Uniwersytet Warszawski

Wydział Fizyki

Irena Kopka 215869

Symulacja strumienia promieniowania kosmicznego w układzie gazowych liczników proporcjonalnych

Praca licencjacka na kierunku Fizyka specjalizacja Metody Komputerowe Fizyki

> Praca wykonania pod kierunkiem dr Grzegorza Grzelaka Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych

Warszawa, Wrzesień 2007

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przez mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja praca jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data

Podpis autora pracy

Streszczenie

Niniejsza praca licencjacka powstała w ramach nowego ćwiczenia z cząstek elementarnych na II Pracowni Fizycznej. Ćwiczenie polega na badaniu własności promieniowanie kosmicznego za pomocą proporcjonalnych liczników gazowych. Układ doświadczalny pozwala na badanie natężenia promieniowanie kosmicznego, rozkładów kątowych, dróg jakie cząstki przebywają w gazie.

Głównym elementem pracy jest symulacja Monte Carlo, która odtwarza przebieg doświadczenia. Pracę można podzielić na dwie główne części: pierwsza to opis teoretyczny ćwiczenia zawierająca wiadomości o promieniowaniu kosmicznym, układzie doświadczalnym i generatorze liczb losowych, druga część to praca własna. Znajduje się tu testowanie generatora liczb losowych, opis działania symulacji podzielonej na poszczególne funkcje oraz wyniki i ich omówienie. Przeanalizowano rozkłady prawdopodobieństwa przelotu mionów przez układ doświadczalny, rozkłady akceptowanych kątów zenitalnych θ oraz rozkłady dróg cząstek w gazie.

Praca została stworzona jako pomoc dydaktyczna dla studentów wykonujących ćwiczenie na II Pracowni Fizycznej.

Słowa kluczowe

Promieniowanie kosmiczne, Promieniowanie pierwotne i wtórne, Mion, Kalorymetr BAC, Komora proporcjonalna, Układ wyzwalania, Generator liczb losowych, Symulacja Monte Carlo

Dziedzina pracy (kod wg programu Socrates-Erasmus)

13.2

Tytuł pracy w języku angielskim

Simulation of the cosmic ray flux in the proportional gas chambers.

Spis treści

1	Wstęp 6						
2	Pro	omieniowanie kosmiczne					
	2.1	Natura promieniowania kosmicznego	8				
	2.2	Pierwsze odkrycia	8				
	2.3	Skład promieniowania pierwotnego	10				
	2.4	Widmo energetyczne	11				
	2.5	Skład promieniowania wtórnego	13				
	2.6	Natężenie i energia promieniowania wtórnego	15				
	2.7	Rozkład kątowy	17				
3	Ukł	ad doświadczalny	19				
	3.1	Wprowadzenie	19				
	3.2	Budowa układu	20				
	3.3	Odczyt sygnału	21				
	3.4	Układ wyzwalania	22				
4	Ger	nerator liczb	25				
	4.1	Wprowadzenie	25				
	4.2	Generator o rozkładzie jednostajnym	26				
	4.3	Generator oparty na rejestrach przesuwnych	27				

SPIS TREŚCI

5	Losowanie z dowolnych rozkładów			33
	5.1	Metod	la "hit and miss"	33
	5.2	Metod	la odwracania dystrybuanty	35
6	Opi	s głów	nych funkcji w programie	37
	6.1	Losow	anie płaszczyzn	39
	6.2	Losow	anie wartości poczatkowych	40
	6.3	Konst	rukcja trajektorii i symulacje układu wyzwalania	41
	6.4	Wynik	xi końcowe	42
7	Wy	nik syı	mulacji Monte Carlo i analiza	43
	7.1	Konfig	guracja płaszczyzn: górna z dolną	43
	7.2	Konfig	guracja płaszczyzn: górna z lewą	46
		7.2.1	Konfiguracja płaszczyzn: górna wejściowa katoda '0'	
			oraz pięć katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej	48
		7.2.2	Konfiguracja płaszczyzn: górna wejściowa katoda '2'	
			oraz pięć katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej	51
		7.2.3	Konfiguracja płaszczyzn: górna wejściowa katoda '4'	
			oraz pięć katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej	53
	7.3	Konfig	guracja płaszczyzn: dwóch bocznych- lewej z prawą	55
8	Podsumowanie 6			60

5

Rozdział 1

Wstęp

Przedstawiona praca powstała w ramach projektu nowego ćwiczenia z cząstek elementarnych na II Pracowni Fizycznej, które uruchomione zostało na Wydziale Fizyki UW w 2007 roku. Przedmiotem tego ćwiczenia jest badanie własności promieniowania kosmicznego za pomocą proporcjonalnych liczników gazowych. Układ doświadczalny pozwala na pomiar natężenia promieniowania kosmicznego, na badanie jego rozkładów kątowych, dróg jakie cząstki przebywają w gazie a także studia związane z działaniem detektorów promieniowania jonizującego.

W rozdziale drugim autor wprowadza czytelnika w zagadnia związane z promieniowaniem kosmicznym. Opisano naturę i własności promieniowania kosmicznego z bardziej szczegółowym opisem składowej mionowej.

W rodziale trzecim prezentowany jest układ doświadczalny: budowa i działanie komór proporcjonalnych oraz elektroniczny układ wyzwalania i odczytu. Ta część pracy przygotowana została w oparciu o lekturę materiałów źródłowych.

W dalszej części pracy autor przedstwiawia własne wyniki: opis programu symulacji Monte Carlo który ma za zadanie symulować przebieg doświadczenia. Prezentuje również uzyskane za jego pomocą rezultaty oraz ich dyskusję. We wstępie do tego fragmentu pracy autor omawia część numeryczną: pojęcie generatora liczb losowych oraz generator programowy, który wykorzystuje poźniej w symulacji Monte Carlo. Również w tym rozdziale autor testuje wybrany przez siebie generator.

W rozdziale piątym autor przedstawia metody zmiany postaci funkcji rozkłau gęstości prawdopodobieństwa z jednostajnego na dowolny.

W kolejnym rozdziale autor zapoznaje czytelnika z poszczególnymi funkcjami z jakich składa się cały program. Część ta stanowi rodzaj dokumentacji kodu źródłowego, ułatwiającej zrozumienie programu oraz umożliwiającej jego modyfikacje dla własnych potrzeb.

Program stworzony przez autora można podzielić na trzy główne moduły. Pierwszy generuje trajektorię mionu, drugi symuluje prowadzenie mionu przez detektor (*tracking*), ostatni to narzucanie warunków układu wyzwalania (*trigger*). Szczegółowy opis programu znajduje się w rozdziale szóstym.

W rozdziale siódmym autor prezentuje wyniki oraz analizuje otrzymane dane. Rozdział zamykający podsumowuje całą pracę i otrzymane rezultaty.

Rozdział 2

Promieniowanie kosmiczne

2.1 Natura promieniowania kosmicznego

Promieniowanie kosmiczne to strumień cząstek docierający do Ziemi z przestrzeni kosmicznej. Dzielimy je na dwa rodzaje: **promieniwanie pierwotne** i **promieniowanie wtórne**. Promieniowanie pierwotne obserwowane jest powyżej atmosfery ziemskiej, jego głównym źródłem są: centrum Galaktyki, obiekty pozagalaktyczne (np. otoczki gwiazd supernowych) oraz niskoenergetyczna składowa słoneczna. Drugi rodzaj promieniowania to promieniowanie wtórne, w którego skład wchodzą cząstki powstałe wskutek zderzeń w atmosferze promieniowania pierwotnego z jądrami atomów. Do powierzchni Ziemi dociera praktycznie tylko promieniowanie wtórne (nie licząc bardzo słabo oddziałujących neutrin z promieniowania pierwotnego).

2.2 Pierwsze odkrycia

Promienie kosmiczne odkryto przypadkowo przy okazji badania przewodności elektrycznej oraz stanu naelektryzowania atmosfery. Prowadzono badania związane z stratą ładunku elektrycznego jakich doznaje doskonale odizolowany elektroskop umieszczony wewnątrz osłony metalowej. Podczas takich badań (1900 r.) J.Elster i H.Geitel zauważyli istnienie nieznanego źródła jonów w powietrzu. Do podobnych wniosków doszedł C.T.R Wilson analizując wyniki badań wykonanych za pomocą komory jonizacyjnej. Nowe promieniowanie według Wilsona musiało przenikać przez grube warstwy materiału. Te obserwacje potraktowano jako odkrycie nowego niezbadanego jeszcze promieniowania. Początkowo wiązano je ze skorupą ziemską i atmosferą. Postawiono tezę, że wpływ jonizującego promieniowania powinien być mniejszy wraz z oddaleniem się od powierzchni Ziemi [1]. W 1911 r., 1912 r. oraz 1913 r. profesor V.F Hess odbył wiele podróży balonem (do wysokość 5km), mierzac w trakcie lotu tempo rozładowywania się elektroskopu. Ku swojemu zdziwieniu zauważył przy wznoszeniu, że wraz z wzrostem wysokości elektroskop rozładowywał się coraz szybciej, a zatem tempo jonizacji powietrza wzrastało wraz z wysokością. Na podstawie obserwacji stwierdził, że przenikliwe promieniowanie przychodzi do nas z kosmosu [2]. Nazawno je promieniowaniem wysokościowym, dopiero później zmieniono nazwę na kosmiczne.

