластичних сцинтилатора. Коришћењем овог метода је време догађаја дефинисано тренутком када улазни сигнал достигне неки задани праг. Тај праг је претходно одређен проценат максималне вредности сигнала чиме се избегавају грешке услед различите јачине сигнала. У *off-line* анализи подаци се, са четири независна детектора, анализирају, коинцидирају у произвољном редоследу, промптно или произвољно закаснило, а могу се и антикоинцидирати. То ослобађа експерименте додавања било какве додатне, класичне, аналогне нуклеарне електронике. Спектри малих детектора и спектри дијагонала великих детектора су приказани на сликама 5.4, 5.5 и 5.6. Спектри се састоје од нискоенергетског дела који потиче од комптоновски расејаног гама зрачења из околине, и високоенергетског дела који представља спектар енергије која је

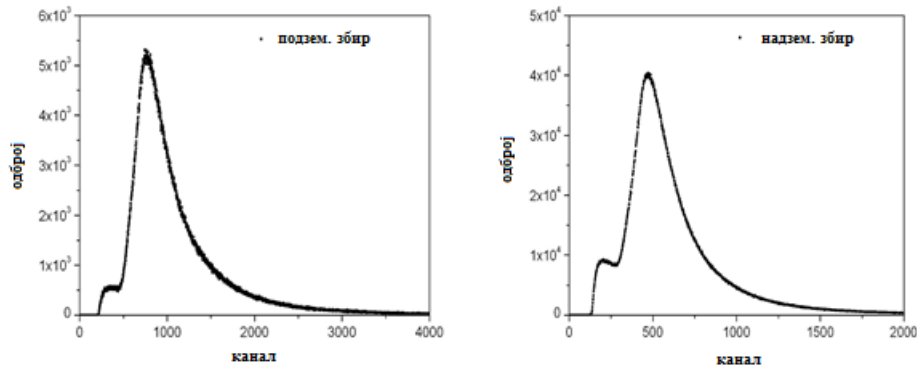
депонована у детектору од стране наелектрисаних честица космичког зрачења и који има максимум на 10,9 MeV-а. У спектрима малих детектора, фонски и космички део су јасно раздвојени, док код великих детектора раздвајање није добро дефинисано. Спектар депоноване енергије космичког зрачења се издваја из спектра великог сцинтилатора коришћењем збирних сигнала два фотомултипликатора са дијагонале детектора. Сигнали једне дијагонале великог детектора се софтверски коинцидирају унутар датог временског интервала (обично 80 ns; FWHM временске расподеле је 25 ns) са сигнаlima са друге дијагонале тог детектора. Затим њихове амплитуде се сабирају дајући један спектар као јединствени спектрални одзив великог детектора. За временску ознаку (*time stamp*) ових коинцидентних догађаја се узима тренутак детекције првог догађаја. Овом методом се фонски, нискоенергетски део спектра потпуно губи као недовољно интензиван да изазове детекцију у свим фотомултипликаторима. Остаје само спектар депоноване енергије миона или електрона из космичког зрачења.



Слика 5.4 Спектри малих сцинтилационих детектора у подземном (лево) и надземном (десно) делу лабораторије [Јоковић, 2011].



Слика 5.5 Спектри дијагонале великих сцинтилационих детектора у подземном (лево) и надземном (десно) делу лабораторије.



Слика 5.6 Сабрани спектри дијагонала великих сцинтилационих детектора у подземном (лево) и надземном (десно) делу лабораторије [Joković, 2011].

Одзив, као и експериментално добијени спектри детектора су упоређени са Монте Карло симулацијом мионске компоненте космичког зрачења и у надземном и у подземном делу лабораторије са којом показују добро слагање.

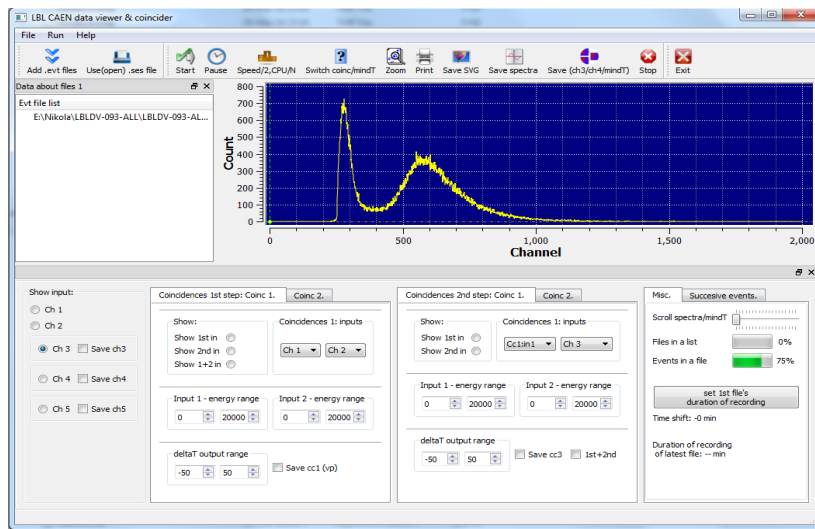
### 5.1.2 Пакет програма за спектралну и временску анализу података

Анализа је урађена софтвером развијеним у Нискофонској лабораторији и омогућава анализу са произвољно одабраним распоном улазних канала, унутар временског интервала који је целобројна вредност временске резолуције модула. Овај софтвер омогућује анализу појединачних или коинцидентних догађаја потребних за добијање временских серија произвољних делова спектра или коинцидентних догађаја. Исто тако омогућава анализу временских спектра промπτних или закаснелих коинцидентних догађаја. Програми су написани у програмском језику C++. Посебно се водило рачуна да програми буду једноставни за коришћење као и да графичко окружење омогућава рад без смањивања могућности обраде података. Програмски пакет се састоји из три компоненте. Основни, **DataViewer**, који се користи за обраду података из детектора. **TimeTools** је везан за временску анализу података и производњу временских спектра. **Synchronization** је програм за синхронизацију података са два независна АД конвертора као и додатно вишеструко коинцидирање и антикоинцидирање података [Малетић и ост., 2013].

#### 5.1.2.1 Програм **DataViewer**

Овај програм обрађује .evt фајлове које производи аквизициони софтвер. Графички интерфејс је подељен на неколико целина које омогућавају преглед улаза као и

формирања и параметризацију коинциденција. Изlazни фајл из овог програма може садржати податке за све спектри као и листе коинцидентних догађаја. Ове листе садрже информације о времену доласка коинцидентног сигнала, амплитуду првог и другог улазног сигнала као и временску разлику између првог и другог сигнала. Поред овога могу се снимати и сукцесивни догађаји, што омогућава одређивање средњег живота у распадима (слика 5.7).



Слика 5.7 Графички интерфејс програма DataViewer. У доњој половини прозора могуће је подешавати параметре коинциденција.

### 5.1.2.2 Програм TimeTools

Програм служи за временску анализу коинцидентних и сукцесивних догађаја. Користи се за добијање временских серија одређених канала. Овим програмом је могуће графички представити *Time to Amplitude* криву минималних временских разлика између сигнала у коинциденцији (*mindT* крива) као и временске серија одброја сцинтилатора побуђеним космичким зрачењем.

### 5.1.2.3 Програм Synchronization

Овај део програмског пакета је развијен за потребе коинцидирања и одређивање временске разлике међу улазним подацима. Користи синхронизациони сигнал са једног од улазних канала аквизиционог урађаја. Поред тога, служи и за формирање и проширивање могућности коинцидирања и антикоинцидирања сигнала из различитих канала. Програм омогућаје и комбинације коинциденција.

## 5.2 Симулација мионског флукса у подземној лабораторији

Ефекат модулације, како је већ раније наведено, зависи од енергије примарних космичких зрака. Неутронски монитори су као детектори космичког зрачења осетљиви на примарно космичко зрачење енергија реда 10 GeV-а. Мионски детектори на површини су осетљивији на примарне честице виших енергије до 60 GeV-а. Подземна мерења миона померају границу осетљивости на још веће енергије примарних космичких зрака. Посебно је интересантна детекција мулти-мионских догађаја коришћењем ових подземних детектора. Овај правац истраживања се примењује у оквиру ЕММА подземног детектора [Kalliokoski et al, 2011] који се налази у дубокој подземној лабораторији у руднику Рухасалми у Финској. Пројекат је посвећен проучавању такозваног “колена” у спектру космичког зрачења на енергијама од  $10^7$  GeV помоћу коинцидентних миона који поседују довољно енергије да продру до нивоа подземне лабораторије.

За лабораторију која се налази релативно плитком подземљу, попут Нискофонске лабораторије у Земуну, сличан правац посматрања омогућава да се испита гранични интервал енергија где соларна модулација постаје занемарљива и да се посматра варијација флукса космичког зрачења галактичког порекла.

Коришћењем више детектора у коинциденцији, у оквиру једне локације, могуће је испитивати соларну модулацију као и флукс космичких зрака на различитим енергијама.

### 5.2.1 Симулациони пакети CORSIKA и GEANT4

Симулација динамике каскадног пљуска од врха атмосфере до горњег и доњег дела Нискофонске лабораторије је извршена коришћењем симулационих пакета CORSIKA и GEANT4.

CORSIKA је пакет симулације простирања пљуска кроз атмосферу Монте Карло нумеричким методама. Каскада је генерисана заданим примарним честицама и њиховом интеракцијом са језгрима ваздуха у атмосфери. Као резултат добија се спектар секундарних космичких зрака (хадрона, миона, електрона и гама зрака) на неком, произвољно задатом, нивоу. За потребе ове тезе у симулацију је укључен и предефинисани атмосферским модел. CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KASCADE) је првобитно развијена за потребе KASCADE експеримента у Карлсруеу.

Пакет се састоји се од четири целине. При део се бави улазним и излазним подацима, као и распадима честица, узимајући у обзир сва гранања распада до вероватноће од 1% и кинематиком честица при распаду. Поред тога, ова целина прати симулирану честицу у пропагацији. Такође одређује домет честице дефинисан њеним полуживотом, губитком енергије при јонизацији и дефлекцији наелектрисане честице у магнетном пољу. Други

део прати хадронске интеракције језгара са језгрима у ваздуху за енергије симулираних честица преко 80 GeV-а. Трећи део симулира интеракције али за енергије честица испод 80 GeV-а. Последњи део овог симулационог пакета задужен за праћење електрона, позитрона и фотона. Контрола симулације је омогућена избором параметара симулације која одређује њен ток. Скуп параметра сваке симулације је задан помоћу листе попут дате у табели 5.3.

Табела 5.3 Списак неких могућих параметара симулације са кратким описом њихове функције

RUNNR	20907	Број симулације
EVTNR	1	Редни број прве честице
NSHOW	1000000	Укупан број примарних честица
PRMPAR	14	Тип примарне честице, у овом примеру протон
ESLOPE	-2.7	Експоненцијални коефицијент енергије
ERANGE	1 2.E7	Интервал енергија примарних честица у GeV-а
THETAP	0. 70.	Распон зенитних углова упадне примарне честице у степенима
PHIP	-180. 180.	Распон азимутних углова упадне примарне честице у степенима
SEED	814 0 0	<i>seed</i> за прву секвенцу случајних бројева
SEED	1114 0 0	<i>seed</i> за другу секвенцу случајних бројева
OBSLEV	7.80E+03	Опсервациони ниво (у cm)
FIXCHI	0	Почетна висина (g/cm <sup>2</sup> )
MAGNET	22.7 42.1	Геомагнетно поље за Београд
ATMOD	4	Атмосферски профил дат са 5 нивоа. Овде профил ATM511 изнад Штудгарта измереног маја 1993. године
QGSJET	T 0	Укључена QGSJET01с рутина за симулацију високоенергетских хадрон-нуклеус и нуклеус-нуклеус судара
ECUTS	0.15 0.15 0.0015 0.0015	Доњи праг енергија (у GeV) за честице које се прате и то за хадроне, мионе, електроне и фотоне
MUADDI	T	Додатни подаци о месту и начину креације миона се такође прате

Детаљан опис CORSIKA пакета дат је у [Nesck et al, 1998]. За потребе ове дисертације урађена је симулација за преко 10<sup>9</sup> примарних честица и то у највећој мери

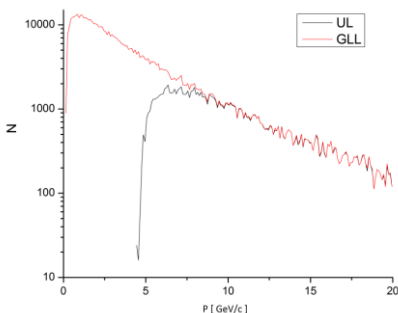
протона са енергијама датих у табели 5.3 али такође и хелијума. Поред тога симулирана је интеракција атмосфере са  $5 \times 10^6$  нискоенергетских протона који потичу од екстремних догађаја на Сунцу. Ово је урађено да би се потврдило да се пљускови који од оваквих протона настају не могу регистровати у Нискофонској лабораторији у Земуну. У симулацији коришћен је генератор честица FLUKA [Ferrari et al., 2005] за енергије честица испод 80 GeV-а и QGSJET II-04 генератор честица за енергије честица изнад 80 GeV-а.

Резултати добијени из CORSIKA симулационог пакета на опсервационом нивоу Нискофонске лабораторије у Земуну, од 78 метара изнад нивоа мора, су коришћени као улазни подаци за GEANT4. GEANT4 [Agostinelli et al., 2003] је објектно-оријентисано окружење за Монте Карло симулацију транспорта честица кроз материју и процеса у којима они учествују. Овај пакет поседује скуп класа и метода који може бити примењен у различитим конкретним ситуацијама. Садржи алат за моделирање путање и интеракције честица у датој физичкој запремини. Поред тога, у оквиру пакета могуће је дефинисање геометрије система, материјала, интеракције честица кроз материју и електромагнетно поље, анализу података, визуелно представљање догађаја и одзива детекторских система. Библиотека пресека за све релевантне интеракције константно се допуњују новим, прецизнијим подацима.

GEANT4 је коришћен, између осталог, за симулацију интеракције секундарног космичког зрачења са земљиштем изнад подземног дела Нискофонске лабораторије. У симулацији су коришћене особине леса који чини структуру земљишта на којој се Нискофонска лабораторија налази. Средња густина леса је  $(2.0 \pm 0.1) \text{ g/cm}^3$  и састоји се од  $\text{Al}_2\text{O}_3$  20%,  $\text{CaO}$  10% и  $\text{SiO}_2$  70% [Buggle et al., 2008].

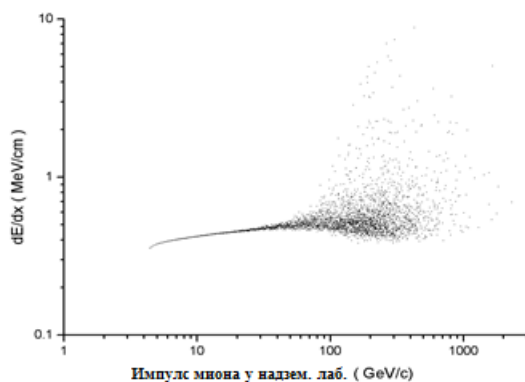
Пошто 94% космичких зрака на нижим енергијама чине протони и алфа честице, примарне честице у симулацији чине управо протони и алфа честице, и то са енергијама од 1 GeV до  $10^7$  GeV. Те енергије одговарају енергијама спектра космички зрака. Интензитет спектра је описан функцијом 2.1 са спектралним индексом 2,7. Да би симулација била што репрезентативнија, трајекторије примарних честица су могле долазити са зенитним углом у интервалу од  $0^\circ$  до  $70^\circ$ . За симулацију одзива детектора у подземном делу Нискофонске лабораторије, у обзир су узимани само они миони са довољно енергије да доспеју до детектора. Ти миони су добијени из симулационог пакета GEANT4 (слика 5.8).





Слика 5.8 Дистрибуција импулса миона (кога имају на површини) у надземном делу лабораторије (црвена линија) и миона који продиру у подземни део лабораторије (црна линија) на основу симулације урађене помоћу GEANT4 и CORSIKA [Veselinovic et al., 2016].

У оквиру овог рада, коришћењем GEANT4 симулационог пакета директно је симулирано простирање честица са површине кроз земљиште између горњег и доњег дела Нискофонске лабораторије. Коришћењем симулационих пакета могуће је установити везу између честица доспелих до лабораторије и примарног космичкоог зрачења које је произвело те честице. Усредњени губитак енергије по енергији миона на површини је дат на слици 5.9.



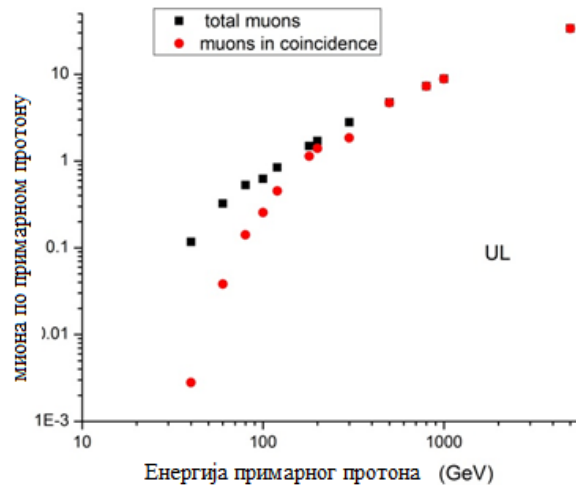
Слика 5.9 Усредњени губитак енергије миона у зависности од његовог почетног импулса, добијен помоћу GEANT4 симулационог пакета за локацију Нискофонске лабораторије.

Поређењем овако добијених губитака енергије са Бете-Блоховом формулом (и сликом 4.1) очигледно је да нема довољно статистике да се прецизно одреде параметри дискреционих губитака енергија. Поред тога, из овог поређење, закључује се да су доминантно миони губе енергију јонизацијом током проласка кроз земљиште што, по Бете-Блоховој формули зависи највише од  $\langle Z \rangle / \langle A \rangle$  средине.

Пућања миона кроз тло се налази преко вектора брзине миона, добијеног из симулације и вертикалне дубине слоја тла изнад лабораторије.

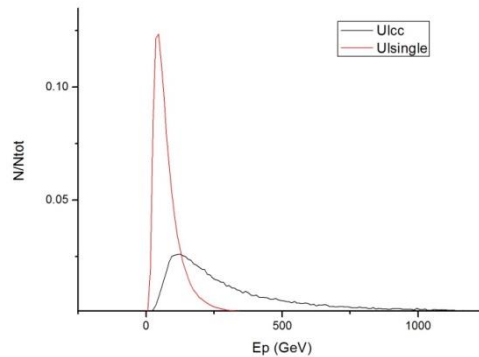
Велике варијације губитка енергије добијене помоћу GEANT4 симулационог пакета отежавају налажење коефицијената из једначина 4.1 и проверу параметара у једначини 4.5.

Број миона који допире до подземног дела лабораторије није линеарно пропорционалан енергији примарних честица, посебно за енергије примарних честица мање од 200 GeV, које су управо опсег енергија од интереса овде (слика 5.10). Ово одговара већ сличним налазима приказаним на слици 3.7. На вишим енергијама све примарне честице производе више секундарних миона који стижу до подземног дела лабораторије, тј. мултиплицитет је већи од један.



Слика 5.10 Број миона ( црна тачке ) и миона који су настали као вишеструки (црвена тачке) по примарном протону, у функцији енергије примарног протона, на основу симулације за подземни део Нискофонске лабораторије.

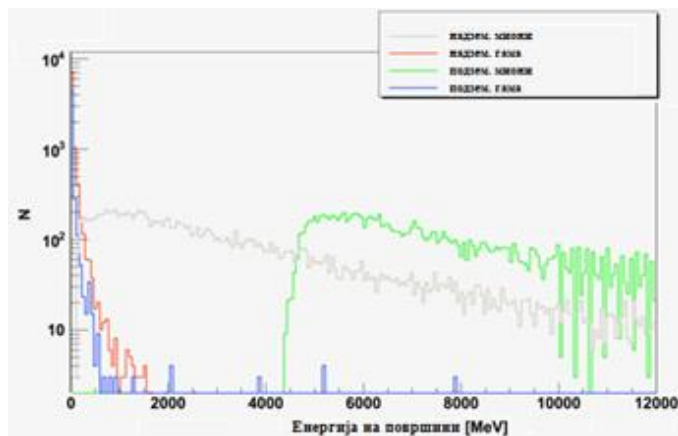
Миони који доспевају до подземног дела лабораторије могу настати или као појединачно или заједно са другим мионима од исте примарне честице. Када се упореде енергије миона у подземном делу лабораторије потекле од примарних честица одређених енергија опет се потврђује, на основу симулација, да појединачни миони потичу од нискоенергетских примарних честица док они са мултициплицитетом  $>1$  потичу од примарних честица виших енергија (слика 5.11).



Слика 5.11 Нормирани број миона у подземном делу лабораторије у односу на енергију примарних честица. Крива миони који имају мултиплицитет  $>1$  је приказана црном кривом ( $U_{lcc}$ ) док су појединачно креирани миони приказани црвеном кривом ( $U_{lsingle}$ ). У првом случају нормирано на укупан број коинцидентних миона, а у другом на укупан број појединачно креираних миона.

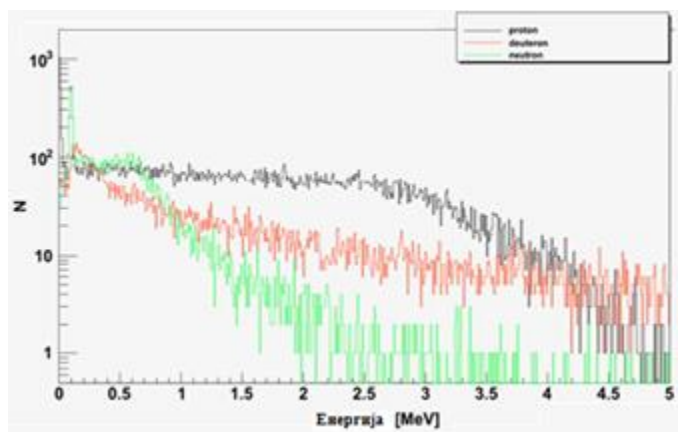
### 5.2.2 Допринос различитих компоненти космичког зрачења у подземном делу Нискофонске лабораторије

У земљишту се, при интеракцијама секундарног космичког зрачења са околним материјалом, стварају терцијалне честице које могу доспети до детектора и бити регистроване. У оквиру GEANT4 пакета могуће је дефинисати геометрију и особине детектора што је урађено за детекторе у Нискофонској лабораторији. У овој тези је од интереса интеракција космичког зрачења у подземном делу лабораторије са пластичним сцинтилатором. Да би се утврдио одговор детектора на космичко зрачење, урађена је симулација простирања космичких зрака кроз атмосферу, потом симулација простирања секундарних космичких зрака кроз слој земље и на крају симулација интеракције космичких зрака са детектором. Услед губитка енергије при проласку кроз земљиште у подземни део лабораторије доспевају само миони који имају довољно енергије као и део гама зрачења (слика 5.12). Електрони и хадрони из секундарног космичког зрачења бивају апсорбовани у земљишту. Неутрина, као веома слабо интерагујуће честице нису разматрани.