W latach 1925-1965 odkryto we wtórnym promieniowaniu kosmicznym wiele cząstek elementarnych: pozytrony e^+ , miony μ^+, μ^- mezony π^0 , naładowane piony π^+ , π^- , kaony K^0, K^{\pm} , hiperony Λ i wiele innych.

Mion odkryto w 1937 roku za pomocą komory mgłowej. Początkowo omyłkowo identyfikowano go z cząstkami Yukawy (bozonami przenoszącymi oddziaływania jądrowe). Problem ten rozwiązano w 1946 r. doświadczeniem polegającym na sprawdzeniu czy cząstki te podlegają absorpcji przez jądra atomowe (czego oczekiwano po nośnikach oddziaływań jądrowych). Okazało sie jednak, że miony rozpraszają się na jądrach co zaprzeczyło postulatowi o tym, że są to cząstki Yukawy. Miony mają średni czas życia około 2200 ns. Jeśli dodatkowo mają dużą energię to część z nich dociera do poziomu morza, pozostałe rozpadają się w locie: $\mu^{\pm} \rightarrow \stackrel{(-)}{\nu_{\mu}} + e^{\pm} + \stackrel{(-)}{\nu_{\mu}} [3].$

W 1947 r. odkryto piony dzięki specjalnym emulsjom jądrowym, składającym się z mikrokrzyształków bromku srebra zawieszonych w żelatynie. Jonizujące cząstki pozostawiają ukryte ślady w kryształach podczas lotu przez nie, ślady te można zobaczyć po wywołaniu i utrwaleniu pod mikroskopem jako czarne linie. Czułość tych emulsji nie pozwalała na rejestrowanie elektronów z rozpadu mionów. Pomimo to zaobserwowano charakterystyczne załamania wzdłuż toru. Po bliższej analizie okazało, że produktem rozpadu nowej cząstki jest mion. Piony powstają w wyniku zderzeń protonów promieniowania kosmicznego z jądrami atomów w atmosferze. Niemal wszystkie piony naładowane rozpadają się w locie (w stratosferze) na miony i neutrina $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \stackrel{(-)}{\nu_{\mu}}$. Obojętny pion rozpada się w procesie : $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ z bardzo krótkim czasem życia ($10^{-16}s$) i jest źródłem kaskad elektromagnetycznych. Piony neutralne odkryto za pośrednictwem analizy ich rozpadu [3].

2.3 Skład promieniowania pierwotnego

Wśród cząstek promieniowania kosmicznego najliczniejsze są protony - jądra atomów wodoru (ok. 90%) i jądra helu (ok. 9%) (Rys. 2.1) [4]. Resztę stanowią jądra cięższych pierwiastków, praktycznie wszystkich z układu okresowego. Strumień ciężkich jąder szybko spada wraz ze wzrostem masy jądra. W promieniowaniu komicznym można zaobserwować również elektrony, pozytrony i antyprotony. Stanowią one znikomą część całkowitego strumienia promieni kosmicznych docierających do atmosfery. Do Ziemi docierają także pierwotne fotony gamma oraz neutrina.



Rysunek 2.1: Skład części korpuskularnej pierwotnego promieniowania kosmicznego [4].

Pierwotne promieniowanie kosmiczne, zwłaszcza jego naładowana składowa jest izotropowa. Związane jest to z mnogością jego źródeł i oddziaływaniem z polem magnetycznym w przestrzeni międzygwiezdnej, które zmienia kierunek lotu cząstek naładowanych. Uniemożliwia to ustalenie kierunku ich źródła. Wyróżnienie kierunków obserwacyjnych jest czasem możliwe dla cząstek neutralnych, ponieważ poruszają sie one wyłącznie po liniach prostych (ściśle po liniach "geodezyjnych").

2.4 Widmo energetyczne promieniowania pierwotnego

Promieniowanie kosmiczne składa się z przenikliwych cząstek o energiach od 10^7 do 10^{20} eV. Promieniowanie pierwotne o niższych energiach "wy-miantane" jest poprzez wiatr słoneczny na peryferiach Układu Słonecznego w miejscu gdzie gęstości promieniowania i wiatru wyrównują się.

Wiatr słoneczny, którego źródłem jest promieniowanie korpuskularne Słońca (Rys. 2.2), wybiega ze Słońca z prędkością od 1000 do 3000 km/s. Energia

tych cząstek jest niewielka, po wtargnięciu w atmosferę Ziemską powodują wzmożoną jonizację atmosfery (zorze polarne) i zakłócenia ziemskiego pola magnetycznego [5].



Rysunek 2.2: Schemat powstawiania strumieni wiatru słonecznego [5].

Cząstki nadlatujące z kosmosu mają bardzo wysokie energie. Niektóre z nich stanowią najbardziej energetyczne cząstki obserwowane w przyrodzie ($\sim 10^{20}$ eV). Promieniowanie kosmiczne ma ogromny zakres energetyczny. Jego widmo energetyczne rozciąga się na kilkanaście rzędów wielkości. Całkowity strumień cząstek promieniowania kosmicznego padający na górne warstwy atmosfery Ziemi jest rzędu 1000 cząstek/ m² w ciągu sekundy.

Natężenie promieni kosmicznych można opisać potęgową zależnością od energii $E^{-\gamma}$. Przy energiach 10^{15} - 10^{16} eV obserwuje się zmianę wykładnika potęgowego γ tzw. "kolano", takie załamanie widma energetycznego najprawdopodobniej jest związane z własnościami źródeł promieni kosmicznych lub procesów ich akceleracji i propagacji (Rys. 2.3).

Oprócz "kolana" w wykresie widma można zaobserwować także "stopę", która jest wypłaszczeniem widma dla największych energii. Cząstki o jeszcze większych energiach nie mogą poruszać się bez przeszkód w przestrzeni kosmicznej. Wszechświat nie jest dla nich "przezroczysty". Protony o energiach



Rysunek 2.3: Widmo energetyczne pierwotnego promieniowania kosmicznego [4].

 $5*10^{19}~{\rm eV}$ i większych, mogą oddziaływać z fotonami tła mikrofalowego, mają dostatecznie dużo energii w układzie środka masy aby wyprodukować mezon $\pi^0: \ p+\gamma \to \Delta^+ \to p+\pi^0 \ . \ {\rm Proces \ ten \ degraduje \ energię \ protonu}.$

Rysunek 2.4 przedstawia widma energetyczne kilku wybranych jąder. Wykres przedstawiony w zakresie energii poniżej 10^{14} eV, maksimum natężenia widać przy energii około 10^9 eV/nukleon. Ze wzrostem energii obserwuje się monotoniczny spadek natężenia z potęgową zależnością od energii I $\sim E^{-\gamma}$. Dla różnych jąder potęgowy spadek widma ma ten sam wykładnik równy $\gamma \sim 2.7$. Natężenia widm szybko spadają wraz ze wzrostem masy jąder promieni kosmicznych.

2.5 Skład promieniowania wtórnego

Promieniowanie pierwotne pada na zewnętrzną warstwę atmosfery ziemskiej wywołując w procesach zderzeniowych z atomami atmosferycznymi strumień promieniowania wtórnego. Jedna wysokoenergetyczna cząstka promienio-



Rysunek 2.4: Widmo energetyczne wybranych jąder obserwowanych w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym[4].

wania pierwotnego może spowodować powstanie setek a nawet tysięcy cząstek promieniowania wtórnego. Kolejne oddziaływania wysokoenergetycznych cząstek i cząstek wtórnych tworzą w zależności od rodzaju padających cząstek tak zwane kaskady hadronowe i kaskady elektromagnetyczne. Kaskady hadronowe wywołane są przez zderzenia hadronu z jądrami atomów w ośrodku, powoduje to powstanie wtórnych hadronów, cząstkami dominującymi są mezony π^+,π^-,π^0 . Mezony π^+,π^- żyją dostatecznie długo i jeśli mają dostatecznie dużą energię to zderzają się one z jądrami atomów produkując nowe hadrony zgodnie z zasadą zachowania energii, pędu i ładunku. Przy dużych energiach proces ten powtarza się co prowadzi do powstania kaskady hadronowej. Często kaskady te powiązane są z kaskadami elektromagnetycznymi dodatkowo towarzyszą im składowe mionowe i neutrinowe. Jest to efektem pojawienia się cząstek niestabilnych rozpadających się na neutrina, kwanty gamma, elektrony i miony. Przy dużych energiach hadronu pierwotnego powstaje dużo pionów neutranych co powoduje rozwój kaskad elektromagnetycznych rozwijających się w pobliżu osi kaskady hadronowej. Mezony neutralne π^0 rozpadają się szybko na fotony, tworzące następnie pary elektron-pozytron. Powstały elektron bądź pozytron wysyła foton, wywołując kolejne procesy produkcji par. W każdej takiej reakcji ulegają zmniejszeniu energie produktów. Kaskada zanika, gdy energia jest niewystarczająca na wywołanie kolejnego procesu produkcji [1].