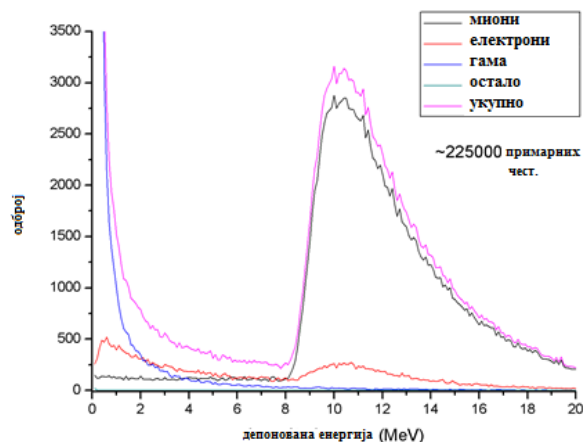
Слика 5.12 Симулациони спектар миона и гама зрачења на површини и испод 12м леса.

У интеракцији миона из КЗ са земљиштем, после проласка кроз слој леса, у подземном делу лабораторије се јављају протони, неутрони и језгра деутеријума. Они настају највише кроз процесе спалације и захвата миона. Принос ових честица је мали и потиче највише из граничног слоја земљишта непосредно изнад лабораторије, одакле излазе у атмосферу подземне лабораторије (слика 5.13). Они даље могу интераговати са инструментима и тако допринети повећању шума мерења.



Слика 5.13 Спектар протона (црна линија), неутрона (зелена) и деутерона (црвена линија) на дубини од 12м леса.

Поред ових јављају се терцијални електрони који се детектују у детекторима у оквиру подземног дела Нискофонске лабораторије. Детектор бележи енергију честица предату материјалу при проласку кроз детектор (слика 5.14).

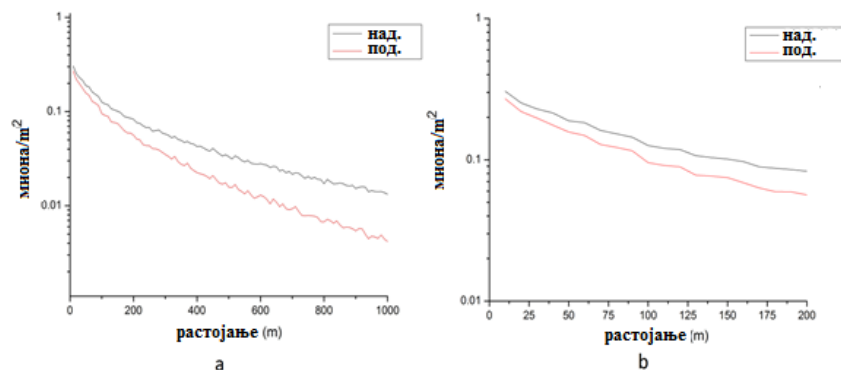


Слика 5.14 Енергија свих честица која је депонована у детектору (розе) на основу симулације. Депонована енергија по компонентама је такође дата и то за: мионе (црна), електроне (црвена), Гама зраке (плава), и протоне и неутроне (зелена).

На основу симулације се види да је допринос немионских компоненти депонованој енергији мали и да се може, у оквиру депонованих енергија од интереса, занемарити.

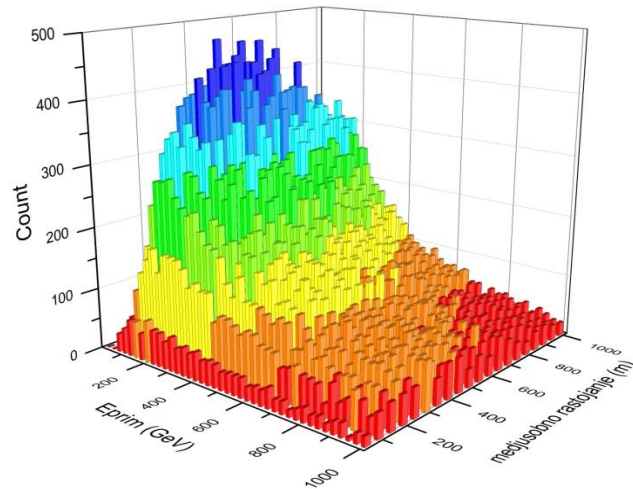
### 5.2.3 Латерална и угаона дистрибуција миона

Реконструкција латералне дистрибуције миона на површини омогућује идентификацију примарних честица по маси и енергији. Сама крива дистрибуције има већи нагиб за мионе виших енергија, који се групишу више око осе атмосферске каскаде. Ови миони потичу од примарних честица са већом енергијом па већи градијент криве дистрибуције указује да миони долазе од примарних честица виших енергија. Коришћењем симулације је упоређена латерална дистрибуција миона у подземном делу лабораторије са латералном дистрибуцијом миона на површини (слика 5.15).



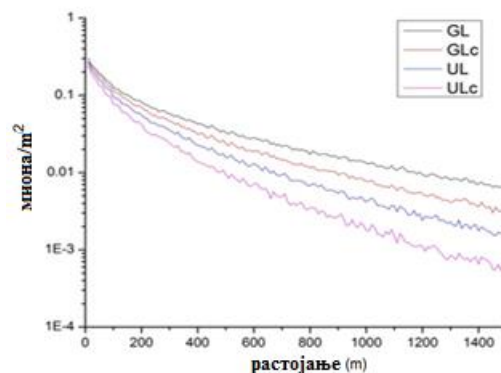
Слика 5.15 а) Латерална дистрибуција свих миона у подземном (црвена линија) и надземном делу лабораторије (црна линија) за  $3 \times 10^6$  примарних протона. б) Иста дистрибуција приказана ближе вертикалној оси.

Овај зрезултат је у сагласности са тврдњом да миони у подземном делу лабораторије потичу од примарних честица виших енергија (слика 5.16). Ови миони имају енергију на површини довољну да продру кроз земљу до подземног дела лабораторије.



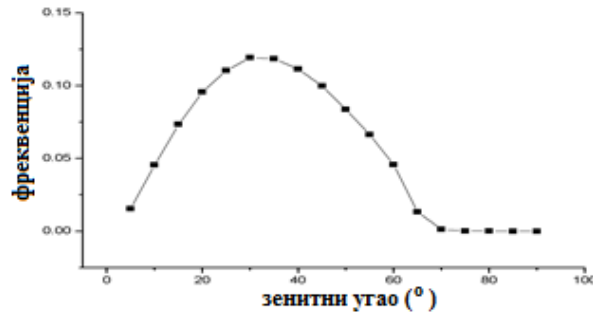
Слика 5.16 Расподела миона на површини у зависности од међусобног растојања и енергије примарних честица од којих потичу на основу симулације.

Латерална дистрибуција, дефинисана као број миона доспелих на неку површину у функцији растојања од осе атмосферске лавине, се може искористити да се одреди латерална дистрибуцију само оних миона који су у коинциденцији. Упоредивањем овакво дефинисане латералне дистрибуције миона у коинциденцији и латералних дистрибуција миона у надземном и подземном делу лабораторије се види да коинцидентни миони потичу од примарних честица виших енергија (слика 5.17).



Слика 5.17 Латерална дистрибуција (из симулације): миона на површини (црна линија); коинцидентних миона на површини (црвена линија); миона у подземном делу (плава линија); коинцидентних миона у подземном делу лабораторије (магента линија).

Угаона дистрибуција миона је такође нађена коришћењем симулационих пакета. Угаона дистрибуција показује добро слагање са расподелом интензитета у функцији од угла  $\theta$  која је пропорционална  $\cos^n\theta$  (види поглавље 3.4). За подземни део Нискофонске лабораторије, који је од интереса, ова угаона дистрибуција у односу на зенитни угао је дата на слици 5.18.



Слика 5.18 Дистрибуција миона у зависности од зенитног угла у подземном делу Нискофонске лабораторије.

На основу симулације је уочљиво да миони који долазе у подземну лабораторију великом већином нису вертикални миони него долазе под неким углом и самим тим прелазе већи пут кроз слој земље где депонују више енергије него миони са вертикалном путањом. То захтева мионе већих енергија а самим тим и веће енергије примарних честица.

#### 5.2.4 Функција одзива (*response function*) детекторског система на примарно космичко зрачење у Нискофонској лабораторији

Да би се утврдила релација између регистрованих миона у Нискофонској лабораторији и примарног космичког зрачења од кога потичу, урађена је симулација простирања  $10^9$  примарних протона кроз атмосферу. Да би симулација била валидна и за надземни и подземни део лабораторије, урађена је и симулација простирања секундарног космичког зрачења кроз слој земље и инфраструктуре до подземних детектора као и симулација одзива детектора (креирање и колекција светла у сцинтилатору). Посматрани су појединачни миони детектовани у надземном и подземном делу лабораторије као и мултимсионских догађаја детектованих у подземном делу лабораторије. Резултати су приказани на слици 5.19. У симулацији је узето да је ефикасност детектора 100%. Експеримент са два детектора у сендвич конфигурацији, описан у 5.3.1 је дао резултат да је ефикасност детекције миона 98% , тако да је измерена вредност потврда ефикасности детектора коришћеним у симулацији. Према томе, узето је да за све мионе који доспеју до детектора постоји одзив (*response*) детекторског система.

Сам одброј детектора се може приказати са:

$$N_d = \sum_i \int_{E_{th}}^{\infty} Y_i(E, h) \cdot J_i(E, t) dE = \int_{E_{th}}^{\infty} W_t(E, h, t) dE \quad , \quad (5.1)$$

где је  $E$  енергија примарне честице, сумирано по врсти примарне честице,  $h$  висина на којој се налази детектор, мерено од врха атмосфере, а  $E_{th}$  је праг за енергију примарне честице која изазива одзив детектора који зависи од конструкције детектора као и његове позиције у геомагнетном пољу. Само честице које имају енергију преко ове граничне ће оставити одзив у детектору, детектовањем атмосферског пљуска које оне креирају. Функција  $J_i(E, t)$  је спектар енергија примарног космичког зрачења,  $Y_i(E, h)$  је *функција приноса* за дату енергију и висину. Ова функција приноса се раније израчунавала емпиријски. Са све већом моћи нумеричких симулација транспорта честица могуће је израчунати ову функцију из интеракције честица са атмосфером [Flückiger et al., 2008] и функција је дата као:

$$Y_i(E, h) = \int_{E_{th}}^{\infty} \int S_i(\theta, \phi) \cdot \Phi_{i,\mu}(E_i, h, E, \theta, \phi) dE d\Omega \quad , \quad (5.2)$$

где је  $S_i(\theta, \phi)$  ефективна површина детектора а интеграција иде по горњој хемисфери, стога за хоризонталне детекторе има фактор  $\cos\theta$ .

Функција  $\Phi_{i,\mu}(E_i, h, E, \theta, \phi)$  је диференцијални флуks миона по примарној честици  $i$  типа са енергијом  $E_i$ .

Функције  $Y_i$  и  $J_i$  су, најопштије гледано, у спрези услед комплексности геомагнетног поља и зависности од упадног угла примарне честице али је уобичајено је да се ове две функције посматрају раздвојено и независно и да се за енергију прага узима минимална геомагнетна чврстоћа.

Диференцијална функција одзива  $W_t(E, h, t)$  је дефинисана као сума  $J_i(E, t)$  и  $Y_i(E, h)$  и даје везу одброја детектора и енергије примарне честице који тај одброј даје.

$$W(E, h, t) = \sum_i Y_i(E, h) \cdot J_i(E, t) \quad . \quad (5.3)$$

Постоје три приступа у методама одређивања функције одзива. Ова функција се може одредити параметризацијом измереног одзива на различитим локацијама. Затим може се применити теоријски приступ и, све чешће, путем коришћења компјутерске симулације простирања космичких зрака кроз атмосферу и средину уопште, као и симулације одзива детектора.

Метод параметризације директно апроксимира функцију одзива користећи податке са мерења флуksа космичког зрачења на разним географским ширинама фитованом адекватном функцијом. Нумерички, оваква функција се добро уклапа са подацима и због малог броја параметара је једноставна за употребу али глаткост те криве



може замаскирати неки додатни физички ефекат [Moraal et al., 2000]. Најчешће коришћена параметризована *response* функција [Dorman, 2004] је дата као:

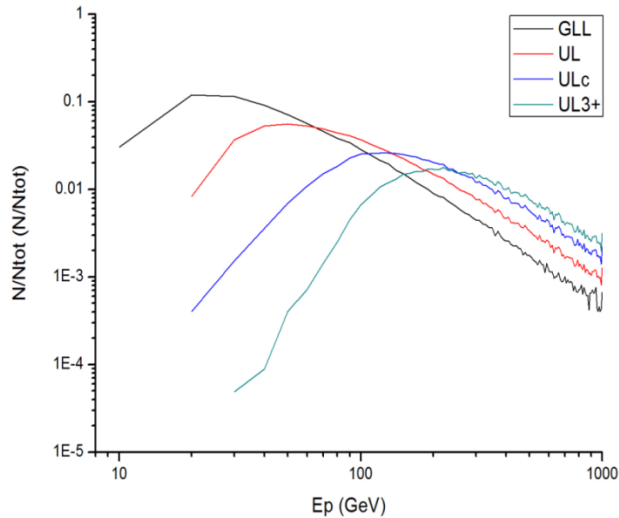
$$W(E) = \begin{cases} 0 & \text{ако је } E < E_{th} \\ \frac{a \cdot k \cdot \exp(-aE^{-k})}{E^{(k+1)}(1-aE_{th}^{-k})} & \text{остали случајеви} \end{cases}, \quad (5.4)$$

где је  $E_{th}$  минимална енергија честице потребна да доспе до детектора. Додатни проблем оваквог метода је што се заснива на мерењима које су, у већини, обављена на површини Земље, на дну атмосфере, што уноси додатну грешку уколико се посматра флукс на другачијим локацијама на којима нема довољно података за статистичку сигурност.

Теоријски приступ квантификује физичке процесе који утичу на интеракције приликом простирање космичког зрачења кроз атмосферу. Ово је комплексан приступ који захтева веома прецизно дефинисане податке, попут пресека интеракција на великом распону енергија као и губитака енергије услед разних процеса, у атмосфери, детектору и томе слично. Предност овог метода је да је физички утемељен и може дати функцију одзива са различитом тачношћу у зависности који су и са коликом тачношћу разни физички процеси укључени у анализу што такође може дати и добру процену систематске грешке.

Коришћење Монте Карло симулација за опис транспорта честица је могуће уколико се зна вероватноћа одвијања сваког од процеса у којима честица може учествовати, на својој трајекторији. Овим методом се транспорт честице симулира као низ догађаја током кретања по трајекторији где се стохастичност процеса узима при сваком кораку а зависи од пресека интеракције. Попут теоријског приступа и овај метод захтева добро познавање фундаменталних процеса. Разлика ова два метода је у томе што се симулационом методом бележи и читава историја кретања за дату честицу, а такође и све процесе у којој је она учествовала приликом кретања својом путањом. Како се у овом методу симулирају кретања великог броја честица то нам даје довољну статистику да се може упоредити и верификовати са стварним мерењем. Како резултат зависи од процеса који су укључени у симулацију, при коришћењу пакета за симулацију простирања космичких зрака кроз атмосферу мора се водити рачуна и о избору генератора честица и модела за различите енергетске опсеге. Имајући све у виду могуће је добити функцију одзива детекторског система на примарне честице космичког зрачења. Тако коришћењем параметара задатим у CORSIKA симулационом пакету могуће је утврдити и одзив мионских детектора што је дато на слици 5.19 где је приказан релативан број детектованих миона у зависности од упадне енергије примарне честице укључујући и коинцидентне догађаје. Услед побољшања статистике за коинцидентне мионе у подземном делу лабораторије, број миона потеклих из примарних честица одређене енергије је на слици бинован у кораку од по 10 GeV-а. Тиме добијамо боље разумевање

укупног одброја самог детектора као и опсеге енергија примарних честица које производе одзив у детектору.



Слика 5.19 Диференцијална *response* функција мионских детектора на основу симулације и то за: мионе детектоване у надземном делу (црна линија); мионе детектоване у подземном делу лабораторије (црвена линија); мионе у двострукој (плава линија) и вишеструкој коинциденцији (зелена линија) у подземном делу лабораторије, нормализоване на тотални број таквих миона.

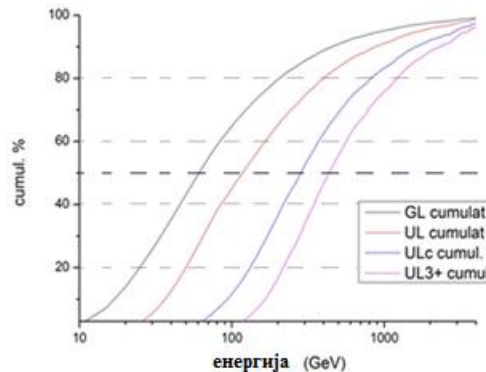
Средња енергија примарног космичког зрачења које генерише мионе је све већа како се посматрају прво миони у надземном, па подземном, па за коинцидентне мионе у подземном делу лабораторије. Важни параметри оваквих мионских флуксева дата су у табели 5.3

Табела 5.3 Својства флукса примарног космичког зрачења у Нискофонској лабораторији Института за физику у Земуну на основу симулације и то за: надземни део лабораторије (GLL), подземни део лабораторије (UL), коинцидентне мионе у подземном делу лабораторије (ULc) и вишеструке коинциденције у подземном делу лабораторије (UL3+).

Примарни протони	GLL	UL	ULc	UL3+
Минимална енергија	$4.7 \pm 2 \text{ GeV}$	$12 \pm 3 \text{ GeV}$	$15 \pm 4 \text{ GeV}$	$35 \pm 14 \text{ GeV}$
Енергија максимума	17 GeV	42 GeV	126 GeV	214 GeV
Медијана енергије	$59 \pm 2 \text{ GeV}$	$137 \pm 5 \text{ GeV}$	$299 \pm 8 \text{ GeV}$	$471 \pm 18 \text{ GeV}$
Однос $\mu_-/\mu_+$	1.23	1.23	1.127	1.085

Минимална енергија (*Cut-off energy*) примарних честица чије секундарне честице се детектују у надземном делу лабораторије зависи од геомагнетног положаја Нискофонске лабораторије. У случају подземног дела, апсорпција нискоенергетских миона у земљишту изнад овог дела лабораторије помера минималну енергију ка већим вредностима. Однос антимиона и миона фаворизује мионе са дубином што је последица проласка антимиона и миона кроз гушћу средину.

Коришћењем симулације се такође може наћи допринос примарних протона у различитим енергетским интервалима укупном флуксу миона. На слици 5.20 и пратећој табели 5.4 дат је кумулативни број миона у функцији енергије примарног космичког зрачења за четири различите начина детекције што уједно и даје осетљивост детектора на опсег енергија примарног космичког зрачења. Нижа енергија  $E_{0.05}$  је одређена са тачношћу од 1 GeV док је за вишу,  $E_{0.95}$  неодређеност већа услед малог броја примарних честица тих енергија и процењена је на 10%.

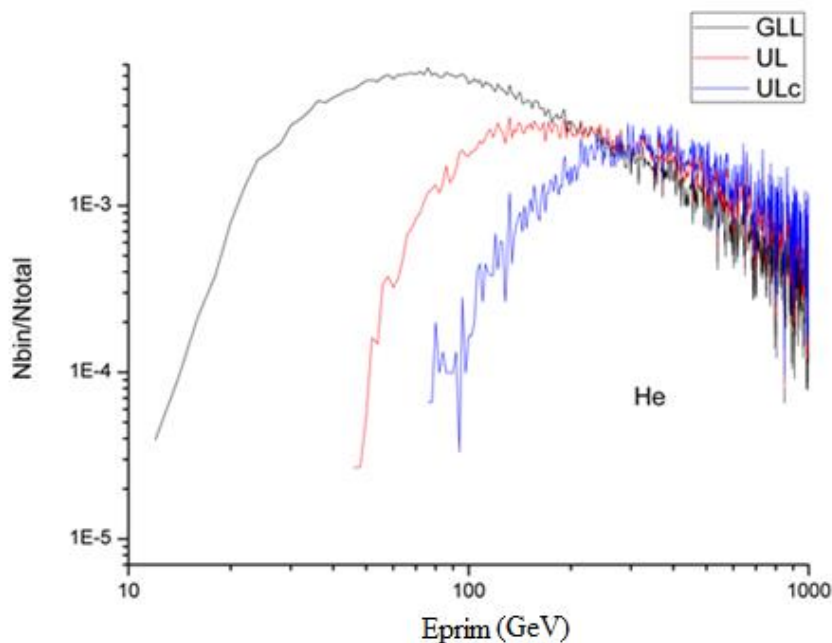


Слика 5.20 Кумулативни број миона нормиран на укупан број детектованих миона у функцији енергије примарног космичког зрачења и то за : мионе детектоване у надземном делу (црна линија); мионе детектоване у подземном делу лабораторије (црвена линија); као и мионе у коинциденцији (плава линија) и вишеструкој коинциденцији (магента линија) у подземном делу лабораторије. На слици су дати и интервали енергија примарног космичког зрачења за 5% и 95% флукса миона.

Табела 5.4 Осетљивост мионског детектора у Нискофонској лабораторији при чему је GLL надземни део; UL подземни део лабораторије; миони у коинциденцији ULc; миони у вишеструкој коинциденцији у подземном делу лабораторије UL3+.