W składzie promieniowania wtórnego obserwowanego przy powierzchni Ziemi dominują: miony μ^+, μ^- i elektrony e^+, e^- oraz fotony gamma, obserwuje się także mezony π^+, π^- i niewielką domieszkę protonów. Historycznie promieniowanie wtórne dzieli sie na dwie składowe. Pierwsza zwana *twardą* składa się z mionów, powstałych wskutek rozpadu pionów. Druga *miękka* składowa promieniowania kosmicznego tworzona jest z par elektron-pozytron [6]. Miony to około 70% wszystkich cząstek dolatujących do powierzchni Ziemi. W strumieniu mionów dominujące są miony dodatnie μ^+ , stosunek natężenia $\mu^+/\mu^- \sim 1.35$ [8]. Wynika to z faktu że pierwiastki promieniowania kosmicznego składają się w większości z cząstek dolatnich zderzających się z dodatnimi jądrami atmosfery.

2.6 Natężenie i energia promieniowania wtórnego

Natężenie promieniowania wtórnego zależy od wysokości nad poziomem morza. Pierwsze badania dotyczące tego zagadnienia miały miejsce w 1948 r [6]. Poza granicami atmosfery natężenie promieniowania jest stałe, jest to jeszcze promieniowanie kosmiczne pierwotne. Przy ~ 40 km następuje wzrost natężenia, zaczynają rozwijać się kaskady hadronowe (Rys. 2.5). Na wysokości ok. 20 km obserwujemy maksimum rozwóju kaskad. Następnie natężenie opada wraz ze zbliżaniem się do powierzchni Ziemi, na wysokościach tych



Rysunek 2.5: Zależność szybkości zliczeń cząstek promieniowanie kosmicznego od wysokości nad poziomem morza[1].

obserwujemy głównie długo żyjące produkty rozpadów. Natężenie mionów na poziomie morza wynosi ok. 200 cząstek na 1 metr kwadratowy w ciągu sekundy.

Średnia energia mionów docierająca do Ziemi wynosi ~ 4GeV. Miony podczas swojej drogi przez atmosferę tracą część swojej energii. Widmo energetyczne mionów poniżej 1 GeV jest prawie płaskie, następnie opada stopniowo odzwierciedlając charakter widma pierwotnego promieniowania kosmicznego ($\propto E^{-2.7}$) w zakresie enegii 10-100GeV [8].

2.7 Rozkład kątowy

Intensywność strumienia mionów na powierzchni Ziemi może być oszacowana z intensywności produkcji mionów w atmosferze oraz tempa tracenia energii. Strumień mionów docierający do powierzchni Ziemi posiada rozkład kątowy

$$\vec{dj} \sim \cos^2\theta \vec{e_r} d\Omega dS dt \tag{2.1}$$

na jednostkę kąta bryłowego (Ω), powierzchni (S) i czasu (t), gdzie \vec{e}_r jest wersorem skierowanym wzdłuż kierunku obserwacji, a kąt θ liczony jest względem osi pionowej (Rys. 2.6). Jest to charakterystyczne dla mionów o energii $\geq 3GeV$. Dla mniejszych energii rozkład kątowy staje się bardziej ostry. Zależność kątowego rozkładu strumienia promieniowania kosmicznego jest proporcjonalna do $\cos^2 \theta$ i związana jest z silniejszym pochłanianiem cząstek pokonujących dłuższą drogę w atmosferze. Natomiast dla dużych energii (



Rysunek 2.6: Kątowy rozkład mionów z promieniowania kosmicznego przy powierzchni Ziemi.

 $> 1 {\rm TeV})$ rozkład kątowy zbliża się do $\sim \frac{1}{\cos(\theta)}.$ Miony o tak duży energiach

stanowią bardzo mały ułamek całkowitego strumienia mionów i obserwowane są zazwyczaj z kierunków bliskich do horyzontu ($\theta \ge 70^{\circ}$). Wysokoenergetyczne piony, które przebywają dłuższą drogę przez rzadsze warstwy atmosfery (większy kąt θ), statystycznie częściej rozpadają się w locie na miony i neutrina niż zderzają się z innymi jądrami (rys 2.7). Powstały w tym rozpadzie mion dziedziczy wysoką energię pionu.



Rysunek 2.7: Schemat drogi pionów i powstałych z ich rozpadów mionów dolatujących do powierzchni Ziemi.

Piony wyprodukowane w kierunkach bliskich pionu $\theta \approx 0^{\circ}$ szybko wlatują w gęstsze warstwy atmosfery. Bardzo szybko zaczynają się zderzać z jądrami atomów, co powoduje powstawanie wtórnych pionów. Piony przechodzące przez gęstą atmosferę z większym prawdopodobieństwem uczestniczą w kolejnych zderzeniach niż rozpadają się. Dopiero kolejna generacja pionów rozpada się powodując powstanie mionów o niższych energiach.

Rozdział 3

Układ doświadczalny

3.1 Wprowadzenie

W latach 1984-1992 w Ośrodku Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego (DESY, Hamburg) powstał pierwszy na świecie akcelerator kołowy przeciwbieżnych wiązek elektronów i protonów (HERA).

Aby w pełni wykorzystać możliwości nowego akceleratora zbudowano przy nim nowoczesne detektory, dzięki którym można rejestrować produkty zderzeń elektronów i protonów. Jednym z takich urządzeń był detektor ZEUS, złożony z wielofunkcyjnych podzespołów. Jedną z części detektora jest kalorymetr BAC zbudowany przez zespół z Instytutu Fizyki Doświadczalnie Uniwersytetu Warszawskiego i Akademii Górniczo-Hutniczej z Krakowa służący do pomiaru energii cząstek i identyfikacji mionów.

3.2 Układ doświadczalny do obsewacji promieniowania kosmicznego

Układ zbudowany jest z 24 aluminiowych komór kalorymetru BAC o długości 2.5 metra. Każda komora podzielona jest na osiem cel. W środku każdej z nich znajduje się drut anodowy o średnicy 50 μm . Wszystkie cele przykryte



Rysunek 3.1: Schemat budowy komory kalorymetru BAC[9].

są od góry pięcioma płaszczyznami katodowymi o wymiarach 50 cm \times 13.5 cm (Rys. 3.1). Komory rozmieszczone są w czterech podwójnych płaszczyznach o wymiarach 2.5 m \times 0.405 m ustawionych w czworobok (Rys. 3.2). Sąsiednie katody z trzech komór należących do tej samej płaszczyzny połączone są galwanicznie i posiadają wspólny odczyt. Najmniejsza aktywna powierzchnia, z której dokonuje się odczytu posiada wymiary 50 cm \times 40.5 cm.



Rysunek 3.2: Schemat układu pomiarowego.

3.3 Odczyt sygnału

Pomiędzy druty anodowe i płaszczyzny katodowe przyłożone jest napięcie o wartości ~ 2000 V. Wnętrze komory wypełnione jest mieszanką argonu (87% Ar) i dwutlenku węgla (13% CO_2). Przechodząc przez gaz wypełniający komorę cząstka naładowana jonizuje go, powstały ładunek ujemny porusza się w kierunku drutu. Wokół drutu znajduje się silne pole elektryczne (o natężeniu $\vec{E} \sim \frac{1}{\rho} \vec{e_{\rho}}$ gdzie ρ jest odległością od drutu) które przyspiesza elektrony powodując wtórną lawinową jonizację cząstek ośrodka. Zjawisko to nazywamy wzmocnieniem gazowym. Współczynnik powielania ładunku wynosi około $10^4 - 10^5$. Amplituda sygnału na wyjściu z przedwzmacniacza jest rzędu 20-50 mV. Impulsy pochodzące z danej grupy drutów lub płaszczyzn

katodowych są sumowane i podawane na układ kształtujący (*shaper*), który zmienia sygnał ładunkowy na impuls napięciowy. Sygnał transmitowany jest następnie kablem o długości 1-2 m do ośmiobitowego próbkującego przetwornika analogowo-cyfrowego FADC (*Flash Analog to Digital Converter*), który pracuje z częstością 10 MHz. FADC przekazuje dane do bufora cyklicznego *pipline*. Po pozytywnej decyzji układu wyzwalania dane odczytywane są i zapisywane na dysku komputera PC (Rys. 3.3).



Rysunek 3.3: Schemat odczytu pojedynczego toru energetycznego.