Примарни протони	$E_{0.05}$ ( GeV )	$E_{0.95}$ (GeV )
GLL	11	915
UL	31	1811
ULc	75	2940
UL3+	135	3600

Ово разматрање се може проширити и на хелијум као честицу примарног космичког зрачења, јер хелијум, заједно са доминантним протонима сачињава скоро целокупан флуks космичког зрачења на енергијама од интереса. Еквивалентна разматрања за хелијум су приказана на слици 5.21. Симулирано је  $3 \times 10^6$  хелијумових језгара као примарних космичких зрака, енергија од 10 GeV до  $10^7$  GeV, са енергијама које одговарају енергијама спектра космички зрака спектралног индекса 2,7. Зенитни угао је био у интервалу од  $0^\circ$  до  $70^\circ$ . Услед слабе статистике за коинцидентне мионе у подземном делу лабораторије, број миона потеклих из примарних честица одређене енергије је бинован у кораку од по 2 GeV.



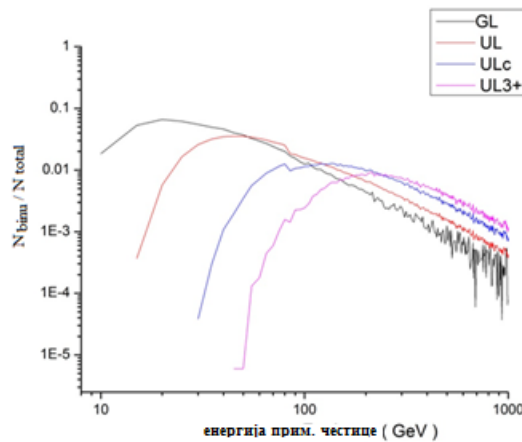
Слика 5.21. Дифенцијална *response* функција мионских детектора у горњем и доњем делу лабораторије само за хелијум на основу симулације и то за: мионе детектоване у надземном делу ( црна линија ), мионе детектоване у подземном делу лабораторије (црвена линија), као и мионе у двострукој коинциденцији (плава линија) у подземном делу лабораторије, нормализоване на тотални број таквих миона.

Одговарајућа табела статистичких вредности је дата (табела 5.4). Из наведеног се види да детектовани миони, који потичу од хелијума, су виших енергија него миони код којих су примарне честице протони. Разлог томе је што, код хелијума, део енергије одлази на протоне и неутроне који не учествују директно у процесу, већ су спектатори при интеракцији са атмосферским молекулима.

Табела 5.4 Својства флукса хелијума као примарног космичког зрачења у Нискофонској лабораторији Института за физику у Земуну на основу симулације и то за: надземни део лабораторије (GLL), подземни део лабораторије (UL), коинцидентне мионе у подземном делу лабораторије (ULc).

Примарни хелијум	GLL ( GeV)	UL ( GeV)	ULc ( GeV)
Минимална енергија	10	45	75
Енергија максимума	76	132	238
Медијана енергије	264	539	717
5%-95%	48- 3390	120- 5280	204- 22440

Разматрани су и други генератори честица попут GHEISHA 2002d генератора, који добро описује еластичне и нееластичне сударе и њихове пресеке за хадроне енергија испод 80 GeV у ваздуху а за више енергије примарних честица је коришћен QGSJET 01C. Уколико се користе ова два генератора за симулацију, примећује се дисконтинуитет линија функције одзива. Тај дисконтинуитет је последица промене генератора честица на енергији примарних честица од 80 GeV. Ова промена је за примарне честице последица различитих приступа радијационим губицима на нижим и вишим енергијама. Овај прекид је посебно очит за мионе детектоване у подземном делу и мионе у коинциденцији (слика 5.22).



Слика 5.22 Дифенцијална *response* функција мионских детектора у горњем и доњем делу лабораторије коришћењем генератора честица GHEISHA и QGSJET 01C и то за: мионе детектоване у надземном делу (црна линија), мионе детектоване у подземном делу лабораторије (црвена линија), као и мионе у двострукој (плава линија) и вишеструкој коинциденцији (магента линија) у подземном делу лабораторије, нормиране на тотални број таквих миона.

Све ово омогућује, на једној геомагнетној локацији, посматрање флукса секундарног космичког зрачења и његове варијација за различите енергије примарних

честица. Те енергије превазилазе енергије примарних честица добијених помоћу глобалне мреже неутронских монитора. Овим се проширује домет мерења нискоенергетског дела спектра космичког зрачења. Ова метода не омогућава идентификацију примарних честица, од којих миони потичу, услед мале површине детектора.

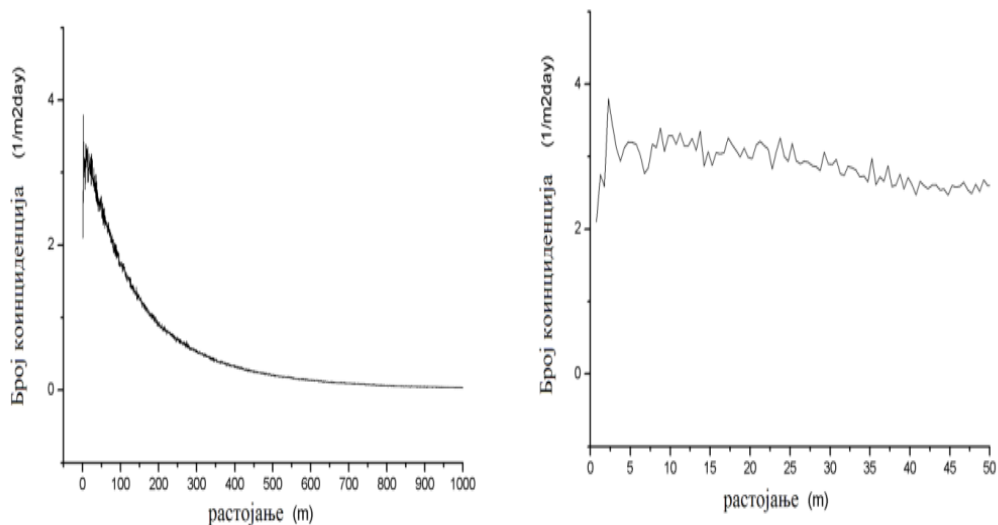
### 5.2.5 Флукс коинцидентних миона

Мионски флукс је израчунат помоћу симулације, да би се упоредио са флуксом добијеним мерењем флукса са више различитих распореда детектора. Однос миона који доспевају до подземног дела лабораторије и броја миона на површини, добијених из CORSIKA симулационог пакета, упоређен је са односом добијеним мерењем (види 5.3.1). Однос апсолутног флукса у подземном и надземном делу лабораторије се слаже са односом добијеним из симулације, што је приказано на табели 5.5.

Табела 5.5. Однос мионских флуксева у Нискофонској лабораторију у Земуну на основу симулација и измерених вредности и то за надземни и подземни део лабораторије, као и за двоструке и вишеструке коинциденције у подземном делу лабораторије.

Однос мионског флукса	Измерено	Симулација	Симулација	Симулација
	Надземна/Подземна	Надземна/Подземна	Подзем./Коинц. Подземна	Подзем./3+Коин. Подземна
	3.17(8)	3.06(3)	1.72(9)	2.48(12)

Експериментално измерене вредности флукса по јединичној површини, упоређене са флуксом добијеним из симулације, су употребљене да се нађе одговарајуће физичко време које је потребно да се генерише исти број миона на истом месту које одговара симулацији. На основу овог се добија флукс од око 2500 примарних честица у секунди. Ово вредност даје број коинциденција по јединици површине и времена, што омогућаје да се симулација упореди и искористи за експериментално мерење (слика 5.23).



Слика 5.23 Број коинциденција по јединици површине и времена за подземни део лабораторије за већа (лево), и мања (десно) растојања на основу симулације са  $7 \times 10^8$  примарних протона.

На основу симулације могуће је приказати и очекивани флукс на основу растојања детектора, што је приказано у табели 5.6 која показује да постоје мале варијације флукса у односу на растојања унутар подземног дела Нискофонске лабораторије. Ово су варијације флукса који потичу само од мионског дела секундарног космичког зрачења. Део спектра који потиче од позадинског, нискоенергетског шума као и од електромагнетне компоненте настале услед интеракције космичких зрака са средином подземног дела Нискофонске лабораторије није разматран али је посредно мерен при испитивању декохеренције (поглавље 5.2.5).

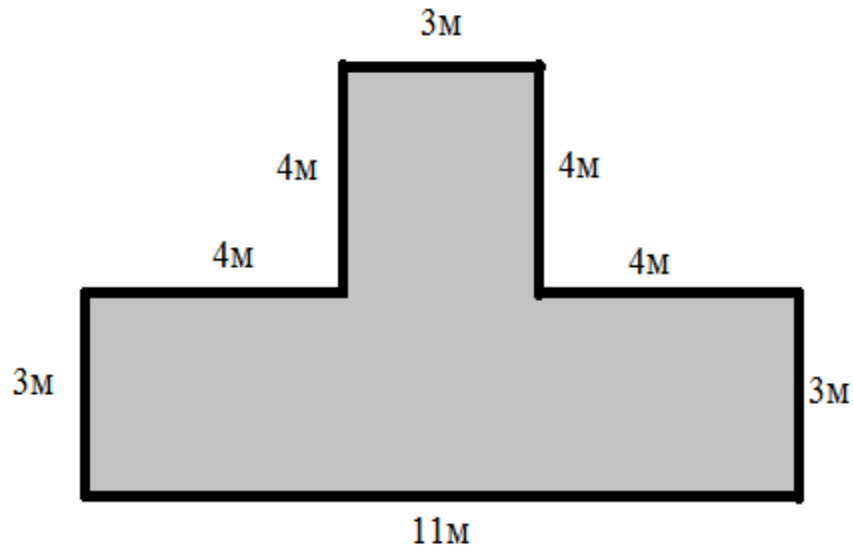
Табела 5.6 Број коинциденција по дану у односу на растојање два детектора на основу симулације. Услед малог флукса вредности су биноване на по један метар.

растојање	Број коинц./дан
1-2 м	2.65
2-3м	3.6
3-4м	3.02
4-5м	3.17
5-6м	3.18
6-7м	2.89
7-8м	3.01
8-9м	3.26
9-10м	3.18
10-11м	3.23

## 5.2.6 Изводљивост експерименталне поставке за детекцију мултимсионских догађаја у подземном делу Нискофонске лабораторије

Својства мионских флуксева у Нискофонској лабораторији, симулираних софтверским пакетима CORSIKA и GEANT4, омогућавају мерење флуksа космичког зрачења на више различитих енергија и испитивање соларне модулатије. На основу симулатије број мултимсионских догађаја је сувише мали да би се само уз помоћ садашње опреме могле пратити промене флуksа услед соларних модулатија која је реда неколико процената дневно. Да би се детектовале промене флуksа реда 1% са  $3\sigma$  извесношћу ( $3\sqrt{N/N}$ ), потребно је проширити детекторски систем да би добили потребан интензитет флуksа. Уколико се систем за детекцију миона прошири на целу површину подземног дела Нискофонске лабораторије (слика 5.24). Из симулатије се добија ~2600 коинциденција по дану, детектованих у по два детектора (површине  $1\text{m}^2$ ), на различитим могућим растојањима на целој површини. Овај број омогућава, са потребном статистичком сигурношћу, посматрање варијација већих од 5,8% које потичу од соларне модулатије. Овакве варијације флуksа се ретко јављају (нпр. веома велико Форбушово смањење) па је ова поставка неодговарајућа за континуално посматрање флуksа на различитим енергијама примарног космичког зрачења. Важно је и да се узимају у обзир само коинциденције настале од миона а не и од електромагнетне компоненте. Електромагнетна компонента ( $\delta$  електрони, фотони и слично) настаје у интеракцији миона са земљиштем изнад детектора. Овакав „мини пљусак“ је локализован око миона, а те честице се могу детектовати у детектору и погрешно идентификовати као миони. Да би се избегла оваква лажна коинциденција потребно је коинцидирати догађаје са већих растојања. Уколико се узимају само коинциденције на растојањима преко четири метара, избегавају се овакве лажне коинциденције. Ово растојање је одређено коришћењем резултате GEANT4 симулатије као сигурно растојање на којим нема електрона насталих од миона у интеракцији са земљиштем. Недостатак је што се избором овог растојања онемогућава посматрање флукуатија са потребном статистичком сигурношћу у оквиру лабораторије. Други метод избегавања погрешне идентификације је коришћење сендвич детектора или детектора оклопљених оловом које би апсорбовало нискоенергетске електроне. Овај систем, иако у принципу ваљан, услед слабије статистике захтева површину већу од површине подземног дела Нискофонске лабораторије да би се пратиле мале промене флуksа које су од интереса.



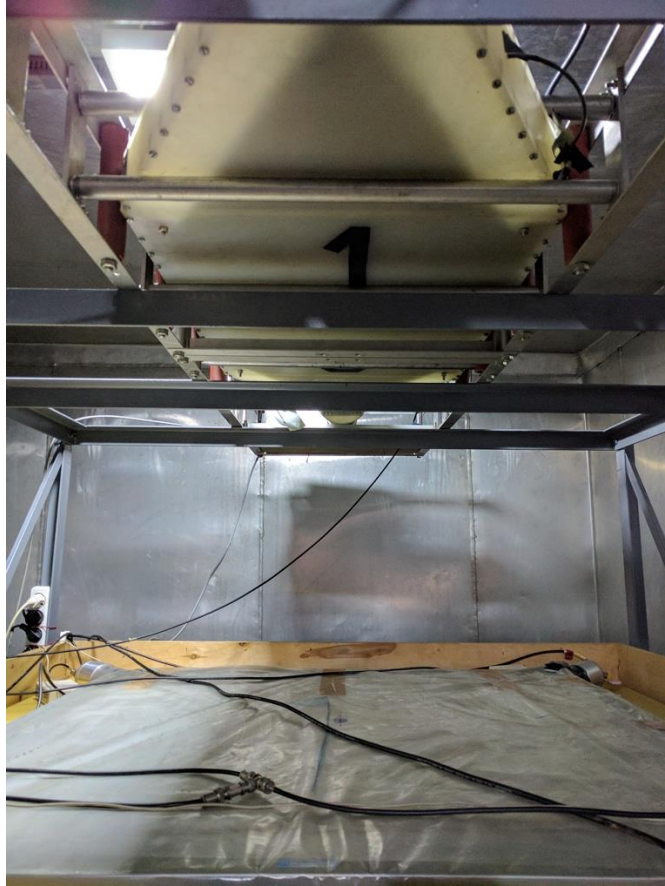


Слика 5.24 Шематски приказ подземног дела Нискофонске лабораторије Института у Земуну која би могла бити покривена мионским сцинтилационим детекторима.

Услед виших енергија примарног космичког зрачења потребних за креацију коинциденција са мултиплицитетом  $>2$ , број вишеструких коинциденција је за ред величина мањи од броја двоструких коинциденција. Стога овакав систем није од користи за посматрање дневне промене флукса троструких коинциденција и виших енергија примарног космичког зрачења у оквиру Нискофонске лабораторије.

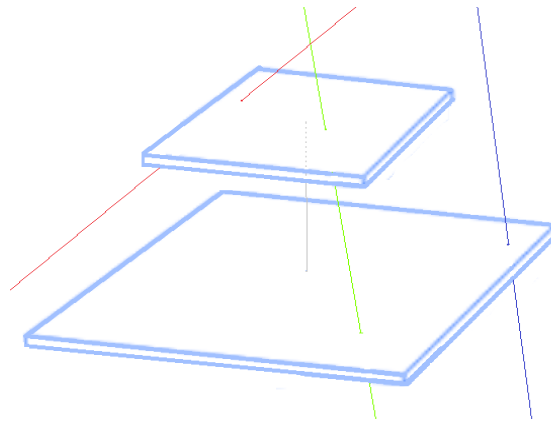
### 5.2.7 Експериментална поставка ASYMUT за детекцију мионских догађаја у подземном делу лабораторије

Као што је раније споменуто, уместо детектора постављених у равни, висина лабораторије дозвољава да се мали детектори могу поставити изнад великог, у телескопској варијанти (слика 5.25). У овој варијанти се добија асиметрични мионски телескоп (**ASY**mmetric **MU**on **T**elescope).



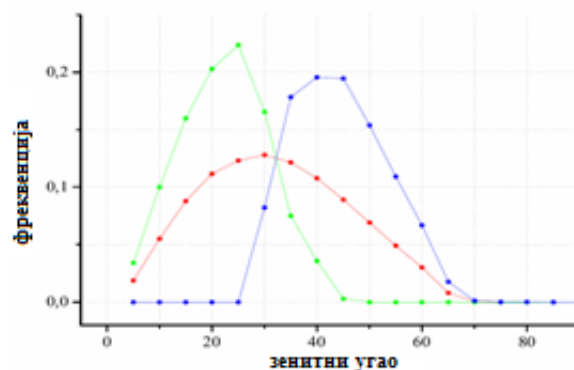
Слика 5.25. Експериментална поставка ASYMUT при чему се мали детектори (обележени као 1) налазе изнад великог пластичног сцинтилатора.

Употребом Монте Карло симулације одређено је растојање између малих детектора и великог детектора. Најоптималније могуће растојање је 78 cm (слика 5.26), и изабрано је тако да буду најоптималније за ову конфигурацију, али и као активна заштита германијумског детектора који се налази испод. Ово растојање омогућава да се мери флуks миона који пролази само кроз горње, мале детекторе (*антикоинцидентни мод*) и да се мери флуks миона који пролазе кроз оба детектора (*коинцидентни мод*). Одређено је да та два флуksа буду исти по интензитету и то пола тоталног флуksа кроз мале детекторе.



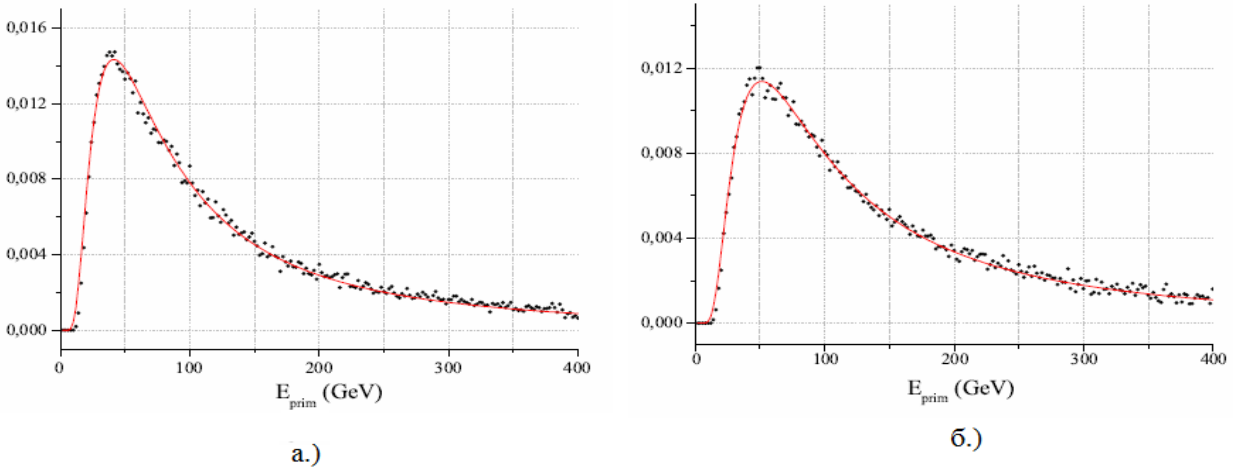
Слика 5.26 Шематска слика рада асиметричног мионског телескопа. Миони који пролазе само кроз мале, горње детекторе су означени црвено, миони који пролазе и кроз мали и кроз велики детектор су означени зелено а миони који пролазе само кроз доњи, велики детектор су означени плавом бојом.

Коинцидентни и антикоинцидентни мод региструје мионе које имају различите угаоне расподеле, а тиме и другачије дужине пута кроз материју између површине и подземног дела Нискофонске лабораторије (слика 5.27). Различите дужине пута доводе до различитог губитка енергије миона кроз земљиште па различити модови телескопа региструју и различите расподеле енергија примарних честица космичког зрачења.



Слика 5.27 Угаона расподела детектованих миона у антикоинцидентном моду (црвено), коинцидентном моду (зелено) и детектованих само у доњем, великом детектору (плаво) на основу симулације.

Овде такође можемо наћи функцију одзива оваквог детектора. Она се може упоредити са параметризованом функцијом (једначина 5.3). Ову функцију одзива можемо наћи за сваки горе поменути случај, што је приказано на слици 5.28



Слика 5.28 *Response* функција асиметричног мионског телескопа у подземном делу Нискофонске лабораторије. Тачке представљају резултат симулације, а црвена крива представља Дорманов фит методом параметризације (једначина 5.4) и то а.) коинцидентни мод и б.) антикоинцидентни мод [Veselinovic et al., 2017].

Уочава се да је средња енергија примарног космичког зрачења, које генерише мионе, све већа како се посматрају миони детектовани прво у коинцидентном моду, па потом у антикоинцидентном моду. Енергије за антикоинцидентни мод су веће него енергије детектоване појединачним детекторима у горњем и доњем делу лабораторије (табела 5.3). Енергија примарних честица, детектованих помоћу миона у коинцидентном моду, је мања него детектована појединачним детектором у подземној лабораторији. Ово је и очекивано због геометријског распореда и угаоне расподеле флукса космичког зрачења у подземном делу Нискофонске лабораторије. Статистичка својства оваквих мионских флуксева дата су у табели 5.7.