3.4 Układ wyzwalania

Układ wyzwalania (trigger) jest układem decyzyjnym. Sygnał pochodzący z detektora po digitalizacji jest przesyłany do bufora *pipeline*, będącej pamięcią typu FIFO (*"First In First Out"*). Przechowuje ona informacje o sygnale przez czas $3.2 \ \mu s$ (bufor ten posiada $32 \ komórki$ pamięci i taktowany jest zegarem o okresie 100 ns). Wyróżnione dwa kanały FADC sprzężone są z układem wyzwalania, który w tym czasie podejmuje decyzje o zaakceptowaniu bądź odrzuceniu przypadku. Na pierwszym etapie znajdowane są lokalne



Rysunek 3.4: Schemat pełnego układu wyzwalnia i odczytu.

maksima sygnałów (LMF *Local Maximum Finder*). Jeśli sygnał spełnia warunek :

$$\begin{cases}
A_{in}(i-1) < A_{in}(i) >= A_{in}(i+1) & \text{to } A_{out}(i) = A_{out}(i+1) = A_{in}(i) \\
\text{w przeciwnym razie} & A_{out}(i) = 0
\end{cases}$$
(3.1)

gdzie i -chwila czasowa (numer taktu zegara). Powyższy warunek zapewnia wyrównywanie ewentualnych różnic czasowych pojawiania się obu sygnałów. Za układem znajdującym lokalne maksima znajduje się komparator. Jest to prosty układ porównujący, który porównuje sygnał z zadanym progiem. Sygnał zarejestrowany jednocześnie w obu kanałach o wartości wyższej niż zadane progi komparatorów powoduje powstanie na wyjściu jedynki logicznej. Przypadki o pozytywnej decyzji wstrzymują nabór nowych danych do pamięci bufora. Wynik jest przepisywany do podłączonego do układu komputera PC. W przeciwnym razie z FADC do *pipline* dostarczane są nowe dane. Wybierając grupy katod bądź płaszczyzn drutów anodowych podłączonych do obu wejść układu wyzwalania można w szerokim zakresie zmieniać zakres kątowy mionów akceptowanych przez układ pomiarowy.

Rozdział 4

Generator liczb losowych i pseudolosowych

4.1 Wprowadzenie

Generatory mechaniczne są jednymi z najprostszych generatorów, przykładem generatora dwustanowego może być np. rzut monetą ("orzeł", "reszka"). Można z nich korzystać tylko przy losowaniu niedużych próbek. Buduje się także generatory fizyczne współpracujące z komputerem wykorzystujące różne procesy fizyczne np. promieniotwórczością naturalną . Przy tego typu konstrukcjach pojawia sie problem niestabilności, która spowodowana jest zmianą warunków fizycznych. Zmiany te pociągają za sobą zmiany we własnościach losowanych liczb. Potrzeba w związku z tym kolejnych urządzeń do testowania i korygowania wyniku. Problemy tego typu były motorem do poszukiwania nowych rozwiązań. Zaowocowało to generatorami programowymi. Generatory programowe nie są w pełni losowe. Nazywane są generatorami liczb pseudolosowych. Ponowne uruchomienie generatora pseudolosowego, z tymi samymi wartościami początkowymi jego parametrów, daje ciąg tych samych liczb. Posiada on również skończony okres, po pewnym czasie sekwencja generowanych liczb zaczyna się powtarzać.

4.2 Generator o rozkładzie jednostajnym

Generator zazwyczaj losuje liczby całkowite z przedziału [0,N), prawdopodobieństwo wylosowania każdej liczby jest równe i wynosi $P = \frac{1}{N}$. Zwykle normuje się wartość zmiennej losowej, aby otrzymać liczby z przedziału [0,1). Są to tak zwane generatory "płaskie" (o rozkładzie jednostajnym na odcinku jednostkowym).

Za pierwszy algorytm generatora progamowego liczb losowych uznaje się tzw. *algorytm kawdratowy* von Neumanna (1951). Podstawą tego algorytm było losowanie N-cyfrowych nieujemnych całkowitych liczb losowych, dzięki formule :

$$X_n(liczba\ losowa) = f(X_{n-1}). \tag{4.1}$$

Funkcja f oznacza obliczenie kwadratu liczby X_{n-1} i dopisywanie zer przed otrzymaną liczbą tak aby wyniku dostać liczbę 2N-cyfrową. Liczba X_n to N środkowych cyfr z otrzymanej wcześniej liczby. Generator ten miał wadę: otrzymujemy krótką tablicę liczb losowych czyli generator miał krótki okres. Okres generatora definiuje się ogólnym wzorem:

$$X_i = X_{i+jP} \quad j=1,2....$$
 (4.2)

gdzie P jest najmniejszą liczbą dla której sekwencje X_i zaczynają się powtarzać. Okres generatora nie może być za krótki, ponieważ nie będzie wtedy "gęsto" zapełniał przedziału [0,1). Ponadto wylosowany ciąg powinien być ciągiem niezależnych zmiennych losowych o rozkładzie jednostajnym. Ich średnia powinna wynosić 0.5, a wariancja $1/\sqrt{12}$. Pomysł von Neumanna był wykorzystywany w dalszych pracach nad stworzeniem generatora liczb losowych. Większość obecnie stosowanych algorytmów opiera się na tym, że każdy element ciągu liczb losowych jest obliczeniową formuła matematyczną powiązaną z pewną liczbą poprzednich elementów. Najpopularniejsze z nich to: generator liniowy, generator Fibonacciego, generatory nieliniowe czy oparte na rejestrach przesuwnych i na mnożeniu z przeniesieniem [11].

4.3 Generator oparty na rejestrach przesuwnych

W prezentowanej pracy wykorzystywany jest jeden z wariantów generatora liczb pseudolosowych opartego na rejestrach przesuwnych. Dany jest ciąg :

$$b_i = (a_1 b_{i-1} + \dots + a_k b_{i-k}) \mod 2 \tag{4.3}$$

gdzie $i=k+1,k+2,..., a_1, a_2....a_k$ to stałe binarne (0 lub 1), b_1, b_2,b_k jest ciągiem inicjującym. Ciąg ten można przedstawić za pomocą bramki logicznej xor zwanej różnicą symetryczną. Działanie tego operatora zdefiniowane jest w poniższej tabelce:

a	b	a xor b
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

$$a \ xor \ b = (a+b)mod \ 2 \tag{4.4}$$

Ciąg takich bitów jest ciągiem okresowym. Maksymalny okres
 wynosi $2^k-1.$

ROZDZIAŁ 4. GENERATOR LICZB

Jednym z prostszych generatorów opartych na rejestrach przesuwnych do wygenerowania liczb z przedziału [0,1) polega na konstrukcji (w zapisie dwójkowym):

 $U_i = \sum_{j=1}^{L} 2^{-j} b_{is+j} = 0.b_{is+1}....b_{is+L}, \ i = 0, 1, 2....$ gdzie : s- ustalona liczba dodatnia $s \leq L$. Pracą nad tym generatorem zajmował się Tausworth i jest nazywany generatorem Tausworth'a.

Autor pracy używa implementacji takiego generatora w programie komputerowym, który jest tematem tej pracy. Okres wybranego generatora wynosi $3 * 10^{26}$. Generator inicjujemy poprzez procedurę init(), w którym zmiennymi są trzy nieujemne liczby całkowite podane przez użytkownika. Liczby muszą spełniać warunek : $s1 < 2^{28}, s2 < 2^{29}, s3 < 2^{31}$. Generator wywoływany jest funkcją combT(). Autor pracy przeprowadził kilka prostych testów sprawdzający czy wygenerowane przez ten generator liczby są losowe. Pierwszy polegał to na wylosowaniu pary liczb z przedziału [0,1) rysunek (4.1) i sprawdzeniu na wykresie czy są między nimi jakieś korelacje.

Drugi test polegał na sprawdzeniu czy dany ciąg liczb podlega rozkładowi płaskiemu. Do sprawdzenia zgodności autor wykonał test χ^2 zdefiniowany wzorem :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{O_i - E_i}{\sigma_i}\right)^2 \tag{4.5}$$

gdzie O_i to wartość mierzona (generowana), E_i - wartość teoretyczna, σ błąd pomiaru, *n* - liczba pomiarów. Często wynik tego testu podawany jest na ilość stopni swobody. W tym przykładzie wynosi $\chi^2/NDF = 1.05$ (rys 4.2).

Autor przetestował także wartości średnie(wzór 4.6) i dyspersje (wzór 4.7) dla różnych wartości parametrów początkowych inicjujących generator liczb



Rysunek 4.1: Wylosowane tysiąc punktów za pomocą używanego generatora. Prosty test korealacji.

pseudolosowych:

$$\overline{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} x_i \tag{4.6}$$

$$\sigma^{2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} (x_{i} - \overline{x})^{2}$$
(4.7)

Wyniki wartości średnich prezentuje rysunek 4.3, wykonano test χ^2 otrzymano: $\chi^2/NDF=1.04.$

Autor pobrał implementacje generatora combT() z książki zamieszczonej w literaturze [11] i zamieścił ją na końcu pracy jako załącznik.



Rysunek 4.2: Histogram (szerokość binu 0.01) wylosowanych stu tysięcy liczb z genratora combT() unormowanych wraz z krzywą teoretyczną y=1.



Rysunek 4.3: Wartości średnich z siedmiu tysięcy punktów dla różnych paramterów początkowych generatora liczb pseudolosowych wraz z krzywą teoretyczną y =0.5. Rysunek 4.4 prezentuje wyniki dyspersji dla różnych parametrów początkowych generatora liczb pseudolosowych. Wartości parametrów dla do fitowanej krzywej y=ax+b teoretycznej wynoszą : $a=-1.29 * 10^{-7} \pm 2.73 * 10^{-6}$, $b=0.2889 \pm 0.0002$ (dla porównania $\frac{1}{\sqrt{12}}=0.2887$).