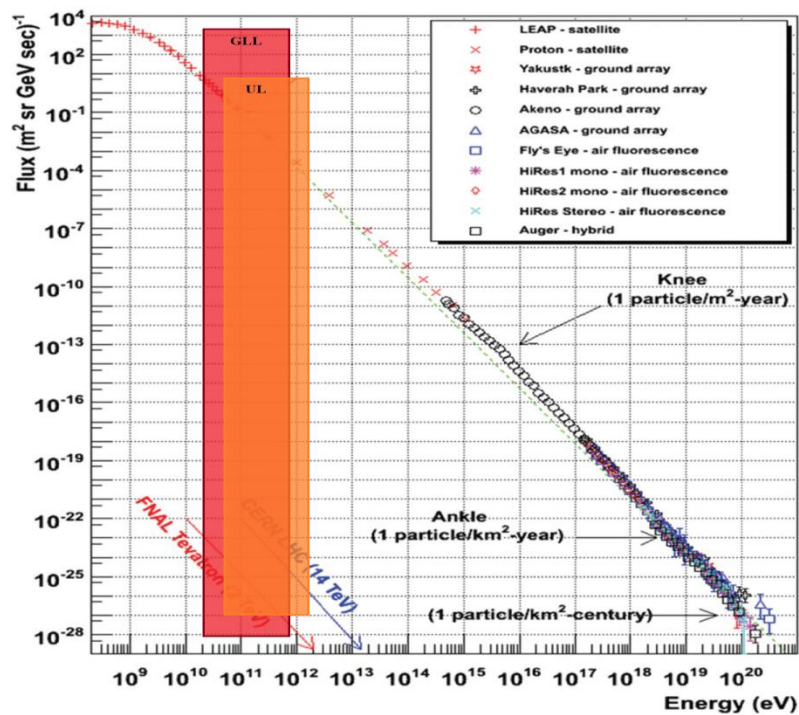
Табела 5.7 Својства флукса примарног космичког зрачења у Нискофонској лабораторији на основу симулације за: коинцидентни мод (CC) и антикоинцидентни мод (ANTI) асиметричног мионског телескопа као и појединачног детектора (UL)

Детектор	$E_{0.05}$ ( GeV )	$E_{\text{медијана}}$ (GeV)	$E_{0.95}$ ( GeV )
CC	27	121	1585
ANTI	35	157	2031
UL	31	137	1811

Ово разматрање даје основа да се, коришћењем експерименталне поставке асиметричног мионског телескопа, посматра флуks космичког зрачења на различитим енергијама. Овај систем омогућава посматрање аperiodичних и периодичних варијација у зависности од енергија овога флуksа.

### 5.3 Експериментални резултати мерења интензитета мионског флуksа

На основу претходних разматрања се добија да су детектори у надземном и подземном делу лабораторије осетљиви на један део спектра примарног космичког зрачења, што је приказано на слици 5.29. У различитим конфигурацијама детектора могуће је посматрати промене флуksа примарног космичког зрачења управо на овом интервалу на коју још, у извесној мери, утиче Сунчева модулација што се може измерити и у Нискофонској лабораторији у Земуну.

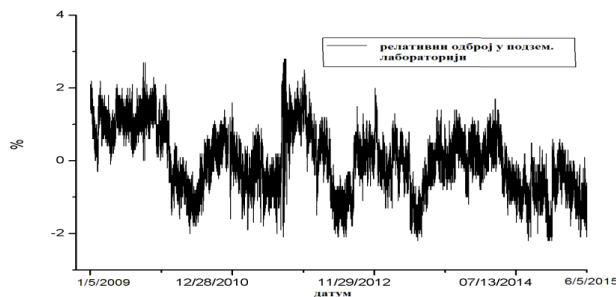


Слика 5.29 Опсег осетљивости мионских детектора у Нискофонској лабораторији и то у надземном GLL и подземном делу лабораторије UL, упоређено са другим експериментима ( извор: <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html> )

Мерења мионског флукса космичког зрачења у Нискофонској лабораторији Института за физику у Земуну траје још од 2002. године. У периоду 2002-2007 коришћени су мали пластични сцинтилатори, а мерења су унапређена од 2008. године, када су у лабораторији уведени велики пластични сцинтилатори. За први период детекције, са малим детекторима, измерени подаци флукса космичког зрачења су темељно анализирани а неки од резултата варијације овог флукса су објављени [Dragić et al., 2005,2008,2009]. Апсолутни флукс мионске компоненте секундарног космичког зрачења је такође нађен и износи, за надземни део Нискофонске лабораторије  $137 \pm 6 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ , а за подземни део лабораторије износи  $45 \pm 2 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$  [Dragić et al., NIMA 2008]. Овај резултат је добијен користећи податке сакупљене током целе 2002 године, за време повишене Сунчеве активности током 23. соларног циклуса.

### 5.3.1 Интензитет миона у подземном делу лабораторије

Мерење са новим детекторима је започето 2008. године. То је пружио могућност праћења Сунчеве активности током целог 24. соларног циклуса који је те године почео. Флукс у подземном делу лабораторије је утврђен на основу података скупљених од 2008. до половине 2015. године што је приказано на слици 5.30.



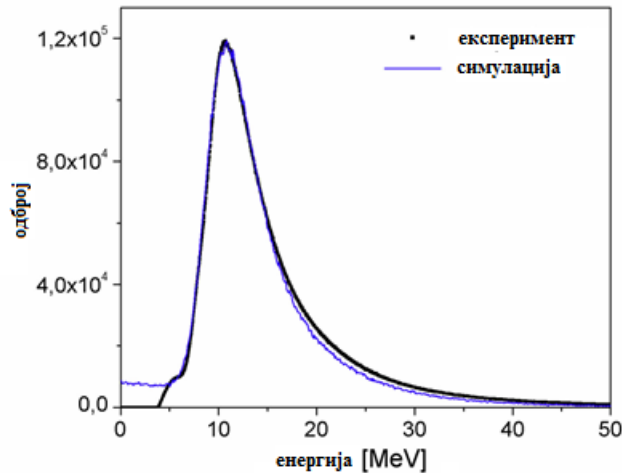
Слика 5.30 Одступање сатног мионског флукса од средње вредности у подземном делу Нискофонске лабораторије

У мерењима постоје већи или мањи интервали без измерених података. Ови интервали су првенствено узроковани одржавањем опреме. Измерени флукс је израчунат коришћењем формуле :

$$\Phi = \frac{N}{S \cdot \varepsilon \cdot t}, \quad (5.5)$$

где је  $N$  укупан број детектованих миона,  $S$  ефективна површина детектора,  $T$  тотално време мерења и  $\varepsilon$  ефикасност детектора. Укупан број миона је нађен корекцијом

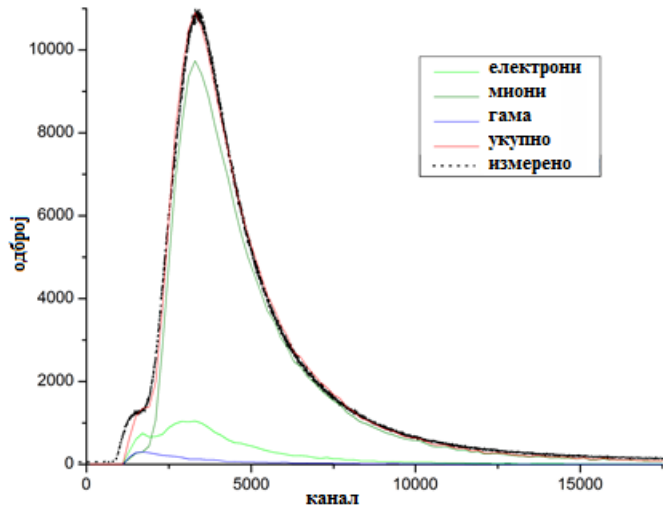
доприноса миона нискоенергетском делу спектра депоноване енергије испод експерименталног прага (*cut-off*). Ово је утврђено упоређивањем симулације одзива детектора и екпериментално добијеног флукса (слика 5.31).



Слика 5.31 Симулирани спектар (плава линија) и измерени спектар ( црна линија ) за велики пластични сцинтилатор у подземном делу Нискофонске лабораторије [Veselinovic et al., 2015].

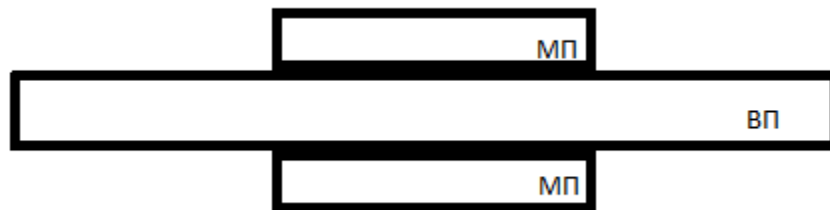
Корекција износи 6.2% укупно регистрованих догађаја. Ово даје укупан број миона од  $5.68424 \cdot 10^9$  миона за дато мерење. Ефективна површина великог детектора је  $1.055 \text{ m}^2$ , и она укључује хоризонталну и четири бочне стране детектора, отежињене за вероватноћу проласка миона. Период мерења је био  $1.2808 \cdot 10^8 \text{ s}$ .

Поред овога, за разматрање флукса космичког зрачења и разликовање честица које остављају сигнал у великом детектору, важно је упоредити симулирани спектар са измереним. Симулирани спектар је добијен са свим компонентама секундарног космичког зрачења, уз коришћење извесног прага за број фотона детектованих на дијагоналама. Ова анализа доприноси даљем, још финијој анализи флукса миона у подземном делу Нискофонске лабораторије (слика 5.32).



Слика 5.32 Депонована енергија у великом сцинтилатору на основу симулације (црвена) упоређена са мерењем (испрекидана црна линија). Дати су и доприноси депоноване енергије компоненти из симулације и то: миона (тамно зелено), електрона (светло зелено) и гама зрачења (плаво) [Veselinovic et al., 2017].

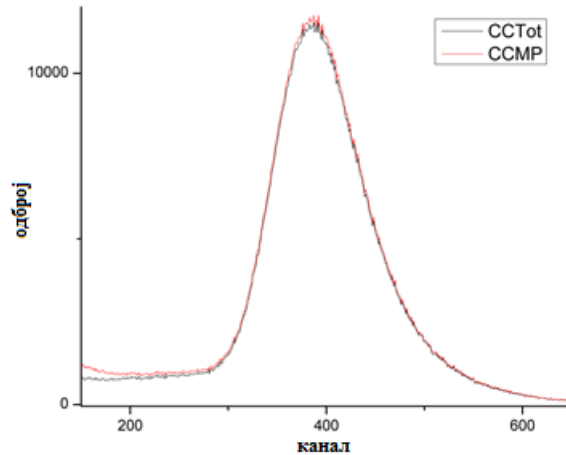
Ефикасност детектора је установљена експерименталном поставком приказаној на слици 5.33. Оваква поставка, „сендвич детектор“, омогућава да се нађе ефикасност средишњег детектора. То се постиже упоређивањем броја коинциденција у два, горња и доња мала детектора, са бројем коинциденција у сва три детектора.



Слика 5.33 Шематски приказ експерименталне поставке за утврђивање ефикасности великог детектора, приказаног у средини.

Мерење ефикасности детектора је обављено у надземном делу лабораторије због већег флуksа секундарног космичког зрачења. У том делу лабораторије је и електромагнетна компонента флуksа је мерљива и доприноси да нискоенергетски део депоноване енергије буде велики. Ефикасност детектора за детекцију мионе је мерена занемарујући овај нискоенергетски део спектра депоноване енергије, што је у складу са симулацијом одзива детектора. Измерени тродневни коинцидентни спектар је дат на слици 5.34.





Слика 5.34 Коинцидентни спектар депоноване енергије у два мала детектора (црвена линија) и коинцидентни спектар сва три детектора (црна линија). Није приказан нискоенергетски део спектра.

На основу овог експеримента је утврђено да је ефикасност детектора 97,8% Одавде, средњи флуks миона је:

$$\Phi=46,08 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} . \quad (5.6)$$

Уколико се посматра број детектованих миона за различите активности Сунца добијамо различит интензитет флуksа за период слабе активности Сунца и за период јаке активности. Током 2008. године, активност Сунца, је на почетку циклуса, била мала па усредњени флуks миона на годину дана ( $1,3653 \cdot 10^9$  догађаја,  $3,0445 \cdot 10^7$  s) износи:

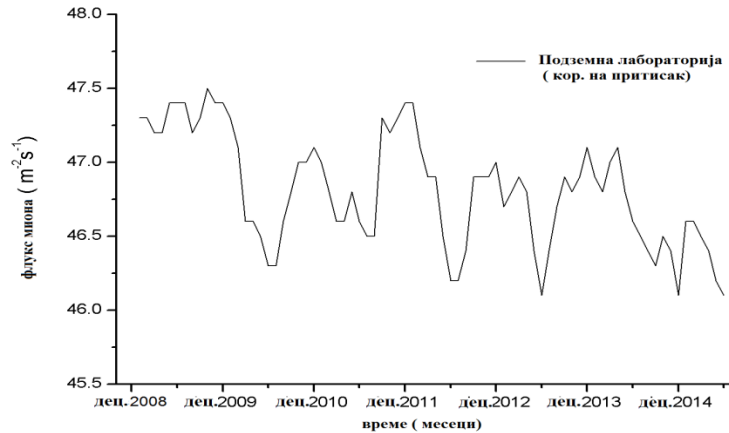
$$\Phi=46,53 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} . \quad (5.7)$$

Овај иначе веома миран Соларни циклус је обележило два пика повишене активности. Први максимум активности Сунца је био током друге половине 2011. године и већег дела 2012. године, а други максимум током 2014. године.

Мионски флуks током првог периода максималне активности ( $1,2605 \cdot 10^9$  догађаја,  $2,8489 \cdot 10^7$  s) износи

$$\Phi=45,97 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} . \quad (5.8)$$

Мионски флуks током целог периода мерења (новембар 2008.- јул 2015.) је био скоро константан. Опадање интензитета флуksа миона у подземном делу нискофонске лабораторије износи 1.4%. Ово је последица веома мале активности Сунца током целог 24. циклуса. За очекивати је да опадање буде веће током активнијег циклуса. График месечно усредњеног мионског флуksа, коригованог на притисак је приказан на слици 5.35.

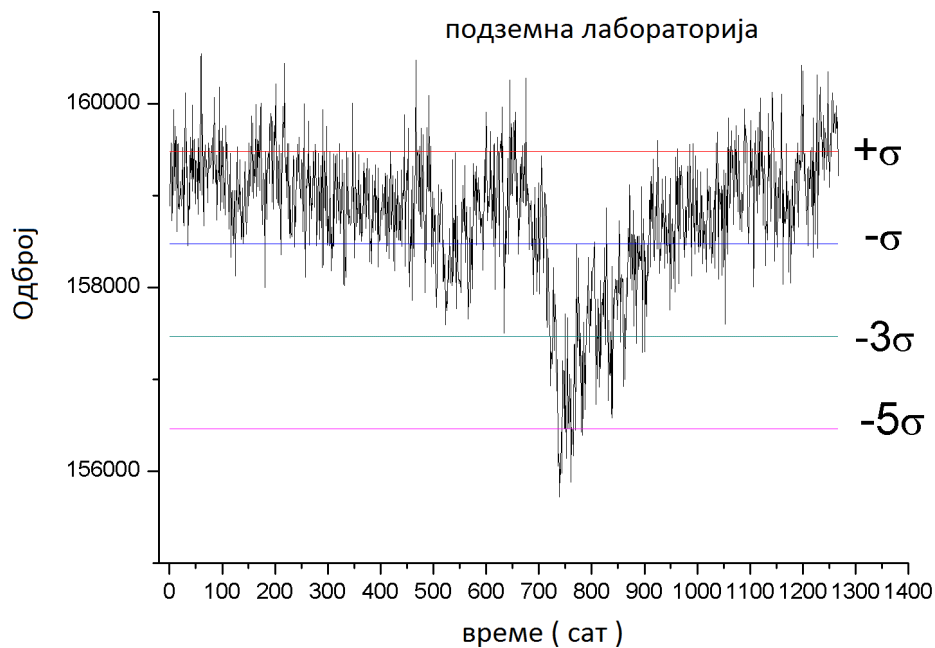


Слика 5.35 Временска серија мионског флукса у подземном делу лабораторије, усредњен на месец дана за период већи од шест година.

### 5.3.2 Временске серије током аперидичних екстремних догађаја на Сунцу

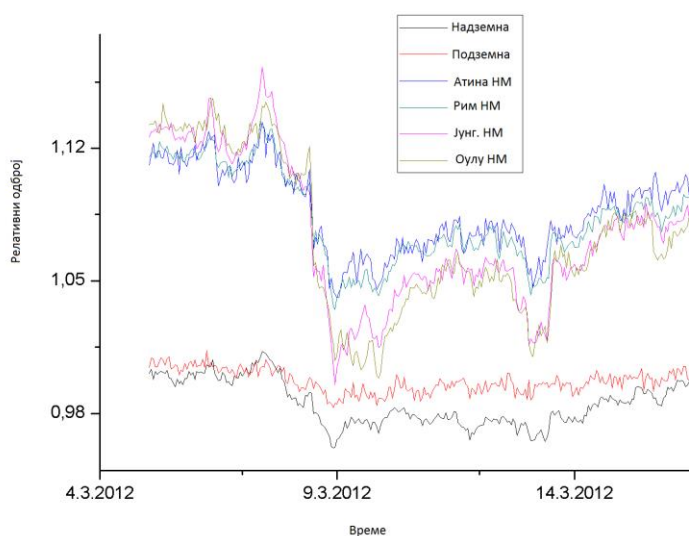
Увођење нове опреме у лабораторију се поклапа са почетком 24. Соларног циклуса. Почетак овог циклуса је запажен уз помоћ сателита SOHO почетком 2008. године. Овај Соларни циклус је један од најслабијих у ближој прошлости. Да би се уочили аперидични, екстремни догађаји током овог циклуса посматран је флукс измерен великим детекторима у Нискофонској лабораторији. Посматране су временске серије миона за дане када је средња вредност одброја била значајно нижа него средња, одређена из сатних вредности десет или више дана пре пада одброја. Овај пад одброја, како у надземном тако и у подземном делу лабораторије, је затим поређен са непериодичним, екстремним догађајима соларног циклуса детектованих другим инструментима у свету. Сатне временске серије флукса, које су измерене у Нискофонској лабораторији, су затим поређене са временским серијама флукса које су измерене неутронским мониторима, чији се подаци налазе у Neutron monitor database (<http://www.nmdb.eu/>).

У Подземном делу лабораторије детектује примарно космичко зрачење са вишом граничном енергијом од надземне лабораторије. Ипак, у подземном делу је такође детектована Форбушова смањења, који су последице екстремних догађаја на Сунцу. Уочен је и пораст интензитета флукса космичких зрака пре самог Форбушовог смањења који је последица нагомилавања честица космичког зрачења нижих енергија испред фронта интерпланетарног таласа наелектрисаних честица са Сунца који и изазива смањење (слика 5.36)



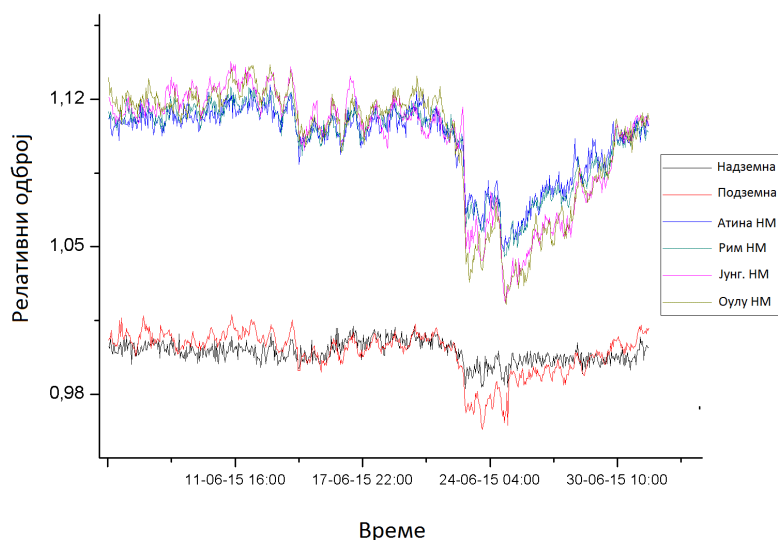
Слика 5.36. Сатне временске серије одброја у подземној лабораторији, кориговане на притисак и температуру током фебруара и марта 2012. године.

Подаци из подземних и надземних детектора Нискофонске лабораторије су поређени са четири неутронска монитора: монитора у Риму ( гранична геомагнетна чврстоћа 6,27 GV), Јунгфраујоху (4,5 GV), Оулу (0,8 GV) и Атини (8,53 GV). Ови неутронски монитори су изабрани због географске близине Београду као и сличне граничне геомагнетне чврстоће. Инструменти у Нискофонској лабораторији су детектовали, у обе лабораторије, неколико промена у одброју повезаних са екстремним догађајима на Сунцу. Кандидат за Форбушово смањење је уочен 12. марта 2012. године, као последица соларне бакље и короналне масене ерупције 8. марта те године. Овај догађај је регистрован и у надземном и у подземном детектору (слика 5.37). Ова соларна бакља је била друга по јачини у досадашњем току овог соларног циклуса и произвела је геомагнетну олују.



Слика 5.37 Поређење временских серија за подземни и надземни део Нискофонске лабораторије и неутронских монитора за екстремни соларни догађај у марту 2012. Одброји су померени ради прегледности.

Други кандидат за Форбуш смањење је уочен после дуготрајне М6,5 соларне бакље, 22 јуна 2015. године, која је била праћена јаким геомагнетном олујом. И поново, овај догађај је детектован и у надземном и у подземном делу лабораторије (слика 5.38)



Слика 5.38 Поређење временских серија за подземни и надземни део Нискофонске лабораторије и неутронских монитора за екстремни соларни догађај у јуну 2015. године. Одброји су померени ради прегледности.