Rysunek 4.4: Dyspersja z siedmiu tysięcy punktów dla różnych parametrów początkowych generatora liczb losowcyh wraz z dofitowaną krzywą teoretyczną

Rozdział 5

Losowanie z dowolnych rozkładów prawdopodobieństwa

Znormalizowane generatory programowe losują liczby pseudolosowe z rozkładu jednostajnego na przedziale [0,1). Można uogólnić przedział losowania z rozkładu jednostajnego na dowolny przedział [a,b) o granicach a i b. Zmianę granic przedziału wyraża wzór (5.1).

$$x = (b-a) * UNIFO() + a \tag{5.1}$$

gdzie a,b -granice przedziału, UNIFO- generator liczb losowych z rozkładu jednostajnego [0,1).

Istnieją różne sposoby na zmianę postaci funkcji rozkładu gęstości prawdopodobieństwa z którego losujemy. Autor przedstawia dwie metody, których sam używał w pracy.

5.1 Metoda "hit and miss"

Metoda zwana jest też metodą eliminacji von Neumanna. Stosując tę metodę należy najpierw określić dziedzinę i obraz funkcji. Możliwa jest do zastosowania tylko dla funkcji posiadających skończoną dziedzinę i ograniczony zbiór wartości. Metoda "hit and miss" polega na losowaniu punktu o współrzędnych $x \in (x_{min}, x_{max}), y \in (y_{min}, y_{max})$. Współrzędne (x, y) losujemy z rozkładu płaskiego. Po wylosowaniu punktu (x, y) sprawdzamy czy zachodzi warunek:

$$y \le f(x),\tag{5.2}$$

gdzie f() jest nowym rozkładem.



Rysunek 5.1: Przykładowa ilustracja działania metody eliminacji von Neumanna.

Jeśli nierówność (5.2) jest prawdziwa to akceptujemy daną wartość zmiennej losowej x, jeśli nie to wracamy do ponownego losowania.

Autor użył tej metody do losowania przykładowego rozkładu kątowego o postaci:

$$f(x) = 3 * sin(x) * cos(x) * cos(x)$$

$$(5.3)$$

Z wylosowanych punktów utworzono histogram przedstawiony na rysunku (Rys. 5.2).



Rysunek 5.2: Histogram (szerokość binu 0.01) miliona punktów wylosowanych metodą *"hit and miss"* wraz z błędami i nałożoną funkcją rozkładu.

Wartość testu $\chi^2/NDF = 0.91$ dla omawianego przykładu. Wynik ten oznacza, że wartości teoretyczne i wygenerowane są zgodne.

5.2 Metoda odwracania dystrybuanty

Dystrybuanta \mathbf{F} jest to całka z gęstości prawdopodobnieństwa od wartości minimalnej do zadanej (5.4), jest zawsze niemalejąca i ciągła [12].

$$F(x) = \int_{-\infty}^{x} f(x)dx \tag{5.4}$$

Funkcja odwrotna do dystrybuanty $F^{-1}(x)$ ma dla dowolnego rozkładu f(x) rozkład płaski na przedziale [0,1). Losowanie tą metodą przebiega następująco: losujemy punkt $y \in [0, 1)$ z rozkładu płaskiego a następnie obliczamy



Rysunek 5.3: Histogram o szerokości binu 0.01 wylosowanego miliona punktów metoda odwracania dystrybuanty (wraz błędami) z dopasowaniem krzywej rozkładu.

wartość $F^{-1}(y)$ i otrzymujemy nowy punkt x pochodzący z zadanego rozkładu. Metoda ta też posiada swoje ograniczenia, funkcje F(x)i $F^{-1}(x)$ nie zawsze dają sie wyrazić poprzez funkcje elementarne.

Na rysunku (5.3) przedstawiono histogram badanego rozkładu, wraz z błędami oraz krzywą teoretyczną. Test zgodności dla tej metody wynosi $\chi^2/NDF=1.04$.

Rozdział 6

Opis głównych funkcji w programie

Program jest symulacją Monte Carlo opisującą przechodzenie strumienia promieniowania kosmicznego przez płaszczyzny detektora. Symulacja ta ma za zadanie numeryczne odwzorowanie zjawiska zachodzącego w naturze. Program losuje płaszczyznę wejścia cząstki, a następnie współrzędne x_{in}, y_{in}, z_{in} na płaszczyźnie. Następnie losuje kąty: θ i ϕ , które wyznaczają kierunek lotu cząstki. Znając te parametry program wyznacza trajektorię cząstki. Jeśli trajektoria mionu przetnie się z dwiema płaszczyznami, przypadek zostaje przekazany dalej do kolejnej procedury, gdzie nakładane są warunki układu wyzwalania (*trigger*). Wynikiem programu jest tablica prawdopodobieństw, opisująca ułamek całkowitego strumienia promieniowania kosmicznego rejestrowanego przez wybrane pary płaszczyzn katodowych. Rysunek (Rys. 6.1) przedstawia schemat blokowy działania programu.



Rysunek 6.1: Schemat blokowy programu.

6.1 Losowanie płaszczyzn

Pierwszą funkcją w programie jest losowanie płaszczyzny wejścia (los_ plane()). Mion nadlatujący z góry może przelecieć przez jedną z trzech płaszczyzn (górna, boczną lewą lub prawą)(Rys. 6.2).

Na jednostkową płaszczyznę poziomą pada cztery razy więcej mionów niż na płaszczyzny pionowe boczne (licząc tylko jedną ich stronę), wynika to ze stosunku całkowania strumienia cząstek (wzór 6.5). Strumień cząstek wyraża się wzorem:

$$I = \int \vec{j} \vec{n} d\Omega \quad , \tag{6.1}$$

gdzie \vec{n} jest wersorem prostopadłym do płaszczyzny, \vec{j} (wzór 2.1)jest proporcjonalny do $\vec{e_r}$, który jest wersorem skierowanym wzdłuż kierunku obseracji. Wersory \vec{n} i $\vec{e_r}$ dla poszczególnych płaszczyzn przedstawią się następująco:

dla wszystkich płaszczyzn: $\vec{e_r} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$

płaszczyzna górna: $\vec{n} = (0, 0, 1)$ (6.2)

płaszczyzny boczne (lewa, prawa): $\vec{n} = (\mp 1, 0, 0)$

Stąd wzory opisujące strumień przechodzący przez poszczególne jednostkowe płaszczyzny dane są przez:

płaszczyzna górna:
$$I_1 = \int_0^{\pi/2} \cos^3 \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi$$
 (6.3)

płaszczyzna boczna prawa:
$$I_2 = \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin^2 \theta d\theta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos \phi$$
 (6.4)

$$\frac{I_1}{I_2} = 4$$
 (6.5)

Obie boczne ściany bombardowane są z takim samym prawdopodobieństwem. Płaszczyzny mają równe pola powierzchni, całka po powierzchni wynosi dla każdej ściany tyle samo. Prawdopodobieństwo przelotu mionów przez płaszczyzny wyraża się stosunkiem 4:1:1 (górna, boczna lewa, boczna prawa). Dla celów generacji w programie przekształcamy stosunek na prawdopodobieństwo. Prawdopodobieństwo wylosowania górnej płaszczyzny wynosi 4/6, a pozostałych 2/6 (1/6 dla bocznej prawej i 1/6 dla bocznej prawej).

6.2 Losowanie punktów początkowych, kąt
a φ i kąta θ

Autor wprowadził prawoskrętny układ współrzędnych, którego początek znajduje się w lewym dolnym rogu układu pomiarowego (Rys. 6.2). Następne



Rysunek 6.2: Graficzne przedstawienie umiejscowienia początku układu współrzędnych oraz schemat przyjętych oznaczeń płaszczyzn w programie i numeracja płaszczyzn katodowych.

funkcje w programie odpowiadają za wylosowanie punktów początkowych, kąta θ i kąta φ . Zakresy współrzędnych punktów początkowych (x_{in}, y_{in}, z_{in}) zależą od płaszczyzny którą wylosowano (jedna ze współrzędnych jest zawsze ustalona). Losujemy je z rozkładów jednostajnych.

Zakres kątów φ również zależy od płaszczyzny. Funkcja losująca kąty φ w programie nazywa się **rand_phi**. Kąt φ dla górnej płaszczyzny losujemy z rozkładu płaskiego z przedziału $\varphi \in (0, 2\pi)$, a dla bocznych z rozkładu $\sim \cos \varphi$ wzór (6.4) z przedziałów: dla płaszczyzny prawej $\left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right)$, a dla lewej $\left(\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\right)$.

Losowanie kątów θ wykonuje funkcja rand_teta() z rozkładu ~ $\cos^3 \theta sin\theta$ (dla płaszczyzny górnej) oraz z rozkładu ~ $\cos^2 \theta \sin^2 \theta$ (dla płaszczyzn bocznych) w przedziale $\left(0, \frac{\pi}{2}\right)$.