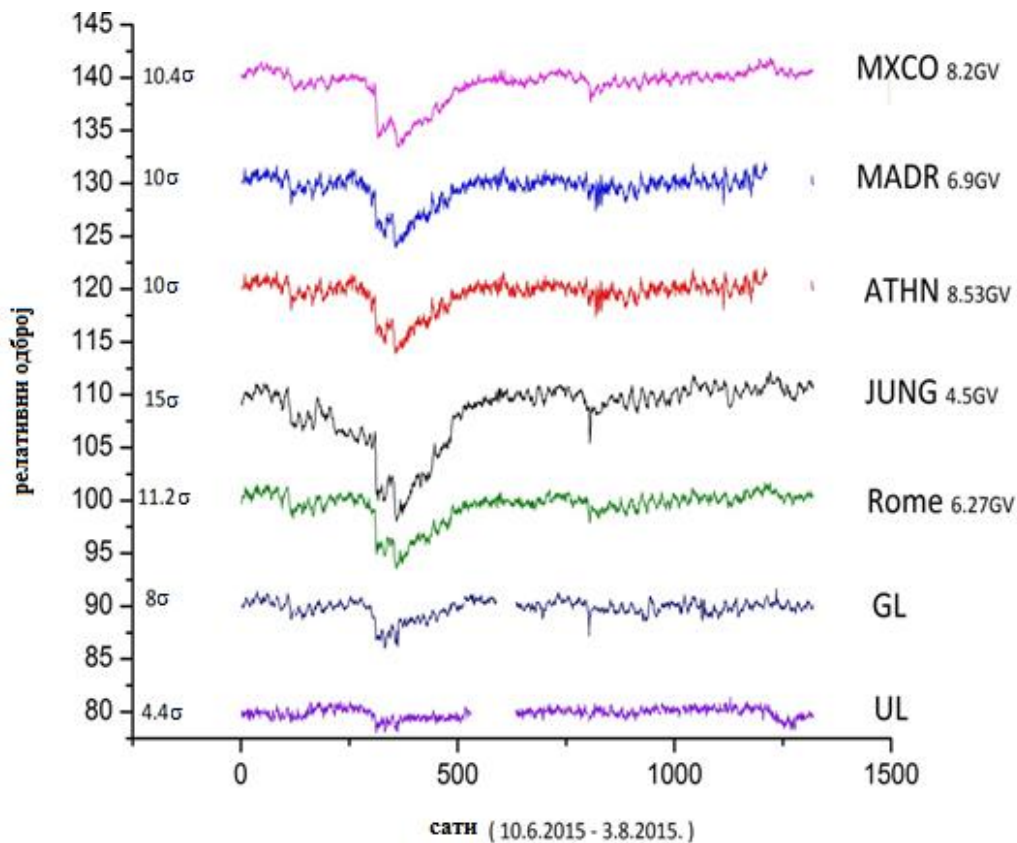
Пад у одброју је одређен поређењем најмањег одброја и средњег одброја пре догађаја. Пад одброја неутронских монитора за догађај у марту 2012 је за Јунгфраујох и Оулу око 10%, за Рим и Атину око 6% а одброј у нискофонској лабораторији у Београду је пао за 3,4% за надземни и 1,8% за подземни део лабораторији. Слично, за екстремни догађај у јуну 2015, одброј неутронских монитора је пао, за Јунгфраујох и Оулу око 7,5%, а за Рим и Атину за 5,5%. Пад одброја неутронских монитора је већи него код детектора у Нискофонској лабораторији где је пад износио 3,6% за надземни и 1,7% за подземни део. Облик и структура временске серије одброја неутронских монитора и детектора у Нискофонској лабораторији је слична што указује да се и подземним детектором детектује соларна модулација на вишим енергијама примарних честица.

Разлика између пада у надземном и подземном делу лабораторије је последица слабије осетљивости примарног флуksа космичког зрачења виших енергија на соларну модулацију. Поред тога, амплитуда Форбуш смањења зависи од медијане магнетне ригидности честица  $R_m$  (*medium rigidity*). Облик зависности се, теоријски, очекује у виду степене функције облика [Dorman, 2004]:

$$\frac{\Delta N}{N} \sim R_m^{-\gamma} \quad , \quad (5.9)$$

са експонентом  $\gamma$  типично у интервалу (0,4-1,3). Форбушова смањења се класификују као „тврда“ и „мека“ према вредности овог параметара, који се добија фитовањем података са различитих станица (слика 5.40). Постојање више детекторских система на једној геомагнетној локацији, попут Нискофонске лабораторије у Земуну, користи чињеницу да током Форбушовог смањења, на честице различите ригидности различито утиче соларна модулација и мења се енергетски спектар детектованог космичког зрачења. На основу дифузионо конвективног модела амплитуда Форбушовог смањења је инверзно пропорционална компоненти дифузног тензора дуж магнетног поља који је са своје стране пропорционалан неком степену ригидности. Стога се очекује пад амплитуде Форбушовог смањења са повећањем средње ригидности.

Поред пада одброја може се посматрати и осетљивост детектора на промене изазване екстремним догађајима на Сунцу преко одступања флуksа од усредњене вредности у јединицама стандардне девијације. За средњу вредност сатног одброја узимамо средњу вредност одброја 20 дана пре екстремног догађаја одакле добијамо и стандардну девијацију. Овај поступак се примењује како на надземни и подземни део Нискофонске лабораторије тако и на, већ изабране, неутронске мониторе за екстремни догађај од интереса (слика 5.39).



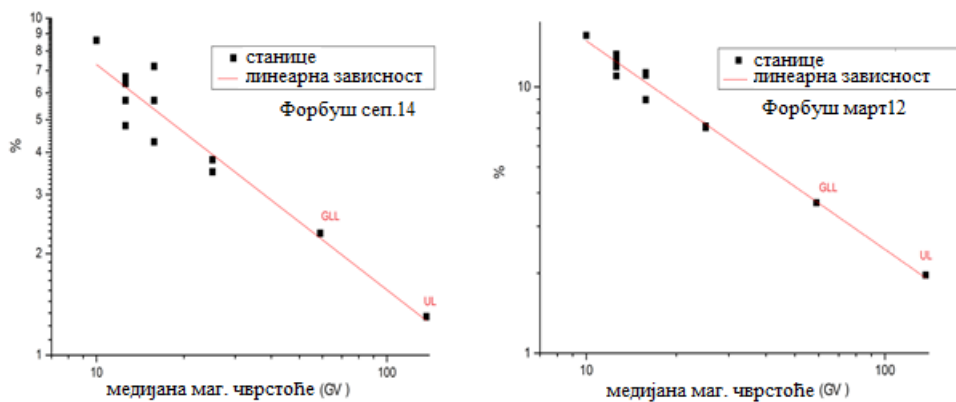
Слика 5.39 Одступања од средње вредности детектованог одброја за неутронске мониторе ( Мексико-MXCO, Мадрид- MADR, Атина- ATHN, Јунгфрајох- JUNG, Рим- ROME ) и одброј коригован на притисак за надземни део ( GL) и подземни део ( UL) Нискофонске лабораторије за Форбушово смањење у јуну 2015. године. Релативни одброји су померени због прегледности.

Види се да су одступања (амплитуда) измереног флукса у Нискофонској лабораторији мања него код неутронских монитора. Ова амплитуда Форбушовог смањења зависи (једначина 5.10.) од медијане енергије (тј. магнетне ригидности) космичког зрачења. Као последица више енергије примарног космичког зрачења, које детектори у Нискофонској лабораторији региструју у односу на неутронске мониторе, амплитуда Форбушовог смањења детектованог у Нискофонској лабораторији мора бити мања. Уколико би упоредили одступања флукса од средње вредности, измерених неутронским мониторима и мионских детекторима у Нискофонској лабораторији, у односу на медијану геомагнетне чврстоће (дата у табели 5.8) добијамо јасно опадање са повећањем енергија.

Табела 5.8. Медијана и гранична вредност геомагнетне чврстоће за глобалну мрежу неутронских монитора [Којима et al., 2013] и подземни и надземни део Нискофонске лабораторије (UL, GLL) на основу симулације која је описана у делу 5.2.

Медијана маг. чврстоће GV	Гранична маг. чврстоћа GV	станица
25,1	8,53	Athn
25,1	8,28	Mxco
15,8	6,69	Aatb
12,6	3,84	Lmks
15,8	2,43	Msco
15,8	2,36	Kiel
12,6	1,65	Ytkk
12,6	0,65	Apty
12,6	0,3	Invk
12,6	0,3	McMu
12,6	0,3	Thul
10	0,1	Sopo
137	12,3	UL
59	5,3	GLL

Кефицијент  $\gamma$ , задат једначином (5.7) је нађен као градијент фитоване линеарне зависности логаритама интензитета Форбушовог смањења и медијане енергије детектора (слика 5.40).



Слика 5.40 Зависност пада одброја флукса космичког зрачења измереним детекторима космичког зрачења (датих у табели 5.8). Пад одброја је приказан за Форбушова смањења у марту 2012. године и септембру 2014. године.

Вредности добијене укључивањем вредност коефицијента за надземни и подземни детектор Нискофонске лабораторије су унутар грешке за вредност коефицијента добијеним само са неутронским мониторима, што је приказано у табели 5.9. Ово је добра верификација симулација детектора, изнетој у поглављу 5.2.

Табела 5.9 Вредности коефицијената  $\gamma$ , у зависности од амплитуде Форбушовог смањена и медијане магнетне чврстоће космичких зрака детектованих само неутронским мониторима и заједно са детекторима у Нискофонској лабораторији.

$\gamma$	Март 2012.	Септембар 2014.
Само НМ	0,82±0,08	0,79±0,16
НМ + Нискофонска л.	0,78±0,03	0,67±0,06

Да би се даље проверила веза између одзива неутронских детектора и детектора у Нискофонској лабораторији утврђен је степен линеарне корелисаности. Корелација је статистичка релација између две, произвољне, варијабле или два сета података и указује на везу између њих. Постоје више корелационих коефицијената који показују степен корелације. Најчешће коришћен је Пирсонов корелациони коефицијент (*Pearson correlation coefficient*), или линеарни коефицијент, који је осетљив на линеарну везу две варијабле. Овај коефицијент је коваријанса две варијабле подељена са производом њихове стандардне девијације :

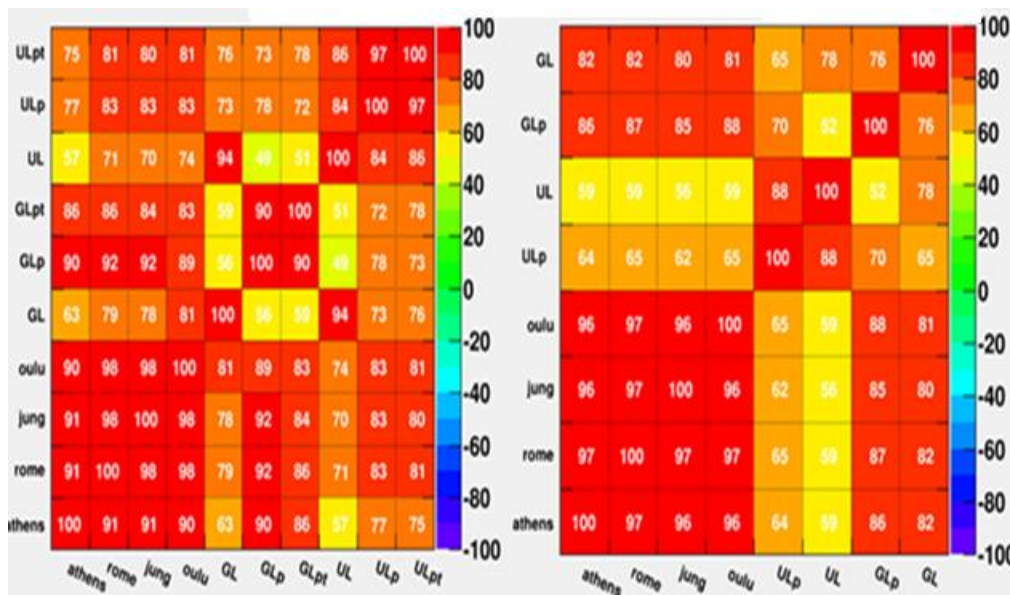
$$r = r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}}, \quad (5.10.)$$

где је  $n$  укупан број вредности,  $x_i$  су вредности из једног сета варијабле,  $y_i$  вредности другог сета варијабле,  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  средње вредности варијабле. Апсолутна вредност овог линеарног коефицијента је једнака или мања од 1. Овај коефицијент је симетричан на пермутацију варијабле и инваријантан је на засебне линеарне измене сваке од варијабле. Вредност коефицијента од **1** указује на апсолутну линеарну зависност, нула указује да зависност нема линеарне зависности док **-1** указује да постоји антикорелација. Геометријски, коефицијент указује на растур тачака на дводимензионалном графику варијабле. Корелација између одброја измерених у Нискофонској лабораторији и станицама са неутронским мониторима (табела 5.10) указује на веома велику корелацију између појединачних неутронских монитора током екстремних аперидичних догађаја. Корелација између неутронских монитора и детектора у Нискофонској лабораторији такође постоји али је мања. Некориговани одброји у надземном делу Нискофонске лабораторији показују најмању корелацију са другим одбројима. Корелација између одброја измерених у Нискофонској лабораторији и одброја измерених неутронским



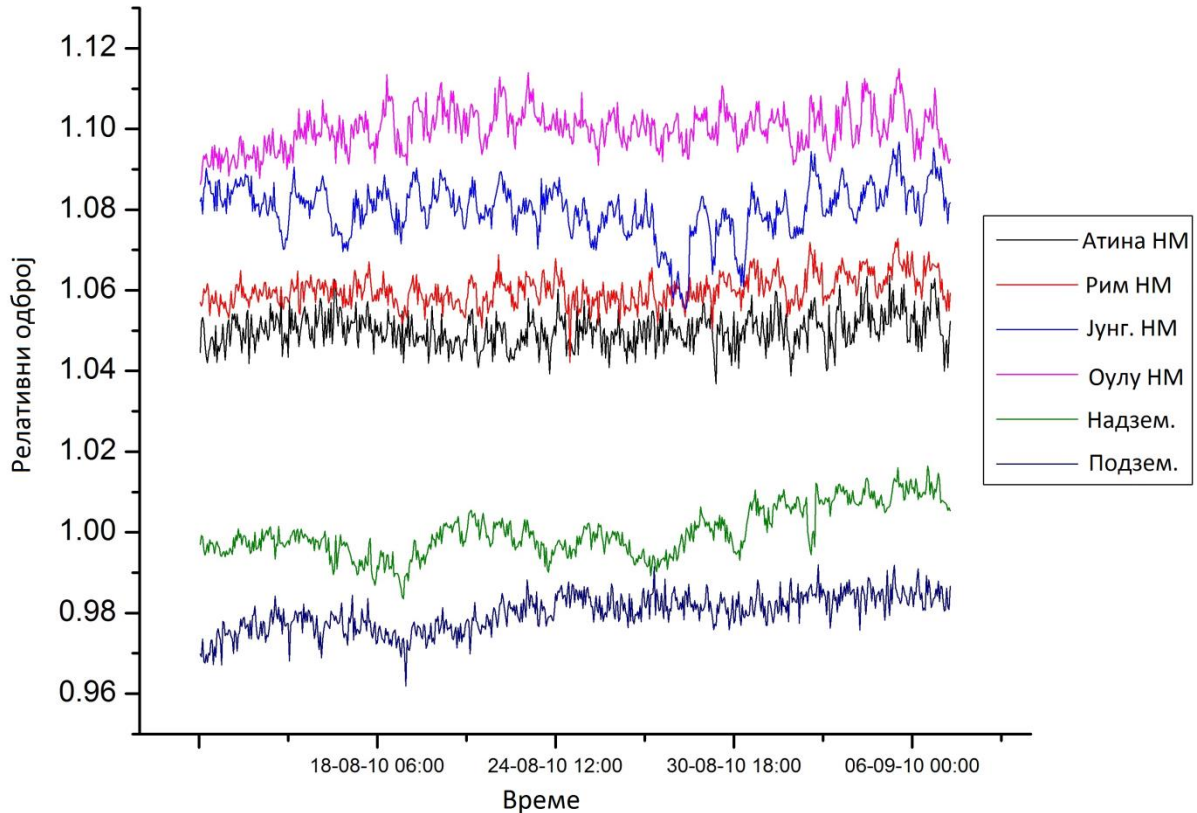
мониторима је већа уколико постоји корекција одброја у Нискофонској лабораторији на притисак и температуру, поготово ако је укључена само корекција на притисак. То доводи до закључка да температурна корекција регистрованог одброја мионског флукса у Нискофонској лабораторији мора бити побољшана. Поред тога то значи и да се укључи температурна корекција за неутронске мониторе. Корекције података са неутронских монитора на температуру се не врше јер је процена да је утицај температуре атмосфере на доминантно протоне и неутроне које региструју неутронски монитори значајно мањи него код мионских детектора [Clem & Dorman, 2000].

Табела 5.10: Матрица линеарних корелационих коефицијената ( $\rho$  %) за Нискофонску лабораторију, одброји у подземној и надземној лабораторији, кориговани на температуру и притисак (ULpt, GLpt), само кориговане на притисак (ULp, GLp), сирови подаци (UL, GL) и неутронских монитора у Атини, Риму, Јунгфраујоху и Оулуу за март 2012. године (лево); матрица линеарних корелационих коефицијената за јун 2015. године где температурна корекција још није извршена (десно)



Варијације корелационих коефицијената између свих станица током различитих екстремних догађаја указују да корелација између станица зависи како од самог догађаја тако и од геомагнетне чврстоће космичких зрака. Исто тако, постоји већа укупна разлика и нижа корелација између флукса измерених на различитим енергијама (на различитим станицама) током соларног максимума у поређењу са нижом активношћу Сунца пре тога. Овај закључак је изнет за различите прагове енергије [Braun et al., 2009], али услед слабе статистике екстремних догађаја и њихове различитости треба бити опрезан. Повећањем и анализирањем већег броја екстремних догађаја ће се моћи са већом сигурношћу више закључити.

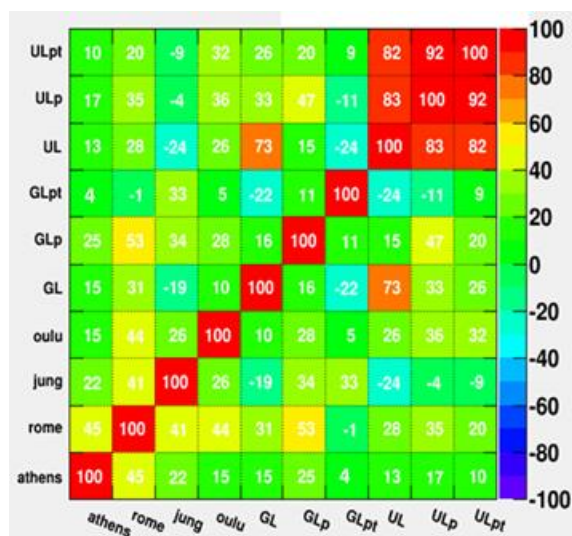
Током стабилне, нормалне активности Сунца, варијације флукса су мале и различите за сваку станицу, нису изненадне и велике као у случају Форбушовог смањења. Временске серије сваке станице, услед тога, варирају јединствено (слика 5.41).



Слика 5.41 Пример временске серије релативног одброја коригованог на притисак за Нискофонску лабораторију коришћењем великих детектора и одброја неутронских монитора током августа 2010. године. Одброји су померени због олакшаног упоређивања.

Линеарна корелација између свих станица је знатно нижа него у случају екстремног догађаја (табела 5.11). Ово је последица, између многих других параметара, и различитог прага енергија примарног космичког зрачења коју свака станица детектује. Сам положај и особености сваке локације доприносе да се не може јасно видети ова веза корелационог фактора и разлике прагова енергије различитих станица. Услед дужег временског интервала од месец дана, за које су се посматрале временске серије детектора, ниво статистичке сигнификантности корелационих коефицијената је мали па се ове корелације могу ипак узети као валидне.

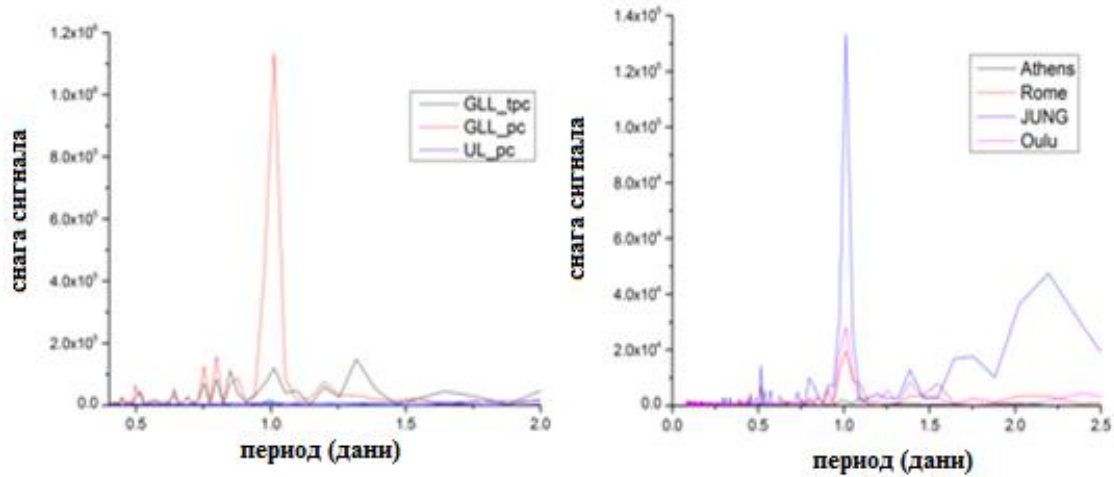
Табела 5.11. Корелациона матрица линеарних корелационих коефицијената ( у % ) за одброј у Нискофонској лабораторији са корекцијом на температуру и притисак за подземни и надземни део лабораторије (ULpt, GLpt ), кориговане само на притисак (ULp, GLp), некориговани подаци (UL, GL) као и за неутронске мониторе : Атина, Рим, Јунгфрајох и Оулу за август 2010. године.



Такође ове корелације и њихова разлика у односу на корекције одброја на притисак и температуру, указују да на мионски флуks регистрован у подземном делу Нискофонске лабораторије не утиче температура атмосфере као у случају одброја у надземном делу. Флуks у подземном делу лабораторије, који услед своје више енергије потиче из виших слојева атмосфере и примарног космичког зрачења више енергије, не зависи толико од стања атмосфере. Утицај притиска и температуре различитих слојева очигледна за надземни део лабораторије.

Да би се боље анализирали евентуална периодичност временских серија флуksа космичког зрачења у подземној и надземној лабораторији током аperiodичних екстремних догађаја на Сунцу коришћена је брза Фуријеова трансформација. Да би се применио овај метод на узорак серије ограничене дужине услов је да број тачака (тачке измереног сигнала) буде степен броја два и да буде без празнина у мерним подацима. За потребе овог метода, коришћене су само једночасовне временске серије неутронских монитора, мерене током Форбушовог смањења, без недостајућих података. Временске серије измерене у Нискофонској лабораторији током истих догађаја су такође коришћене, и то само оне које имају појединачне празнине у једночасовним временским серијама. Ти недостајући подаци су линеарно интерполирани са средњом вредношћу два суседна мерења. Сваки узорак временске серије је био трајања од 26 дана мерења током којих се догодио Форбушово смањење. Тај временски период узорка је изабран пазећи на целовитост измерених одброја, на неутронским мониторима и у Нискофонској лабораторији. Овај интервал мерења је најдужи интервал који задовољава ове услове за

више догађаја који су посматрани. Поред тога период ротације Сунца је 27 дана па се овим интервалом избегавале додатне периодичности потекле од ротације Сунца. Такође, овај интервал нам омогућује да се уочи периодичности у подацима, условљене утицајем атмосфере. Овај интервал је коришћен за временске серије током екстремних догађаја на Сунцу, и током слабе активности Сунца.

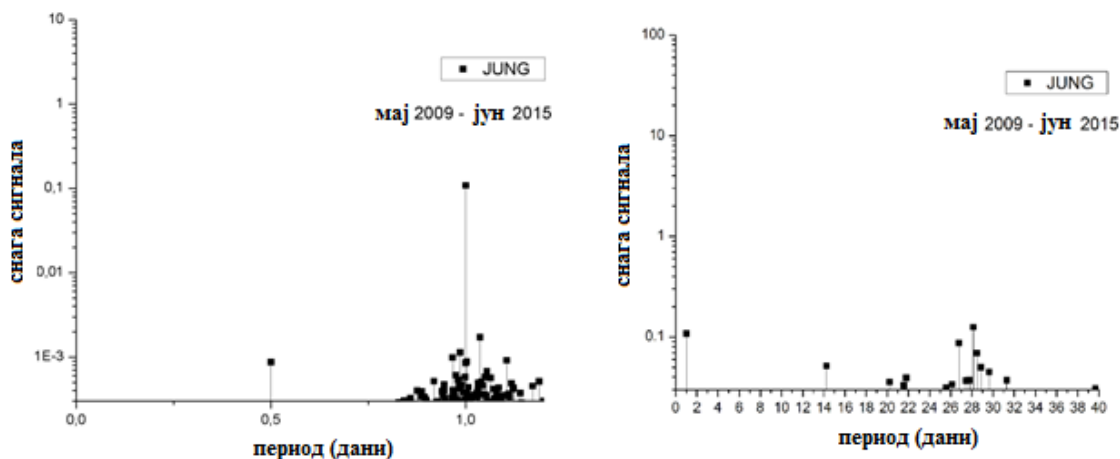


Слика 5.42 Периодограм добијен брзом Фуријеовом трансформацијом одброја мионске станице у Нискофонској лабораторији, за надземни ниво коригован на притисак и температуру (GLL\_tpc), надземну лабораторију са корекцијом само на притисак (GLL\_pc) и подземни део лабораторије коригованом на притисак (UL\_pc) (лево); Одброј неутронских монитора, коригованих на притисак, у Атини, Риму, Јунгфраујоху и Оулуу (десно).

Током стабилног периода (слика 5.42), током августа 2010. године, на забележени одброј утичу атмосферски услови. То је показано у дневном хармонику брзе Фуријеове анализе. После температурске корекције података, та зависност је смањена. Уколико упоредимо резултате Фуријеове анализе за надземни и подземни део лабораторије, на одброј подземног дела лабораторије, утицај атмосфере је мањи. Амплитуди дневне варијације је мања него у надземном делу лабораторије о чему ће бити речи касније. Разлог томе је што миони детектовани у подземном делу лабораторије потичу од примарних честице космичког зрачења које интерагују високо у атмосфери. Тиме се смањује утицај температурских профила дубље у атмосфери али се ипак не може занемарити утицај стратосферске температуре и притиска који зависи и од термалне експанзије атмосфере.

За неутронске мониторе је осетљивост на температуру слојева атмосфере, иако мања, видљива на перидограмима. То се може објаснити и интеракцијом секундарних миона космичког зрачења, који интерагују са самим детектором и повећавају његов одброј. Ови једнодневни и полудневни периоди су значајни и на брзој Фуријеовој анализи шестогодишних мерења у Јунгфраујоху (слика 5.43). Такође, у овом узорку,

двадесетседмодневна периодичност, услед Сунчеве ротације, је присутна као и неки други хармоници повезани са периодичном активношћу Сунца и положајем Земље у односу на Сунце.

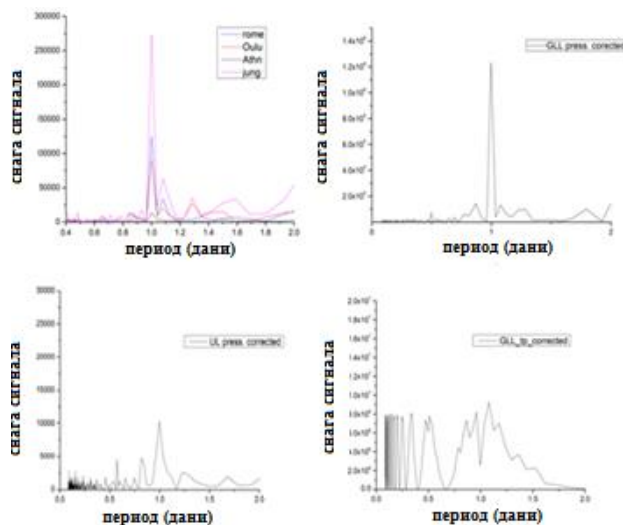


Слика 5.43 Периодограм добијен брзим Фуријеовом трансформацијом шестогодишњег сатног одброја неутронског монитора у Јунгфраујоху (**десно**); Део периодограма који се односи на доминантне периоде краћег трајања (**лево**).

За време екстремних догађаја на Сунцу, на пример током марта 2012. године (слика 5.44) периодичност одброја је слична. Разлике између периодограма за одброје неутронских монитора у току екстремне активности Сунца и нормалне активности су ниже амплитуде периода као и додатне периодичности, које су последица суперпонирања апериодичног догађаја на нормалне флукуације одброја. За периодограме одброја у Нискофонској лабораторији се може рећи да су стабилни без обзира на екстремне догађаје на Сунцу.

Примена брзе Фуријеове трансформације на интервалу са око 650 сатних тачака указује да се периодограми неутронских монитора и детектора миона у Нискофонској лабораторији слажу. Поред тога очигледно је да атмосферски параметри више утичу на детектор у надземној лабораторији, и да се тај утицај смањује после корекције на температуру и притисак и да је за одброје детектора у подземној лабораторији тај утицај занемарљив. Занимљиво је приметити да атмосферски утицај, и поред корекције на притисак, постоји и код неутронских монитора што доводи до закључка да се подаци са неутронских монитора морају подвргнути додатној корекцији на температуру.





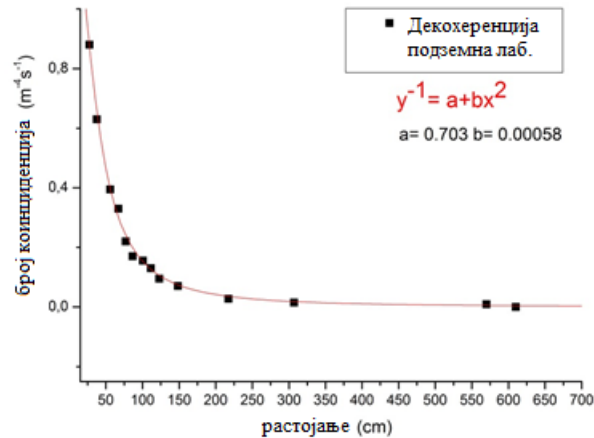
Слика 5.44. Периодограм добијен брзом Фуријеовом трансформацијом одброја неутронских монитора у Атини, Риму, Јунгфраујоху и Оулуу (**горе лево**); периодограм одброја измерен у надземном делу Нискофонске лабораторије, кориговане на притисак (**горе десно**); периодограм одброја у подземном делу лабораторије кориговане на притисак (**доле лево**); као и периодограм одброја коригованог на температуру и притисак у надземном делу (**доле десно**)

### 5.3.3 Детекција коинциденције насталих мионима у подземној лабораторији

Да би се детектовали миони са више детектора примењене су две експерименталне поставке у оквиру подземног дела Нискофонске лабораторије. У једној од конфигурација детектори су постављене у равни.

Од једне примарне честице са довољно енергије у оквиру развоја атмосферске каскаде може настати више миона. Ови, вишемионски догађаји настају у хадронским интеракцијама у атмосферским каскадама или распадима тежих честица кроз канале у којима се стварају два или више миона. **Декохеренција** или латерална сепарација се дефинише као просторна расподела миона из једног вишемионског догађаја. Описује се кривом декохеренције која се добија регистравањем парова (или више) миона у различитим детекторима у зависности од међусобног растојања тих детектора нормираном на производ површина тих детектора. Ова крива може бити корисна у одређивању развоја атмосферских каскада.

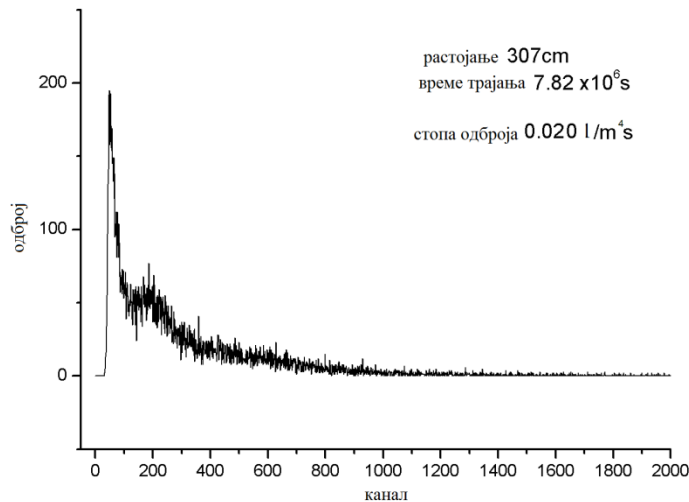
Крива декохеренције за мања растојања, детектована у оквиру Нискофонске лабораторије је нађена и за надземни и за подземни део [Dragić et al., 2011]. За потребе ове тезе крива декохеренције је, за подземни део лабораторије, проширена на већа растојања у оквиру лабораторије и представљена је на слици 5.45.



Слика 5.45 Крива декохеренције за подземни део Нискофонске лабораторије.

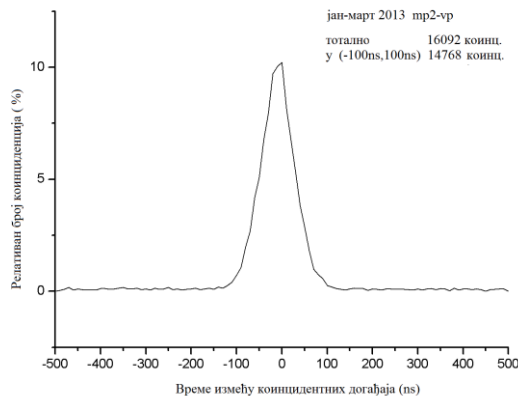
Коинцидентни спектри су одређени бројем коинциденција у оквиру временског интервала полуширине 60 ns. Крива декохеренције је фитована функцијом која је применљива за растојања у оквиру подземног дела Нискофонске лабораторије и разликује се од криве декохеренције нађене за надземни део услед различите природе пљускова изнад и испод земље које доспевају до детектора.

Спектри показују сличну структуру спектру добијеним појединачним детекторима (слика 5.46). Разлика је у мањем одброју и мањи односом локалног минимума и максимума (*peak-to-valley ratio*).



Слика 5.46 Коинцидентни спектар детектован малим детектором на растојању од 307 cm од великог детектора.

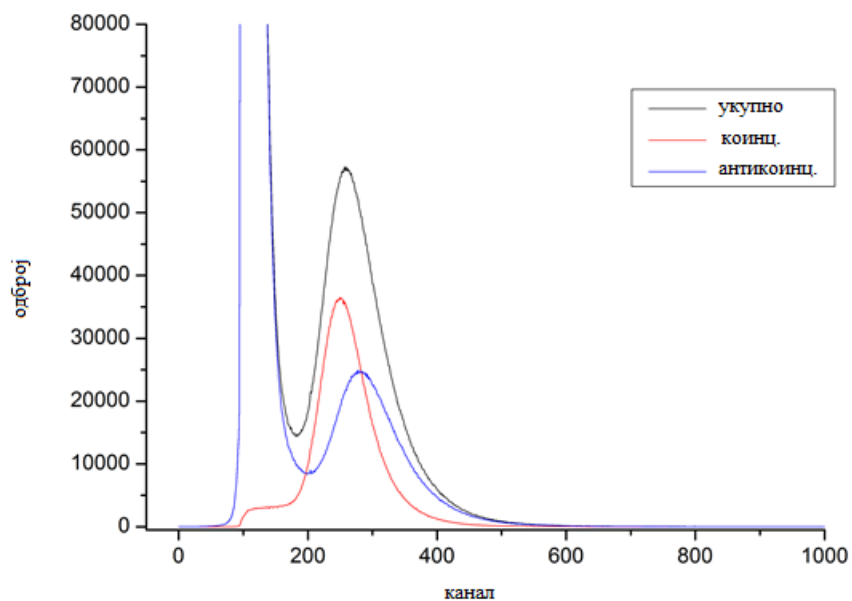
Временски спектар коинциденција показује јасно атмосферске пљускове миона који доспевају у подземни део лабораторије у малом временском интервалу (слика 5.47).



Слика 5.47 Релативан број коинциденција детектованих великим и малим детектором у функцији од времена између коинцидентних догађаја.

### 5.3.4 Флукс космичког зрачења мерен експерименталном поставком Asymut

Коришћењем експерименталне поставке у телескопској варијанти (Asymut) могуће је такође посматрати коинциденције и антикоинциденције између детектора који се налазе постављених вертикално, један изнад другог. Спектар депоноване енергије у малим детекторима који се налазе изнад великог је дат на слици 5.48.

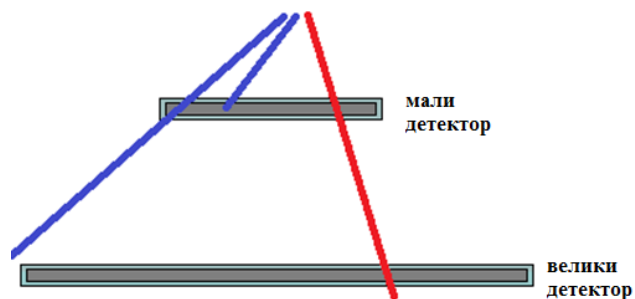


Слика 5.48 Спектар депоноване енергије у малом детектору (црна линија). Спектар добијен коинциденцијом између малих и великог детектора је приказан црвеном линијом



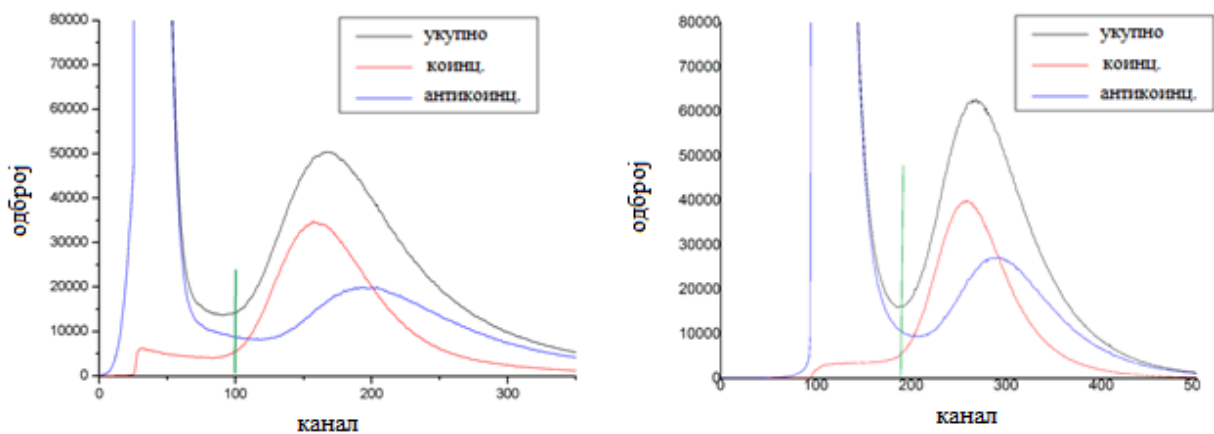
а спектар настао антикоинциденцијом између малих и великог детектора је дат плавом бојом.

Регистровани спектар космичког зрачења које пролази само кроз мале детекторе потиче од космичких зрака које пролази само кроз мале детекторе. Поред тога потиче и од космичког зрачења и околног фона које бива апсорбовано у малом детектору (слика 5.49) Ови космички зраци депонују енергију углавном у нискоенергетском делу спектра малог детектора. Спектар настао коинциденцијама горње (мали детектори ) и доње равни (велики детектори) потиче од миона који имају довољно енергије да пођу кроз детекторе и зато тај спектар има занемарљив нискоенергетски део.



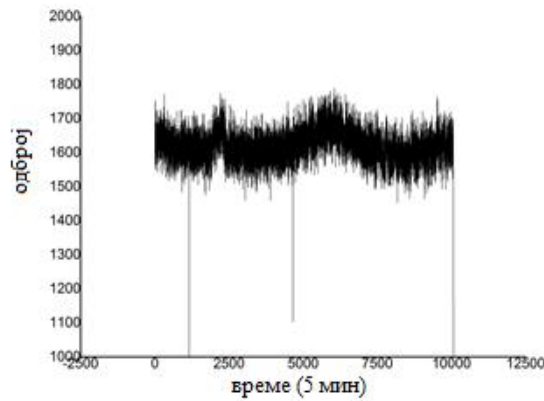
Слика 5.49 Антикоинцидентни догађаји (платво) су скуп догађаја где космичко зрачење прође кроз мали детектор али не и кроз велики као и догађаја где се нискоенергиски миони задрже само у малом детектору. Путања коинцидентних догађаја пролази кроз оба детектора (црвено).

Да би се посматрала мионска компонента мора се увести покретни праг који одговара локалном минимуму у спектру малог пластика и приказана је, за сваки мали детектор на слици 5.50.



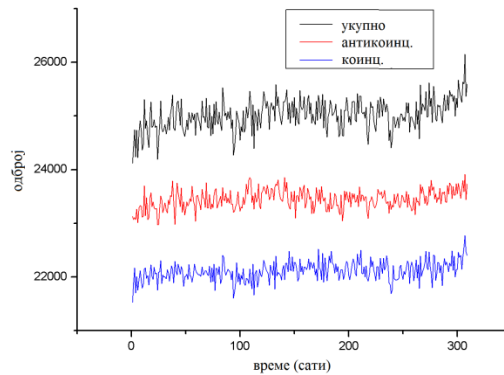
Слика 5.50 Праг (зелена линија) од кога се рачуна временска серија мионске компоненте флукса за оба мала детектора.

Разлика временске серије између тако добијеног флукса без нискоенергетке компоненте и целокупног флукса је дата на слици 5.51.



Слика 5.51 Петоминутна временска серија високоенергетског дела флукса кроз мале детекторе током септембра 2016. Године.

Уколико се посматра одброј, коинцидентног и антикоинцидентног спектра, он одговара одброју добијеног симулацијом ( поглавље 5.2.7) и чини приближно половину укупног одброја малих детектора (слика 5.52).



Слика 5.52 Временска серија коинцидентног мода (плава линија) и антикоинцидентног мода (црвена линија) асиметричног мионског телескопа дата заједно са временском серијом флукса изнад прага детектованог малим детекторима (црна линија). Одброји померени ради прегледности.

Средње вредности флукса у коинцидентном и антикоинцидентном моду асиметричног мионског телескопа износе :

$$\Phi_{cc}=24.89 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad \text{и} \quad \Phi_{anti}=21.64 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} . \quad (5.11)$$

Корелација (табела 5.12.) између различитих одброја два мода асиметричног мионског телескопа измерених у Нискофонској лабораторији указује на извесну разлику која је

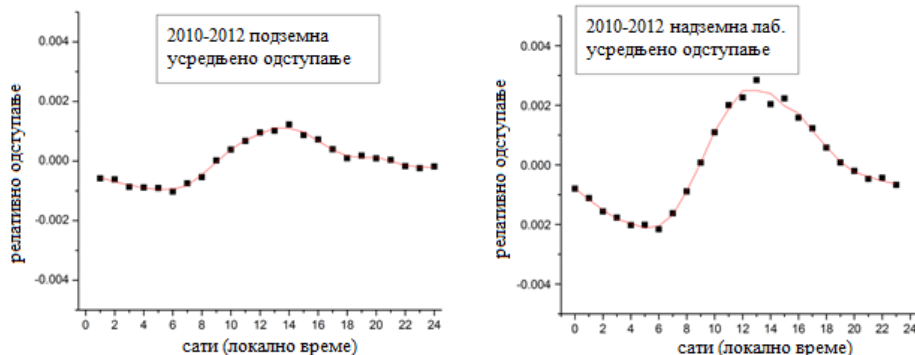
последица скоро у потпуности различитих средњих енергија ових модова детектора. Уочљиво је да је мања корелација антикоинцидентног и коинцидентног мода него са осталим модовима асиметричног телескопа. То је последица веће разлике у енергијама између антикоинцидентног и коинцидентног мода него између неког од модова са тоталним одбројем малог детектора што одговара симулацији (види табелу 5.7).

Табела 5.12 Корелациона матрица линеарних корелационих коефицијената за различите модове асиметричног телескопа без корекције на температуру и притисак. Подаци су добијени из сатних временских серија током септембра 2016. године.