6.3 Konstrukcja trajektorii i symulacje układu wyzwalania

Znajomość punktu początkowego, kąta φ oraz kąta θ pozwala wyznaczyć trajektorie (równanie prostej w trzech wymiarach) cząstki:

$$\vec{r} = \vec{r_0} + \vec{k}t \tag{6.6}$$

gdzie $\vec{r_0} = (x_{in}, y_{in}, z_{in})$ to wektor współrzędnych początkowych, wektor \vec{k} to wersor $-\vec{e_r}$, a t to przemieszczenie w czasie. Procedura spr_ trafienia() sprawdza czy cząstka trafiła w dwie wybrane ściany układu doświadczalnego. Jeśli tak oznacza to, że przypadek jest przekazywany dalej do procedury sprawdzającej warunki układu wyzwalania (trigger), jeśli nie pętla wraca do losowania płaszczyzny i współrzędnych początkowych.

6.4 Wyniki końcowe

W funkcji main () znajduje się główna pętla programu, tu deklarujemy ile cząstek ma być zaakceptowanych przez układ. W tej pętli wywołana jest funkcja spr_ trafienia() której współrzędne dzielone są przez szerokość katody (50.0 cm) dzięki czemu otrzymujemy liczby całkowite z przedziału (0,4) będące numerem katody. W funkcji main () sprawdzane są warunki układu wyzwalania *trigger*. Ilości zliczonych cząstek z każdej pary katod przechowywane są w tablicy o wymiarze (n,m), gdzie n-numery katod wejściowych a m-numery katod wyjściowych. Program wyświetla na ekran tablicę wyników znormalizowanych (prawdopodobieństwa wzór 6.7)wraz z błędami.

$$\sum_{i=1}^{i=n} \sum_{i=1}^{i=n} P_{ij} = 1 \tag{6.7}$$

Równocześnie program histogramuje kąty θ i długości dróg cząstek w gazie (ścieżki jonizacji). Uzyskane wyniki i ich omówienie przedstawione są w kolejnym rozdziale.

Rozdział 7

Wynik symulacji Monte Carlo i analiza

W rozdziale tym autor prezentuje wyniki działania symulacji Monte Carlo oraz ich omówienie. Szczegółowo zbadano trzy konfiguracje układu wyzwalania (*triggera*) : górna płaszczyzna z dolną (U-D), górna z lewą (U-L) oraz lewa z prawą (L-R).

7.1 Konfiguracja płaszczyzn: górna z dolną

Konfiguracja ta jest połączeniem dwóch płaszczyzn górnej i dolnej, na każdej z nich znajduje się pięć płaszczyzn katodowych. Mamy 5×5 możliwych grup torów cząstek.

Wyniki przezentowane w tabeli 7.1 zawierając prawdopodobieństwa zarejstrowania mionu dla określnych płaszczyzn katodowych przy konfiguracji układu wyzwalania góra-dół (U-D). Wyniki wygenerowano dla dziesięciu milionów mionów.

Zauważa się, że najbardziej prawdopodobne kierunki znajdują się na dia-

	0	1	2	3	4
$\begin{bmatrix} 0\\ \pm \end{bmatrix}$	$0.055898 \\ 0.000075$	$\begin{array}{c} 0.050010 \\ 0.000071 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.035231 \\ 0.000059 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.020834 \\ 0.000046 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.012733 \\ 0.000036 \end{array}$
$\begin{vmatrix} 1 \\ \pm \end{vmatrix}$	$0.050064 \\ 0.000071$	$0.055865 \\ 0.000075$	$\begin{array}{c} 0.049925 \\ 0.000071 \end{array}$	$0.035314 \\ 0.000059$	$\begin{array}{c} 0.020841 \\ 0.000046 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 2\\ \pm \end{bmatrix}$	$0.035307 \\ 0.000059$	$\begin{array}{c} 0.050125 \\ 0.000071 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.055824 \\ 0.000075 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.050049 \\ 0.000071 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.035180 \\ 0.000059 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 3\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.020868 \\ 0.000046 \end{array}$	$0.035288 \\ 0.000059$	$\begin{array}{c} 0.050038 \\ 0.000071 \end{array}$	$0.055954 \\ 0.000075$	$\begin{array}{c} 0.050037 \\ 0.000071 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 4\\ \pm \end{bmatrix}$	$0.012783 \\ 0.000036$	$\begin{array}{c} 0.020817 \\ 0.000046 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.035212 \\ 0.000059 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.050055 \ 0.000071 \end{array}$	$0.055744 \\ 0.000075$

Tablica 7.1: Tabela prawdopodobieństw rejestrowanych mionów przelatujących przez detektor w konfiguracji U-D dla poszczególnych par katod (i,j).

gonali tabeli 7.1(kierunki: 0-0, 1-1, 2-2, 3-3, 4-4). Wynika to z zakresu możliwych kątów θ i zależności strumienia mionów od rozkładu ~ $\cos^2 \theta$ oraz zmniejszania się kąta bryłowego dla bardziej oddalonych od siebie katod. Dla kolejnych kierunków prawdopodobieństwa te maleją np. dla płaszczyzn katodowych 0-4 akceptowane są tylko cząstki dla których kąt θ jest duży. Wszystkie wartości na diagonali są równe w granicach błędu. Wynika to z symetrii układu. Symetria układu sprawie też, że nad diagonalą i pod nią wyniki powinny być identyczne w granicach błędu. Można zauważyć, że wyniki symulacji spełniają założenia o symetrii.

Kolejne procedury generują dla tej samej konfiguracji układu wyzwalania rozkład akceptowanych kątowy θ i rozkład długości dróg w gazie dla przelatujących cząstki.

Rysunek (7.1) przedstawia rozkłady kąta θ dla jednej płaszczyzny katodowej wejściowych (w tym wypadu jest to pad 0) i pięciu płaszczyzn katodowych wyjściowych. Każda para zaznaczona jest innych kolorem. Wi-



Rysunek 7.1: Rozkład akceptowanych kątów θ dla pięciu par płaszczyzn katodowych utworzonych przez katodę "0" na płaszczyźnie wejściowej (górnej- U) oraz pięć katod na płaszczyźnie wyjściowej (dolnej).

dać, że najwięcej cząstek rejestrowanych jest przez parę katod 0-0. Kolejna para (0-1) posiada największy zakres kątowy, który następnie maleje wraz ze wzrostem numeru katody. Częściowe przekrywanie (części wspólne) występuje tylko dla dwóch sąsiednich kierunków. Tabela (7.2) prezentuje średnie wartości kątów w wybranej parze płaszczyzn katodowych.

Kolejny rysunek (7.2) przedstawia rozkład dróg cząstek w gazie dla tej samej konfiguracji układu wyzwalania oraz tych samych płaszczyznach katodowych wyjścia i wejścia jak dla rozkładów kątów. Założono, że grubość komory przez którą przelatują miony wynosi 1 cm. Histogramy prezentowane

	0
$\begin{bmatrix} 0\\ \pm \end{bmatrix}$	$0.092480 \\ 0.000079$
1 ±	$\begin{array}{c} 0.200828 \\ 0.000137 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 2\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.369416 \\ 0.000153 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 3\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.528481 \\ 0.000174 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 4\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.664766 \\ 0.000183 \end{array}$

Tablica 7.2: Wartości średnich kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania U-D, z "0" płaszczyzną katodwą na górnej płaszczyźnie oraz pięcioma płaszczyznami katodowymi na wyjściu.

są w skali logarytmicznej dla lepszej prezentacji wyników. Można zauważyć, że dla pary katod 0-0 kierunki są prawie wyłącznie pionowe. Dla dalszych katod długości dróg wydłużają się,rośnie ich rozrzut (dyspersja).

7.2 Konfiguracja płaszczyzn: górna z lewą

Konfiguracja układu wyzwalania w tym przypadku wybiera tiry cząstek, które przechodzą przez jedną z pięciu płaszczyzn katodowych na płaszczyźnie górnej i jedną z pięciu płaszczyzn katodowych na płaszczyźnie bocznej lewej. Mamy 5×5 możliwych grup torów cząstek.

Tabela (7.3) zawiera prawdopodobieństwa zarejestrowania mionu przez wybraną parę płaszczyzn katodowych przy konfiguracji układu wyzwalania na U-L. W tej konfiguracji nie ma żadnej symetrii. Obserwujemy, że najwięcej cząstek jest przy parze katod 0-4. Para ta leży w narożniku układu doświadczalnego i przechodzi przez nią około 45 % wszystkich obserwowanych



Rysunek 7.2: Historgamy długości dróg w gazie dla komory o grubości 1 cm dla miliona cząstek zarejestrowanych w detektorze dla pięciu par płaszczyzn katodowych utworzonych przez katodę "0" na płaszczyźnie U oraz pięć katod na płaszczyźnie D.

w tej konfiguracji torów. Najmniejsze prawdopodobieństwo ma para katod 4-4 mimo, że kąt bryłowy jest tu większy niż dla pary 4-0, spowodowane jest to tłumieniem przez czynnik $\cos^2 \theta$.