Pearson-ова корелација	мали детектор	коинцидентни мод	антикоинцентни мод	велики детектор
мали детектор	1	0,79984	0,79894	0,58739
коинцидентни мод	0,79984	1	0,27805	0,56805
антикоинцентни мод	0,79894	0,27805	1	0,37086
велики детектор	0,58739	0,56805	0,37086	1

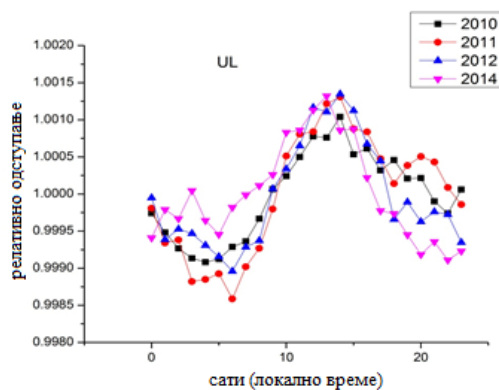
### 5.3.5 Периодичности временских серија у подземном делу Нискофонске лабораторије

И у надземном и у подземном делу лабораторије је могуће пратити и дневне варијације флукса секундарног космичког зрачења. Дневне варијације, као што је речено раније (види глава 2), већим делом потичу од релативног орбиталног кретања Земље око Сунца садржаним у Комптон-Гетинговим ефекту као и модулацијом космичких зрака у хелиосфери. На слици 5.53 је приказана дневна варијација флукса, коригованог на притисак и температуру, измерена у подземном и надземном делу лабораторије током петсто дана. Узимани су сатни одброји који су прочишћени искључивањем мерења при којима су одброји одступали више од 3% средње вредности, насталих првенствено услед редовних покретања нових сесија мерења као и непланских кварова на мрежи.



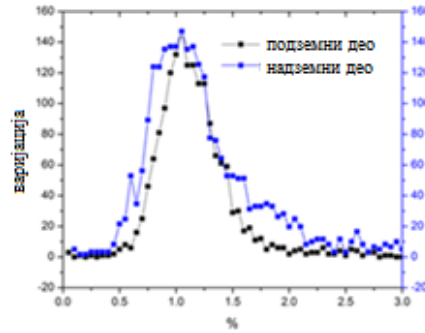
5.53. Дневна варијација флукса секундарног космичког зрачења и то у подземном делу лабораторије (лево) и у надземном делу лабораторије (десно)

Амплитуда дневне варијације подземног детектора је вредности једног промила и дупло је мања од варијације флукса мерене у надземном делу лабораторије, што се слаже са резултатима урађеним за исту локацију али са другим детекторима у претходном Соларном циклусу [Dragić et al., 2009]. Један од главних узрока ове разлике је што детектовани секундарни космички зраци у подземном делу лабораторије потичу од примарних космичких зрака који имају медијану на вишим енергијама него примарне честице чије секундарне космичке зраке детектујемо у надземном делу лабораторије. Поред тога постоји и утицај електромагнетног дела флукса који детектујемо у надземном а не и у подземном делу лабораторије. Промена дневне варијације се може посматрати на годишњем нивоу. Ове усредњене варијације су добијена за сваку годину тако што су нађене средње вредности за сваки сат у току целе године ради увећања статистика (слика 5.54). Претходно су измерене вредности пречишћене избацавањем свих одступања флукса преко 3% као и избацавањем података у којима је забележена нагле скоковите промене флукса настале услед посебног режима рада опреме. Уочљива је промена фазе, која ће се пратити током целог соларног циклуса да би се уочило да ли је повезана са соларном активношћу.



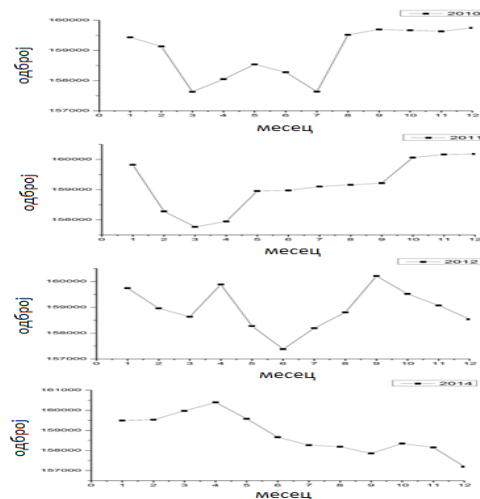
Слика 5.54 Усредњена дневна варијација одброја у подземном делу Нискофонске лабораторије за поједине године 24. Соларног циклуса.

Дистрибуција варијација, где је разлика максималне и минималне забележене вредности флукса утврђена за сваки дан појединачно а затим урађена дистрибуција оваквих варијација, је приказана на слици 5.55. У подземном делу лабораторије ова дистрибуција је ужа од дистрибуције варијације у надземном делу лабораторије, претежно услед виших енергија примарног космичког зрачења на које Сунчева модулација не утиче у истој мери.



Слика 5.55. Дистрибуција дневних варијација за период 2009-2014, биновано по 0,005%. Плаво је диурнална варијација у надземном делу лабораторије, нормирано на максимум дистрибуције дневне варијације у подземном делу лабораторије (црна боја). Ордината графика је у арбитрарним јединицама. Подаци су кориговани на притисак.

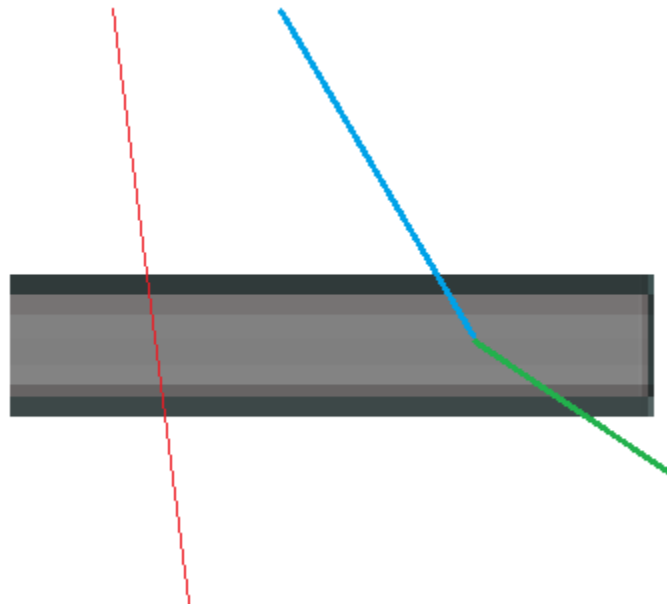
Варијација флукса космичког зрачења у оба дела Нискофонске лабораторије је упоређена и током месеца што би одговарало и двадесетседмодневној ротацији Сунца. Варијације су праћене за сваки месец, четири године, током којих је био максимум овог Соларног циклуса (слика 5.56). Промена фазе ће такође бити праћена до краја овог циклуса да би се уочила евентуална повезаност са интензитетом соларне модулације.



Слика 5.56 Месечна варијација флукса секундарног космичког зрачења коригованог на притисак и температуру током четири године. На апциса је редни број месеца у години, а на ординати је средњи одброј за месеце у години.

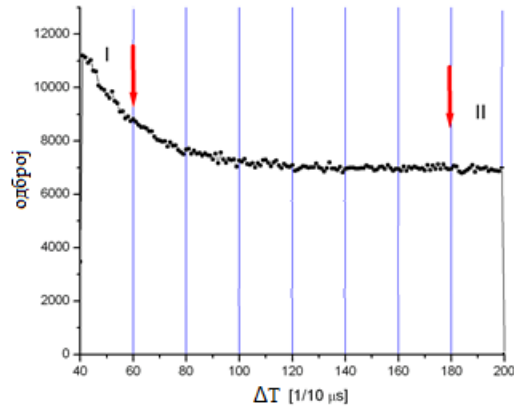
### 5.3.6 Зауостављени миони у детекторима у горњем и доњем делу Нискофонске лабораторије

Да би се утврдило колика је системска грешка у мерењу антикоинцидентних догађаја мерених *Asymut*-ом, потребно је утврдити број зауостављених миона космичког порекла у пластичним сцинтилаторима у Нискофонској лабораторији. Амплитуда и време детектованог сигнала су бележени у *event-by-event* моду са резолуцијом од 10ns. Из овакве листе догађаја могуће је формирати серију временских интервала између sukcesивних сигнала. Уколико посматрамо антимион који нема довољно енергије да прође кроз детектор, него се заустави и распадне, он у детектору оставља два сигнала: *старт* - који је сигнал добијен зауостављањем миона у детектору и *стоп* - који потиче од позитрона који настаје распадом антимиона и енергије коју он депонује у детектору (слика 5.57) .



5.57 Графички приказ поставке експеримента. Црвена линија представља високоенергетски мион („*singles*“) који пролази кроз детектор (сиво обојен). Плава линија означава нискоенергетски мион који се зауоставља и распада у детектору („*start*“) а зеленом линијом је приказан електрон („*stop*“).

Дистрибуција интервала између ова два догађаја експоненцијално опада са константом која одговара животу миона. Ова дистрибуција је суперпонирана на другу дистрибуцију временских интервала између миона који пролазе кроз детектор (са константом реципрочной брзини бројања ових миона која је реда 100 Hz), која је приближно константна ( до  $\sim 20 \mu\text{s}$  ), у временском распону од интереса (слика 5.58).



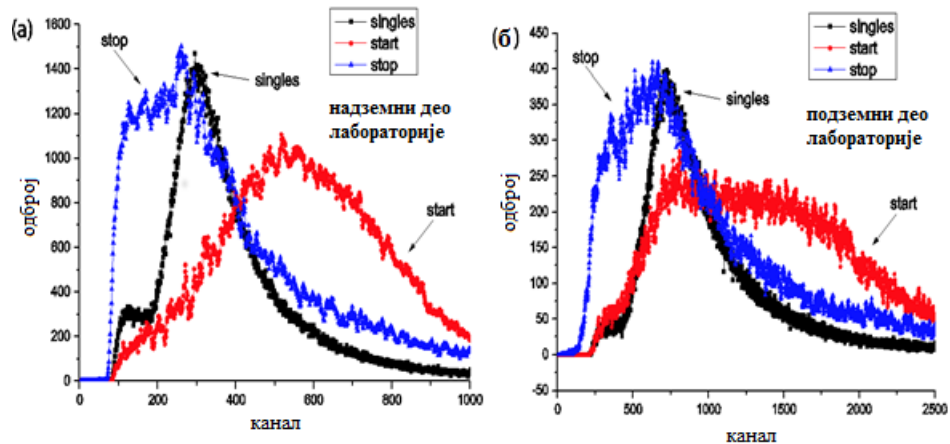
Слика 5.58 Дистрибуција временских интервала између сукцесивних сигнала у великом детектору. Област I садржи већину распада заустављених миона док у области II се већином налази фон настао проласцима високоенергетских миона кроз систем детектора [Малетић и ост., 2013].

У овим мерењима мртво време система је до  $4 \mu\text{s}$  и овај део временског спектра недостаје. Интеграцијом временске дистрибуције ових заустављених миона и кориговањем за изгубљене догађаје услед мртвог времена се добија број заустављених миона у горњем и доњем делу лабораторије :

$$N_{\text{GL}}(\mu_{\text{stop}}) = 6 \times 10^{-2} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \quad \text{и} \quad N_{\text{UG}}(\mu_{\text{stop}}) = 1.52 \times 10^{-2} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \quad . \quad (5.12)$$

Интересантно је уочити да је однос заустављених миона у горњој и доњој лабораторији је приближан односу укупног броја миона у ова дела Нискофонске лабораторије.

Спектар свих старт и стоп сигнала се може наћи посматрајући два различита временска интервала. Први, везан за сам почетак временског спектра (регион I на слици 5.58) и други, исте ширине на делу спектра где се практично сви заустављени миони распадне (II на слици 5.58). Одузимањем ова два спектра добијамо чист спектар свих старт сигнала, што је спектар губитка енергије миона заустављених у детектор, Исто тако добијамо и спектар свих стоп сигнала, што је спектар позитрона у детектору. Енергија насталих позитрона је до  $50 \text{ MeV}$ -а. Спектар губитка енергије миона одговара спектру енергија миона који су имали пре уласка у детектор док спектар позитрона даје губитак енергије позитрона било да се зауставио у детектору или изашао из њега. Спектар оваквих старт и стоп сигнала дата је на слици 5.59. Ради поређења, интензивнији спектар губитка енергије миона који прођу кроз детектор је дат (обележен са singles) са својим пиком на око  $10 \text{ MeV}$ -а.



Слика 5.59 Спектри миона који пролазе кроз систем детектора (singles), заустављених миона (Start) и позитрона (Stop) оба дела Нискофонске лабораторије.

Спектар енергија заустављених миона има максимум на вишој енергији од спектра миона који прођу кроз детектор јер, услед своје мале енергије и брзине, јонизују више материјал детектора него брзи миони при проласку. Такође, уочава се да је максимум депоноване енергије заустављених миона виши у подземном делу Нискофонске лабораторије. Спектар позитрона насталих распадом миона у детекторима показује комплекснију структуру, различиту у горњем и доњем делу лабораторије. Спектар у горњој лабораторији показује троструку структуру на нижим енергијама од спектра у подземном делу лабораторије. Разлика у овим структурама у нискоенергетском делу спектра је могућа услед различитог степена поларизације заустављених миона. Наиме, степен поларизације је у подземном делу је, због слоја земље, скоро занемарљив, док на површини још увек значајан. Поларизација потиче из креирања миона у сударима примарних космичких зрака са атмосфером. Услед неодржања парности у slabим интеракцијама долази до различите угаоне расподеле позитрона што може да утиче на разлику у одговарајућим енергетским спектрима.

Ова претпоставка је проверена постављањем новог распореда детектора у коме се велики пластични детектор налази између два мања детектора (слика 5.60). Сигнали из свих детектора су снимани (амплитуда и време сигнала) на три независна канала анализатора CAEN.

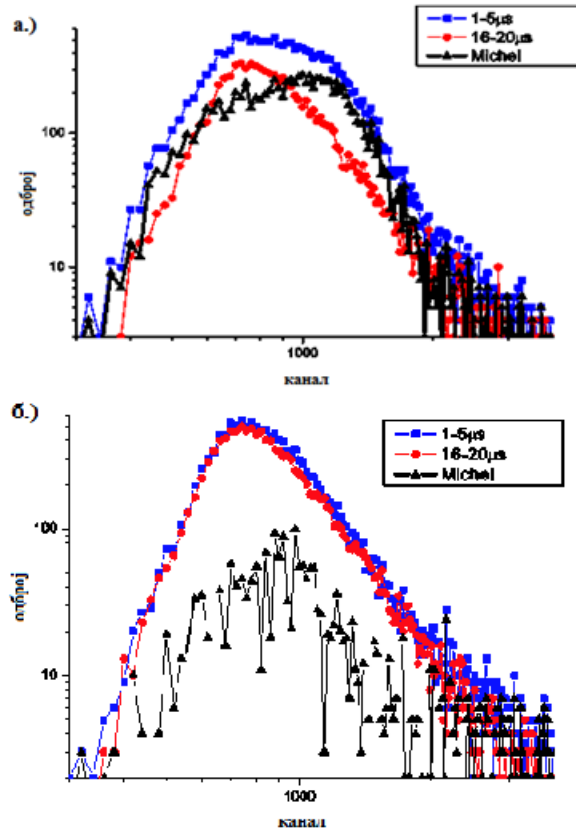




Слика 5.60 Распоред детектора у експерименту мерења поларизације миона космичког зрачења. Посматра се асиметрија догађаја означених као А и В.

Из релевантних комбинација коинцидирања и антикоинцидирања добијају се потребне информације о броју и спектру енергије позитрона. На слици 5.60 су приказане све могући догађаји одакле су само они који промтне коинциденције у горњем малом и средњем великом детектору од интереса и били су задржани. Они су коинцидирани са сигналом који је промтни било у средњем и горњем, било средњем и доњем детектору и то временски да обухвата неколико живота миона, што одговара емисији позитрона.

Фон који је одузет од ових старт и стоп спектра испуњава исте критеријуме али за временски интервал већи од десет времена живота миона. После нормирања спектра, резултат анализе спектра је дат на слици 5.61.



Слика 5. 61 Спектар тоталне енергије позитрона депонованих у средњем детектору, сумиран са депонованом енергијом у горњем **а)**, и доњем детектору **б)**. Разлика између броја регистрованих позитрона ( Michel-ови електрони) у горњој и доњој хемисфери је јасно видљива

Број позитрона који се емитује из великог детектора на горе је значајно већи од броја оних који су емитовани на доле што указује да поларизација миона у надземном делу лабораторије постоји. Међутим, овај ефекат је такође сличан простом геометријском ефекту где се миони заустављају у просеку ближе горњем детектору при чему се нискоенергетски позитрони који се емитују ка доњем детектору се апсорбују у оквиру средњег, великог детектора. Уколико је ово валидно, нискоенергетски спектар позитрона у доњем детектору би био нижи него што је на слици 5.61, где се види да је спектар доњег детектора само пропорционално умањен у односу на спектар горњег детектора. Поларизација добијена овим мерењем у горњој лабораторији је већа него што су ранија мерења показала [Bradt et al. 1963]. Један од разлога за ову разлику су различити материјали који су коришћени у пређашњим експериментима.

## 6 ЗАКЉУЧАК

У овој тези је испитана употребљивост плитко укопане подземне лабораторије за истраживање енергијски зависне соларне модулације космичког зрачења. На енергија и флуks космичких зрака који долазе изван Сунчевог система утиче хелиосфера. Посебно је осетљив нискоенергетски део спектра космичког зрачења (до 100 GeV). Примарно космичко зрачења производи, при интеракцији са атмосфером, секундарно космичко зрачење који се може пратити преко различитих детекторских система на Земљи. Секундарно космичко зрачење стога носи информацију о соларној модулацији што може бити искоришћено за посматрање активности Сунца. Та активност је од значаја за изучавање космичких зрака и Сунца, али има утицаја и на атмосферу и магнетосферу Земље.

Нискофонска лабораторија Института за физику у Земуну, због својих специфичних услова, пружа могућност да се посматра утицај Сунца на космичко зрачење различитих енергија. Предност детекторског система у Нискофонској лабораторији је могућност брзе измене експерименталне поставке. Садашња поставка детекторског система омогућава изучавања процеса на Сунцу и у хелиосфери преко космичких зрака који стижу до Земље. У ту сврху мора се познавати одзив детекторског система на примарне честице космичког зрачења. Да би се утврдио распоред детектора који би најоптималније детектовали флуks космичког зрачења симултано за примарне честице различитих енергија анализирани су две конфигурације. Прва конфигурација је користила детектор у површинском делу Нискофонске лабораторије упареним са сетом детектора у равни у подземном делу лабораторије. Ова конфигурација детектује вишемионске коинциденције која омогућавају да се посматра варијација флуksа примарних честица, чија је енергија већа од енергија честица детектованих другим методама. Друга конфигурација користи исто детектор на површини заједно са сетом детектора у подземном делу лабораторије који су распоређени један изнад другог.

За испитивања употребљивости ових конфигурација коришћени су симулациони пакети CORSIKA и GEANT4 помоћу којих су симулирана секундарно космичко зрачење и његова интеракција са детекторским системима. Ови софтверски пакети за Монте Карло симулације су искоришћени за утврђивање интеракција примарног космичког зрачења и атмосфере као и генерисање и пропацију мионског флуksа кроз атмосферу, земљиште и интеракција миона са детекторским системима.

Добијени резултати симулације су упоређивани са експериментално измереним мионским флуksом и у надземном и у подземном делу лабораторије. Утврђено је добро слагање симулације и мерења. Резултати симулација и мерења флуksа показује да је систем са мултимионским коинциденцијама одговарајућ за посматрање примарних честица више енергије и то чак преко 300 GeV где је утицај соларне модулације занемарљив. Праг енергије за детекцију је све виши у зависности од броја истовремено

детектованих миона. Тиме се добија добра дискриминација различитих енергија примарних честица космичког зрачења и омогућава се посматрање варијација флукса на различитим енергијама у широком интервалу енергија. Међутим, показано је да ова конфигурација нема довољну површину у садашњим условима Нискофонске лабораторије да би се мериле варијације флукса око 1% са потребном сигнификантношћу. Други детекторска конфигурација омогућава да се, коришћењем коинциденција и антикоинциденција детектора који се налазе у телескопском аранжману, омогући дискриминација флукса примарних честица различитих енергија. Овај систем омогућује посматрања флукса космичког зрачења по четири различите медијане енергије примарног космичког зрачења, од 59 GeV све до 157 GeV, што је више од енергија примарног космичког зрачења који неутронски монитори детектују. Испитивања су показала да експериментални аранжман асиметричног мионског телескопа омогућава мерења који би могла да детектују мале варијације флукса изазване соларном модулацијом на енергијама које су веће него енергије космичког зрачења на којима се уобичајено посматра овај утицај Сунца.

Целокупно анализа указује да се у Нискофонској лабораторији, коришћењем постојеће опреме, омогућава да се у истим атмосферским и геомагнетним условима посматра утицај соларне модулације за различите енергије космичког зрачења. Показано је да овакав детекторски систем представља корисну надоградњу већ постојећих система неутронских монитора ка већим енергијама што је од значаја за истраживање домета утицај Сунца на галактичко космичко зрачење као и истраживање самог галактичког космичког зрачења. Ова надоградња већ постојеће светске мреже неутронских монитора се показала веома примереном приликом неколико Форбушових смањења изазваних аперодичним активностима Сунца. Показано је да постоји слагање и логаритамска зависност јачине амплитуде ових смањења и медијане енергије космичког зрачења. Овај детекторски систем помера могућност посматрања утицаја Сунца на више енергије космичких зрака. Употребљивост овог мерења је корисна за студирање периодичних варијација флукса космичког зрачења на различитим енергијама, карактеризацију екстремних догађаја на Сунцу попут пертурберанци али и за студирање градијента и анизотропије космичког зрачења.

Овакав систем ће у будућности моћи да прати како активност Сунца опада током трајања тренутног, по свему судећи нетипичног, 24. циклуса, али и даље дати допринос све већој активности на пољу утицаја сунчеве активности на климатске процесе и остале параметре атмосфере наше планете.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Abe K. et al., *Search for Antihelium with the BESS-Polar Spectrometer*, Phys. Rev. Lett. 108, 131301, (2012).
2. Agostinelli S. et al., *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A 506, 250-303, (2003).
3. Agrawal V., Gaisser T. K., Lipari P. and Stanev T., *Atmospheric neutrino flux above 1 GeV*, Phys. Rev. D 53, 1314 ,( 1996).
4. Allkofer O.C., Grieder P.K.F., *Cosmic Rays on Earth*, Karlsruhe (1984).
5. Amsler, C. et al., Physics letters, B667, Chapter 24. Cosmic Rays, (2008).
6. Ashley G.K. II, Keuffel J.W., Larson M.O., *The Charge Ratio of Ultrahigh-Energy Cosmic Ray Muons*, Phys.Rev. D12, DOI: 10.1103/PhysRevD.12.20, (1975).
7. Banjanac R.,Maletic D.,Jokovic D.,Veselinovic N.,Dragic A.,Udovicic V., Anicin I., *On the omnipresent background gamma radiation of the continuous spectrum*, Nuclear instruments & methods in physics research section a-accelerators spectrometers detectors and associated equipment, vol. 745 br. , str. 7-11, (2014).
8. Batalha,L.M., *Solar Modulation effects on Cosmic Rays*, Phd Thesis, Universidade Tecnica de Lisboa, Lisabon, (2012).
9. Bazilevskaya, G. A., I. G. Usoskin, E. O. Flückiger, et al. *Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere*, Space Sci Rev 137: 149–173,DOI 10.1007/s11214-008-9339-y, (2008).
10. Beer J., *Long-term indirect indices of solar variability*,Space Sci. Rev., 94:53-66, (2000).
11. Beer J., *Neutron Monitor Records in Broader Historical Context*, Space Sci.Rev., Volume 93, Issue 1-2, pp 107-119,(2000).
12. Belov A.V., Dorman L.I., Gushchina R.T., Yanke V.G., *Temporal and latitude dependence of the temperature effect for neutron component of cosmic rays*. Proc. 24-th ICRC., Rome, Vol. 4, pp. 1141-1144, (1995).
13. Belov, A. *Large Scale Modulation: View From the Earth*, Space Science Reviewc, Volume 93, Issue 1–2, pp 79–105, (2000)
14. Bercovitch, M., *Atmospheric Effects on Cosmic Ray Monitors*. Proceedings of the 10th International Cosmic Ray Conference, Calgary, 269, (1967).
15. Berkova M., Belov A., Eroshenko E., Smirnov D., Yanke V., *Temperature effect of muon component and practical questions of its account*, Proc. 21-st European. Cosmic Ray Symposium. Košice, Slovakia, p. 123-126, (2009).
16. Bethe H., *Ann. d. Phys.* , 325, (1930).
17. Bloch F., *Phys. Zs.* 81 363, (1933).
18. Bock R.K., Vasilescu A. ,*The Particle Detector Brief Book*, Springer (1998).

19. Bogdanova N., Gavrilov M. G., Kornoukhov V. N., Starostin A. S., *Cosmic muon flux at shallow depths underground*, Phys.Atom.Nucl. 69 , Issue 8, pp 1293-1298, (2006).
20. Bradt H V and Clark G W *Phys. Rev.* 132, 1306-1316, (1963).
21. Braga C. R., Dal Lago A., Kuwabara T., Schuch N. J. and Munakata K., *Temperature effect correction for the cosmic ray muon data observed at the Brazilian Southern Space Observatory in São Martinho da Serra*, 23rd European Cosmic Ray Symposium (and 32nd Russian Cosmic Ray Conference), J. Phys.: Conf. Ser. 409 012138, (2013).
22. Braun I., Engler J., Hörandel J.R., Milke J., *Forbush decreases and solar events seen in the 10–20 GeV energy range by the Karlsruhe Muon Telescope*, Advances in Space Research, Volume 43, Issue 4, 480–488, (2009).
23. Buggle B., Glaser B., Zoller L., Hambach U., Markovic S., Glaser I., Gerasimenko N., *Geochemical characterization and origin of southeastern and eastern european loesses (Serbia, Romania, Ukraine)*, Quaternary Sci.Rev. 27, 10581075, (2008).
24. Burger R.A., Krüger T.P.J., Hitge M., Engelbrecht N.E., *A Fisk-Parker Hybrid Heliospheric Magnetic Field with a Solar-Cycle Dependence*, Astrophys. J. 674, 511 (2008).
25. Caballero-Lopez R.A., Moraal H., *Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation*, J. Geophys. Res. 109, A05105, (2004).
26. Caffè M.W., Goswami J.N., Hohenberg C.M., Marti K. and Reedy R.C., *Meteorites and the Early Solar System*, The University of Arizona Press, (1988).
27. Cane, H. V. *Coronal Mass Ejections and Forbush Decreases*, Space Science Reviews, Volume 93, Issue 1–2, pp 55–77, (2000).
28. Cane, H. V., I. G. Richardson, T. T. von Roseninge, i G. Wibberenz, *Cosmic ray decreases and shock structure: A multispacecraft study*, Journal of Geophysical Research, 99:21429, doi: 10.1029/94JA01529, (1994).
29. Cardillo M., Tavani M., Giuliani A., *The origin of Cosmic-Rays from SNRs: confirmations and challenges after the first direct proof*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. volume 256-257, pp 65-73, (2014).
30. Cirigliano, V., Ecker, G., Neufeld, H., Pich, A. & Portolés, J., *Kaon decays in the standard model*, Rev. Mod. Phys. 84, 399–447 (2012).
31. Clem, J.M. & Dorman, L.I., *Neutron Monitor Response Functions*, Space Science Reviews 93: 335, doi:10.1023/A:1026508915269 (2000).
32. Compton, A. H.; Getting, I. A., *An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays*, Physical Review. 47 (11): 817–821, (1935).
33. Čalogović Jaša, *Utjecaj sunčeve aktivnostina zemljin svemirski okoliš i klimu*, doktorska disertacija, Sveučilište u Zagrebu, (2014).
34. Decker Robert B., Krimigis Stamatios M., Roelof Edmond C., Hill Matthew E., *No meridional plasma flow in the heliosheath transition region*, Nature, 124-127, vol 489, (2012).

35. Dorman L.I. and Yanke V.G., *To the theory of cosmic ray meteorological effects, I.* Izvestia Academy of Sciences USSR, Series Phys., Vol. 35, No. 12, pp. 2556-2570, (1971).
36. Dorman L.I., *Cosmic rays in the earth's atmosphere and underground*, Springer, DOI:10.1007/978-1-4020-2113-8, (2004).
37. Dorman L.I., Dorman I. V.; *Formation of Lead Mesoatoms in Neutron Monitor by Soft Negative Muons and Expected Atmospheric Electric Field Effect in Cosmic Ray Neutron Component*, Proceedings, 26th International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, USA, (1999).
38. Dragić A., Banjanac R., Udovicic V., Jokovic D., Anicin I., Puzovic J., *Comparative study of power spectra of ground and shallow underground muon data*, Int. J. Mod. Phys. A 20, 6953-6955, (2005).
39. Dragić A., Jokovic D., Banjanac R., Udovicic V., Panic B., Puzovic J., Anicin I., *Measurement of cosmic ray muon flux in the Belgrade ground level and underground laboratories*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 591 (2008).
40. Dragić A., R. Banjanac, V. Udovičić, D. Joković, J. Puzović and I.V. Aničin, *Present status of the Belgrade cosmic-ray experiment*, Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 74, 1 – 2, (2002).
41. Dragić A. et al., Proceedings of the 21st European cosmic-ray Symposium, Košice, Slovakia (2008).
42. Dragić A., Banjanac R., Udovičić V., Joković D., Aničin I., Puzović J., *Seasonal variations of diurnal variations of CR muon flux*, Proc. of the 31st ICRC, Lodz, Poland (2009).
43. Dragić A., V. Udovičić, R. Banjanac, D. Joković, D. Maletić, N. Veselinović, M. Savić, J. Puzović, I.V. Aničin, *The New Set-Up in the Belgrade Low-Level and Cosmic-Ray Laboratory*, Nuclear Technology & Radiation Protection, Vol. 26, No. 3, pp.181-192, (2011).
44. Dragić A., Jokovic D., Banjanac R., Udovicic V., Panic B., Puzovic J., Anicin I., *Measurement of cosmic ray muon flux in the Belgrade ground level and underground laboratories*, Nucl. Instrum. Meth. A 591, 470-475, (2008).
45. Dumbović, M., B. Vršnak, J. Čalogović, i M. Karlica, *Cosmic ray modulation by solar wind disturbances*, Astronomy & Astrophysics, 531:A91, doi: 10.1051/0004-6361/201016006, (2011).
46. Eggert, N., *A Measurement of the Cosmic Muon Decoherence Curve with Silicon Photomultipliers*, Methods of Experimental Physics, University of Minnesota, (2008).
47. Ferrari A., Sala P.R., Fasso A., Ranft J., *FLUKA: a multi-particle transport code*, CERN-2005-10, INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773, (2005).
48. Ferreira, S. E. S., *The transport of galactic and jovian cosmic ray electrons in the heliosphere*, 35th COSPAR Scientific Assembly, p.474, (2004).

49. Flückiger, E.O.; Moser, M.R.; Pirard, B.; Bütikofer, R.; Desorgher, L, *A parameterized neutron monitor yield function for space weather applications*, in: Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Mexico City, Mexico, Vol. 1 (SH), pp. 289–292, (2008).
50. Fokkema D., *The Hisparc Cosmic Ray Experiment-data acquisition and reconstruction of shower direction*, PhD thesis, Universiteit Twente, Holland, DOI: 10.3990/1.9789036534383, (2012).
51. Forbush S.E., *Worldwide cosmic rays variations*, J. Geophys. Res. 59, 525-542, (1954).
52. Formato V., *Measurements of p and He spectra and isotopic ratios in cosmic rays with the PAMELA experiment*, PhD Thesis ,(2009).
53. Gaisser T. K. & Stanev T., *Review of Particle Physics-Cosmic Rays*, Particle data group, ( 2010).
54. Gaisser T. K., *Atmospheric neutrinos in the context of muon and neutrino radiography*, Earth Planets Space 58, (2006).
55. Gaisser T.K., *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, (1990).
56. Ginzburg V.L. and Syrovatskii S. I., *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon press, Oxford, (1964).
57. Gleeson, L. J., Axford, W. I., *Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays*, Astrophysical Journal, vol. 154, p.1011, (1968).
58. Greisen K., *The Intensities of the Hard and Soft Components of Cosmic Rays as Functions of Altitude and Zenith Angle*, Phys. Rev. 61, 212 ,( 1942).
59. Grieder P.K.F., *Cosmic Rays at Earth – Researcher's Reference Manual and Data Book*, Elsevier, Amsterdam, (2001).
60. Grupen C., *Astroparticle Physics*, Springer-Verlag, Berlin, (2005).
61. Heber B., Fichtner H., Scherer K., *Solar and heliospheric modulation of galactic cosmic rays*, Space Science Reviews 125, 81-93, (2006).
62. Heber B., H. Fichtner, K. Scherer, *Solar and Heliospheric modulation of galactic cosmic rays*, Space Science Reviews 125, 81-93, (2006).
63. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.et al., *CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, Report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, (1998)
64. Heitler, W. *The Quantum Theory of Radiation* ISBN: 9780486645582, Dover Publications, (1954).
65. Herbst, K., A. Kopp, i B. Heber, *Influence of the terrestrial magnetic field geometry on the cutoff rigidity of cosmic ray particles*. Annales Geophysicae, 31:1637–1643, (2013).
66. Isenberg P. A., Jokipii J. R., *Gradient and curvature drifts in magnetic fields with arbitrary spatial variation*, Astrophysical Journal, Part 1, vol. 234, p. 746-752, (1979).
67. Jokipii J.R., *Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field*, Astrophys. J. 146, 480, DOI:10.1086/148912, (1966).
68. Joković D., *Doktorska disertacija*, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu, (2011).



69. Kalliokoski T, Bezrukov L., Enqvist T., Fynbo H., Inzhechik L., Jones P.J., Joutsenvaara J., Karjalainen J., Kuusiniemi P., Loo K., Lubsandorzhev B., Petkov V., Rähkä T., Sarkamo J., Slupecki M., Trzaska W.H., Virkajärvi A., *Can EMMA solve the puzzle of the knee?*, Progress in Particle and Nuclear Physics 66, 468-472, (2011).
70. Kalmykov, N.N., Ostapchenko, S.S., *The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers*, Yad.Fiz. 56, 105; Phys. At. Nucl. 56(3), 346 (1993).
71. Kojima H. et al. for GRAPES-3 collaboration, *Rigidity Dependence of Forbush Decreases*, 33rd International cosmic ray conference, Rio de Janeiro, (2013).
72. Kota, J., Jokipii, J. R., *The role of corotating interaction regions in cosmic-ray modulation*, Geophysical Research Letters (ISSN 0094-8276), vol. 18, p. 1797-1800, (1991).
73. Lipari P., *Lepton spectra in the earth's atmosphere*, Astropart.Phys. 1, 195-227, DOI: 10.1016/0927-6505(93)90022-6, (1993).
74. Lockwood, J. A. *Forbush Decreases in the Cosmic Radiation*. Space Science Reviews, 12: (1971).
75. Maletić, D., Dragić, A., Banjanac, R., Joković, D., Veselinović, N., Udovičić, V., Savić, M., Puzović, J., Aničin, I., *Stopped cosmic-ray muons in plastic scintillators on the surface and at the depth of 25 m.w.e*, Journal of Physics Conference Series 409(1):2142-DOI10.1088/1742-6596/409/1/012142, (2013).
76. Mauri Nicoletta, *Measurement of the atmospheric muon charge ratio with the OPERA detector*, PhD thesis, Università di Bologna, (2010).
77. McIntosh G.C., *Cosmic ray air shower lateral coincidences*, Academic high altitude conference, DePaul University – Chicago, (2015).
78. Menon M.G.K, Ramana-Murthy P.V., *Progress in Elementary Particles and Cosmic Rays* 9 161(1967)
79. Miyake S., Proc. of the 13-th International Cosmic Ray Conference, Denver, Colorado Associated Univ. Press, Boulder, Vol.5, p.3658.( 1973).
80. Michel L., *Interaction between Four Half-Spin Particles and the Decay of the  $\mu$ -Meson*, Proc. Phys. Soc. London A 63,514, (1950).
81. Montanus, J., *Intermediate models for longitudinal profiles of cosmic showers*. Astroparticle Physics 35, 651–659. ISSN: 0927-6505, (2012).
82. Moraal H., *Cosmic-Ray Modulation Equations*, Space Sci.Rev. 176 299-319, (2013).
83. Moraal, H., Belov, A. & Clem, *Design and co-Ordination of Multi-Station International Neutron Monitor Networks*, J. Space Science Reviews, (2000).
84. Mursula K., Usoskin I., *Heliospheric Physics and Cosmic Rays*, University of Oulu, (2003).
85. Olive K.A. et al. (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics - Passage of particles through matter*, Chin. Phys. C, **38**, 090001, (2014).

86. Parker, E. N., *The passage of energetic charged particles through interplanetary space*, Planetary and Space Science, Volume 13, Issue 1, p. 9-49, (1965).
87. Poirier, J., Herrera, M., Hemphill, P., et al. *A study of the Forbush decrease event of September 11, 2005 with GRAND*, Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, (2007).
88. Richardson, I. G., *Energetic Particles and Corotating Interaction Regions in the Solar Wind*, Space Science Reviews 111:267–376, (2004).
89. Rossi, B. & Greisen, K. *Cosmic-Ray Theory*. Rev. Mod. Phys. 13, 240–309, (1941).
90. Savic M., Maletic D., Jokovic D., Veselinovic N., Banjanac R., Udovicic V., Dragic A., *Pressure and temperature effect corrections of atmospheric muon data in the Belgrade cosmic-ray station*, Proceedings of the 24<sup>th</sup> European Cosmic Ray Symposium, Kiel, Germany, (2014).
91. Shalchi Andreas, *Nonlinear Cosmic Ray Diffusion Theories*, Astrophysics and Space Science Library, Volume 362, (2009).
92. Shea, M. A. and Smart, D. F., *On the application of trajectory-derived cutoff rigidities to cosmic ray intensity variations*, Acta Phys., 29, 533–537, (1970).
93. Simpson, J.A., *The cosmic ray nucleonic component: the invention and uses of the neutron monitor*, Space Sci. Rev. 93, 11–32, (2000).
94. Sjöstrand, T. & van Zijl, M., *A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions*, Phys. Rev. D 36, 2019–2041, (1987).
95. Sokolsky Pierre, *Introduction to Ultrahigh Energy cosmic ray physics*, Frontiers in Physics, Addison Wesley Publishing Company, (1989).
96. Stanev T., *High Energy Cosmic Rays*, Springer Praxis Books, (2010).
97. Stanislaw O., *Production Spectra of Cosmic-Ray Mesons in the Atmosphere*, Phys. Rev. 96, 1400, (1954).
98. Steinhilber, F., J. A. Abreu, J. Beer. *Solar modulation during the Holocene*, Astrophysics and Space Sciences Transactions, 4:1–6, doi: 10.5194/astra-4-1-2008, (2008).
99. Störmer, C., *Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans l'espace sous l'action des magnétisme terrestre avec application aux aurores boréales, secoride memoire*, Arch. Sci. Phys. Nat. Ser., 4, 32, 117–123, (1911).
100. Swordy Simon P., Grunsfeld John, L'Heureux Jacques, Meyer Peter, Müller Dietrich, Tang Kwok-Kwong, *Observation of transition radiation from relativistic heavy nuclei*, Phys. Rev. D 42, 3197, (1990).
101. Tautz, R. C., Shalchi, A., *Drift Coefficients of Charged Particles in Turbulent Magnetic Fields*, The Astrophysical Journal, Volume 744, Issue 2, article id. 125, pp. 8, (2012).
102. Tcaciuc R., *Systematische Studien der Myonen-Komponente ausgederter Luftschauer mit dem CORSIKA-Programm*, Master Arbeit, Universität Siegen, (2003).
103. Tcaciuc R., *Lateral distribution of cosmic ray muons underground: results from the cosmoALEPH experiment*, PhD Thesis, Universität Siegen, (2006)

104. Usoskin I.G., Kovaltson G.A., Kananen H., Mursula K., Tanskanen P.J., *Phase evolution of solar activity and cosmic-ray variation cycles*, Solar Physics, 170, 447-452, (1997).
105. Veselinović N., Dragić A., Maletić D., Joković D., Savić M., Banjanac R., Udovičić V., Aničin I., *Cosmic rays muon flux measurements at Belgrade shallow underground laboratory*, AIP Conference Proceedings, 1645, 421 <https://doi.org/10.1063/1.4909614>, (2015).
106. Veselinović N., Dragić A., Savić M., Maletić D., Joković D., Banjanac R., Udovičić V., *Utilization of a shallow underground laboratory for studies of the energy dependent CR solar modulation*, XXV European Cosmic Ray Symposium, Torino, eConf C16-09-04.3, (2016).
107. Veselinović N., Dragić A., Savić M., Maletić D., Joković D., Banjanac R., Udovičić V., *An underground laboratory as a facility for studies of cosmic-ray solar modulation*, Nucl.Instrum.Meth. A875 10-15, DOI: 10.1016/j.nima.2017.09.008, (2017).
108. Wibberenz, G., J. A. Le Roux, M. S. Potgieter, i J. W. Bieber. *Transient Effects and Wind*. *Space Science Reviews*, 111:267–376, doi10.1023/B:SPAC.0000032689, (2004).
109. Wolfendale A.W., *Cosmic Rays at Ground Level*, Institute of Physics, London (1973).
110. Zatsepin G.T. and Sokolskaya. *Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV*. *Astronomy and Astrophysics*, 458:1–5, (2006).
111. Zatsepin, G. T., Kuz'min, V. A., *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters 4: 78–80, (1966).
112. Малетић Д., Драгић А., Јоковић Д., Бањанац Р., Удовичић В., Веселиновић Н., Аничин И., *Спектрална и временска анализа у дигиталној спектроскопији – развој софтвера и примери*, XXVII Симпозијум ДЗЗСЦГ, Врњачка Бања, Зборник радова, 390-393, (2013).
113. Оже Пјер, *Космички зраци*, Просвета, (1950).

## БИОГРАФИЈА АУТОРА

Никола Веселиновић је рођен 10.11.1976. у Београду, где је завршио основну школу и гимназију.

Завршио је Физички факултет, експериментални смер 2008. године. Исте године уписао докторске студије на истом факултету.

Од 2007. године је радио у Хидрометеоролошком заводу Србије, а од 2011 је запослен на Институту за физику у Земуну у оквиру Нискофонске лабораторије за нуклеарну физику прво као истраживач приправник, а од 2012. године као истраживач сарадник.

Никола Веселиновић је радио на проблемима из области космичког зрачења (Соларна модулација космичких зрака различите енергије, утицај атмосферских параметара на мерење флукса космичког зрачења), ниских активности и фона (космогени радионуклеиди-утицај космичког зрачења на фон, допринос радона фону) и експерименту на уређају Плазма фокус (скалирање приноса неутрона). Био је део је тима из Србије у оквиру SHINE колаборације у CERN-у (2011-2013). Поред овог, Никола Веселиновић је предавао физику по IGCSE програму и IBDP програму у две интернационалне школе. Био је програмски координатор Фестивала науке 2014. године и координатор издања „Српски научници у реци и слици“.

Живи са женом и сином у Београду.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани-а Никола Веселиновић

број уписа 2015/8030

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

"ДЕТЕКЦИЈА ВИШЕСТРУКИХ МИОНСКИХ ДОГАЂАЈА У ПОДЗЕМНОЈ ЛАБОРАТОРИЈИ  
И ЕНЕРГЕТСКИ ЗАВИСНА СОЛАРНА МОДУЛАЦИЈА КОСМИЧКОГ ЗРАЧЕЊА"

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, \_\_\_\_\_

  
\_\_\_\_\_

Прилог 2.

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Никола Веселиновић

Број уписа 2015/8030

Студијски програм Физика високих енергија и нуклеарна физика  
"Детекција вишеструких мионских догађаја у подземној лабораторији и  
Наслов рада енергетски зависна соларна модулација космичког зрачења"

Ментор др Александар Драгић

Потписани Никола Веселиновић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

**Потпис докторанда**

У Београду, \_\_\_\_\_



\_\_\_\_\_

Прилог 3.

## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

“Детекција вишеструких мионских догађаја у подземној лабораторији и енергетски зависна сопарна модулација космичког зрачења”

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

У Београду, \_\_\_\_\_

Потпис докторанда



Aneta Perunović