Rozkład kątowy dla zadanej konfiguracji jest bardzo interesujący. Zależy on od katodowej płaszczyzny wejścia, dla różnych padów otrzymuje się różne wyniki. Wybrano do analizy różne pady początkowe '0', '2' i '4' na płaszczyźnie górnej oraz pięć płaszczyzn katodowych wyjścia na płaszczyźnie lewej bocznej.

	0	1	2	3	4
$\begin{array}{c} 0 \\ \pm \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.007756 \\ 0.000028 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.015864 \\ 0.000040 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.038635 \\ 0.000062 \end{array}$	$0.120936 \\ 0.000110$	$\begin{array}{c} 0.448504 \\ 0.000212 \end{array}$
1 ±	$\begin{array}{c} 0.017312 \\ 0.000042 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.028957 \\ 0.000054 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.050215 \ 0.000071 \end{array}$	$0.076517 \\ 0.000087$	$\begin{array}{c} 0.028208 \\ 0.000053 \end{array}$
$\begin{vmatrix} 2\\ \pm \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.016381 \\ 0.000040 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.023279 \\ 0.000048 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.029266 \\ 0.000054 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.020984 \\ 0.000046 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.003192 \\ 0.000018 \end{array}$
$\begin{array}{c} 3\\ \pm\end{array}$	$\begin{array}{c} 0.013271 \\ 0.000036 \end{array}$	$0.015158 \\ 0.000039$	$\begin{array}{c} 0.012961 \\ 0.000036 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.006134 \\ 0.000025 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.000655\\ 0.000008\end{array}$
$\begin{vmatrix} 4 \\ \pm \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.009273 \\ 0.000030 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.008448 \\ 0.000029 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.005744 \\ 0.000024 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.002161 \\ 0.000015 \end{array}$	$0.000190 \\ 0.000004$

Tablica 7.3: Tabela prawdopodobieństw rejestrowanych mionów przelatujących przez detektor w konfiguracji U-L dla poszczególnych par katod (i,j).

7.2.1 Konfiguracja płaszczyzn: górna wejściowa katoda '0' oraz pięć katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej

Pierwsza prezentowana konfiguracja układu wyzwalania to pad '0' na płaszczyźnie wejścia górnej i pięć padów wyjściowych na płaszczyźnie bocznej (Rys 7.3).

Największy zakres kątów θ jest dla pary płaszczyzn 0-4, w tej konfiguracji płaszczyzn katodowych mamy najwięcej możliwych kierunków (praktycznie od 0 do $\pi/2$). Wraz z oddalaniem się od padu 4 zakres kątowy i średnia kąta θ maleją. Spadek średnich widoczny jest w tabeli 7.4, w której umieszczone są średnie kątów θ z poszczególnych par katodowych dla danej konfiguracji układu wyzwalania. Zmniejszanie się zakresów kątów θ związane jest przede wszystkim ze zmianą kąta bryłowego. Widać, że wszystkie rozkłady zawierają się w rozkładzie dla pary katod 0-4, brak rozłącznych zakresów



Rysunek 7.3: Rozkład kątowy dla konfiguracji układu wyzwalania na płaszczyźnie górnej pad '0' na płaszczyźnie bocznej pięć katod wyjścia.

kątowych.

Interesujący w tej konfiguracji układu wyzwalania są rozkłady dróg cząstek w gazie (Rys. 7.4). Badamy rozkłady dróg na płaszczyźnie wyjścia czyli lewej bocznej. Obserwujemy, że dla każdej pary katod drogi w gazie są wydłużone, ich średnie są kilkakrotnie większe od rozkładów średnich dróg dla każdej innej konfiguracji układu wyzwalania. Jest to konsekwencją faktu, że cząstki przelatujące przez tak wybrane pary katod mają prawie pionowe kierunki. W związku z rozkładem długości tych dróg zakres dynamiczny układ odczytu amplitudy sygnału musi być odpowiednio ustawiony, aby mógł rejestrować miony, które pozostawiają duże jonizacje.

	0
$\begin{vmatrix} 0\\ \pm \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.163665 \ 0.000461 \end{array}$
1 ±	$\begin{array}{c} 0.209814 \\ 0.000415 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 2\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.285175 \ 0.000376 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 3\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.434799 \\ 0.000353 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 4\\ \pm \end{bmatrix}$	$0.696275 \\ 0.000307$

Tablica 7.4: Wartości średnich kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania U-L, z "0" katodą na górnej płaszczyźnie oraz pięcioma katodami wyjścia.



Rysunek 7.4: Historgamy długości dróg w gazie dla komory o grubości 1 cm dla miliona cząstek zarejestrowanych w detektorze dla pięciu par płaszczyzn katodowych utworzonych przez katodę "0" na płaszczyźnie U (wejścia) oraz pięć płaszczyzn katodowych (wyjścia) na płaszczyźnie L.

7.2.2 Konfiguracja płaszczyzn: górna wejściowa katoda '2' oraz pięć katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej

Kolejną konfiguracją układu wyzwalania dla rozkładu kątów θ oraz dróg cząstek w gazie to jedna katoda wejściowa na płaszczyźnie górnej (pad '2') oraz pięć (pady '0', '1', '2', '3', '4') katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej bocznej.

Rozkład kątów θ jest o różny od poprzedniej konfiguracji *triggera* (Rys. 7.5). Widać tu już rozłączne kierunki mionów dla bardziej oddalonych par katod. Przekrywanie rozkładów występuje już nie tylko dla dwóch sąsiednich kierunków ale miejscami dla trzech sąsiednich płaszczyzn katodowych.



Rysunek 7.5: Histogram rozkładu kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania z płaszczyzna katodowa numer '2' wejściową i pięcioma płaszcyznami katodowymi na wyjściu.

Natężenie rejestrowanych mionów rośnie od pary katod 2-0 (dla małych kątów θ) aż do pary 2-2, największe natężenie ma para katod 2-2 jest to związane ze wzrostem kąta bryłowego przy dość dużym czynniku $\cos^2 \theta$. Później silniej oddziałuje rozkład kata θ (rozkład proporcjonalny do $\sim \cos^2 \theta$) przejawia się to zanikaniem natężenia dla kątów θ bliskich $\frac{\pi}{2}$. Rozkład dla pary 2-4 jest najmniejszy (jego natężenie jest małe), wynika to z geometrycznego położenia tych dwóch płaszczyzn, miony dla tej pary katod, aby zostać zarejestrowane muszą mieć prawie poziome kierunki.

	2
$\begin{bmatrix} 0\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.511003 \\ 0.000133 \end{array}$
1 ±	$0.623637 \\ 0.000415$
$\begin{vmatrix} 2\\ \pm \end{vmatrix}$	$0.777956 \\ 0.000140$
$\begin{vmatrix} 3\\ \pm \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.994210 \\ 0.000198 \end{array}$
$\begin{array}{c} 4\\ \pm\end{array}$	$\frac{1.252276}{0.000398}$

Tablica 7.5: Wartości średnich kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania U-L, z "2" płaszczyzną katodową na górnej płaszczyźnie detektora oraz pięcioma płaszcyznami katodowymi wyjścia na bocznej płaszczyźnie detektora.

Rozkłady dróg cząstek w gazie dla tej konfiguracji (badanie dróg na płaszczyźnie wyjścia) prezentuje rysunek (7.6).

Brak już takich długich ogonów jak dla poprzedniej konfiguracji. Rozkład nawzajem się pokrywają, jest to wynikiem przekrywania się rozkładów kątowych dla tej konfiguracji.

Rozkład 2-4 jest bardzo wąski, drogi w tej konfiguracji są prawie hory-



Rysunek 7.6: Histogram rozkładów dróg cząstki w gazie przy konfiguracji pad wejściowy '2' na płaszczyźnie górej oraz pięć padów wyjściowych na płaszczyźnie bocznej.

zontalne. Wynika to z rozkładów kątów θ i ułożenie płaszczy
zn względne siebie.

Najszerszy, posiadający największą dyspersję, rozkład dróg cząstek w gazie ma para katod 2-0, natomiast największe natężenie ma para płaszczyzn katodowych 2-2.

7.2.3 Konfiguracja płaszczyzn: górna wejściowa katoda '4' oraz pięć katod wyjściowych na płaszczyźnie lewej

Ostatnią konfiguracją testowaną dla płaszczyzny górnej na wejściu i płaszczyzny bocznej na wyjściu jest jedne pad wejściowy numer '4' oraz wszystkie pady wyjściowe z płaszczyzny bocznej. Jako pierwsze prezentowane są rozkłady kątów θ dla poszczególnych par katodowych (różne kolory) (Rys. 7.7).



Rysunek 7.7: Histogram rozkładu akceptowanych kątów θ dla konfiguracji '4 ' pad na wejściu oraz wszystkie pady wyjściowe.

Częściowo przekrywają się rozkłady tylko dla sąsiednich par katod. Największe natężenie,pomimo najmniejszego kata bryłowego (duży czynnik $\cos^2 \theta$) na para płaszczyzn katodowych 4-0. Wraz ze wzrostem numeru katody maleje natężenie,powodem tego jest rozkład kąta θ ($\sim \cos^2 \theta$). Dla pary płaszczyzn katodowych 4-4 kierunki są prawie horyzontalne dlatego jej natężenie jest najmniejsze.

Tabela 7.6 pokazuje, że wraz ze wzrostem numeru katody rosną średnie kątów θ . Mamy tu monotoniczne zanikanie natężenia ze wzrostem kąta θ podobanie jak przy konfiguracji płaszczyzn górnej z dolną.

	4
$\begin{bmatrix} 0\\ \pm \end{bmatrix}$	$0.782755 \\ 0.000075$
1 ±	$\begin{array}{c} 0.903211 \\ 0.000087 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 2\\ \pm \end{bmatrix}$	$1.050197 \\ 0.000117$
$\begin{bmatrix} 3\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 1.219478 \\ 0.000196 \end{array}$
$\begin{bmatrix} 4\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 1.392359 \\ 0.000440 \end{array}$

Tablica 7.6: Wartości średnich kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania U-L, z "4" katodą na górnej płaszczyźnie oraz pięcioma katodami wyjścia na płaszczyźnie bocznej lewej.

Rozkład dróg cząstki w gazie podobny jest trochę do konfiguracji '2' pad wejściowy oraz pięciu wyjściowych. Dla pary katod 4-4 obserwowane są praktycznie tylko horyzontalne kierunki. Związana jest to z wielkością kątów θ oraz z zakresem kąta bryłowego.

7.3 Konfiguracja płaszczyzn: dwóch bocznychlewej z prawą

Ostatnią testowaną konfiguracją układu wyzwalania są dwie płaszczyzny boczne. Każda płaszczyzna podzielona jest na pięć płaszczyzn katodowych daje to 5×5 prawdopodobnych grup torów mionów. Ponieważ układ koincydencyjny nie odróżnia przejścia mionów w konfiguracji L-R i R-L symulowane są obie równocześnie. Wyniki prawdopodobieństw rejestrowanych mionów przez daną parę katod prezentuje tabela (7.7).



Rysunek 7.8: Histogram dróg cząstek w gazie w komorze o grubości 1 cm dla konfiguracij układu wyzwalania (U-L) dla jendego padu wejściowego numer '4' oraz pięciu padów wyjściowych.

	0	1	2	3	4
$\begin{bmatrix} 0\\ \pm \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.003572 \\ 0.000060 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.021711 \\ 0.000147 \end{array}$	$0.056686 \\ 0.000238$	$\begin{array}{c} 0.078432 \\ 0.000280 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.080798 \\ 0.000284 \end{array}$
$\begin{array}{c} 1\\ \pm\end{array}$	$\begin{array}{c} 0.021593 \\ 0.000147 \end{array}$	$0.003578 \\ 0.000060$	$\begin{array}{c} 0.021483 \\ 0.000147 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.056492 \\ 0.000238 \end{array}$	$0.077770 \\ 0.000279$
$\begin{vmatrix} 2\\ \pm \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.055726 \\ 0.000236 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.021214 \\ 0.000146 \end{array}$	$0.003635 \\ 0.000060$	$\begin{array}{c} 0.021571 \\ 0.000147 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.056423 \\ 0.000238 \end{array}$
$\begin{vmatrix} 3\\ \pm \end{vmatrix}$	$\begin{array}{c} 0.078514 \\ 0.000280 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.056362 \\ 0.000237 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.021334 \\ 0.000146 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.003561 \\ 0.000060 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.021432 \\ 0.000146 \end{array}$
$\begin{array}{c} 4\\ \pm\end{array}$	$\begin{array}{c} 0.080098 \\ 0.000283 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.077741 \\ 0.000279 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.055517 \\ 0.000236 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.021214 \\ 0.000146 \end{array}$	$0.003543 \\ 0.000060$

Tablica 7.7: Tabela prawdopodobieństw rejestrowanych mionów przelatujących przez detektor w konfiguracji L-R i R-L dla poszczególnych par katod (i,j).

Wyniki z par katod o tym samym numerze są najmniejsze i zbliżone swoją wartością do siebie (na diagonali tabeli).

Zauważamy symetrię wyników schodząc równolegle nad i pod diagonalą. Odpowiednie kierunki cząstek ze ściany bocznej lewej są tak samo prawdopodobne jak ze ściany bocznej prawej. Najwięcej mionów obserwujemy w parach 0-4 i 4-0 (pary diagonalne).

W celu zbadania rozkładu kątowego przyjęto, że miony spadają tylko na najwyżej położona katodę numer 4 na płaszczyźnie lewej. Rozkłady kątowe prezentowane na rysunku 7.9 podobne są do rozkładów kątowych dla konfiguracji układu wyzwalania góra-dół. Widzimy częściowe przekrywanie się tylko sąsiednich kierunków. Również obserwujemy monotoniczny spadek natężenia wraz ze wzrostem kąta θ . Jedyna różnicą jest zakres kątów θ w tej konfiguracji rozkłady zaczynają się od wartości przy której kończą się dla konfiguracji U-D. Wraz ze zwiększaniem się numeru katody wartości średnie kątów θ rosną (Tab. 7.8). Oddalanie widać najlepiej w tabeli średnich kątów θ dla poszczególnych par katod (Tab. 7.8).

Rozkład dróg dla tej konfiguracji *triggera* również jest podobny (co do kształtu) jak w konfiguracji U-D (Rys. 7.10). Dla pary katod(0-0) prostopadłych w konfiguracji układu na U-D natężenie jest największe, a tu najmniejsze (4-4). Wynika to z bardzo małej ilości cząstek jaka przelatuje przez tą parę (miony mają kierunki prawie horyzontalne).



Rysunek 7.9: Histogram rozkładu kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania jedna płaszczyzna wejściowa na lewej ścianie oraz pięć wyjściowych na prawej ścianie.

	4
$\begin{array}{c} 0 \\ \pm \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.900475 \ 0.000085 \end{array}$
1 ±	$1.029799 \\ 0.000102$
$2 \pm$	$1.176493 \\ 0.000137$
$3 \pm$	$\begin{array}{c} 1.327077 \\ 0.000216 \end{array}$
4 ±	$\frac{1.453161}{0.000452}$

Tablica 7.8: Wartości średnich kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania L-R, z "4" katodą na płaszczyźnie lewej oraz pięć katod wyjścia



Rysunek 7.10: Histogram rozkładu dróg cząstek w gazie dla komory o grubości 1 cm dla konfiguracji układu wyzwalania L-R, płaszczyzną wejścia jest pad "4" na ścianie lewej, a płaszczyzny wyjścia to pięc padów na ścianie prawej bocznej.

Rozdział 8

Podsumowanie

Powyższa praca powstała na potrzeby projektu nowego ćwiczenia z cząstek elementarnych na II Pracowni Fizycznej. Praca ma za zadanie symulować ćwiczenie, które bada własności promieniowania kosmicznego za pomocą proporcjonalnych liczników gazowych. Układ doświadczalny pozwala na pomiar natężenia promieniowania kosmicznego, na badanie jego rozkładów kątowych, dróg jakie cząstki przebywają w gazie a także studia związane z działaniem detektorów promieniowania jonizującego. Stworzona symulacja bada te zagadnienia.

Prezentowana symulacja Monte Carlo przewidująca rozkład natężeń strumienia mionów w układzie proporcjonalnych liczników gazowych przy założeniu że wtórne promieniowanie kosmiczne posiada rozkład kątowy ~ $\cos^2 \theta$.

Przedstawiono wyniki badania rozkładów kątów zenitalnych θ strumienia mionów oraz rozkłady ich dróg w gazie dla różnych konfiguracji układu wyzwalania. Szczególnie ciekawe okazały sie rezultaty rozkładu dróg cząstek w gazie oraz akceptowanych kątów θ dla konfiguracji układu wyzwalania ustawionego na płaszczyznę górną i lewą (U-L). Pokazano jak zamieniają się rozkłady kątów i dróg w zależności od wybranego padu wejściowego. Zwrócono uwagę na odpowiednie ustawienie układu odczytu w układzie doświadczalnym.

Autor zaprezentował jeszcze inne konfiguracje układy wyzwalania dla pełnego obrazu wyników jakie można uzyskać za pomocą stworzonej symulacji Monte Carlo.

Wyniki zamieszczone w tej pracy stanowić będą podstawę teoretyczną do porównania z rzeczywistymi danymi zbieranymi za pomocą tego układu doświadczalnego. Praca ma na celu pomóc innym studentom przy wykonywaniu ćwiczenia na II Pracowni Fizycznej, jak również w lepszym zrozumieniu tematu. Symulacja oraz opis teoretyczny zostaną umieszczone na stronie internetowej II Pracowni Fizycznej jako materiał pomocniczy do ćwiczenia z fizyki cząstek elementarnych.

Bibliografia

- [1] Promieniowanie kosmiczne; Z.Strugalski WPW 1993. str.9-10
- [2] http://postepy.camk.edu.pl/upa3 2003.html
- [3] Wstęp do fizyki wysokich energii; D.H. Perkins, PWN 1989.
- [4] http://auger.ifj.edu.pl/Wlasnosci/Wlasnosci.htm
- [5] http://www.obserwacje.republika.pl/uwagi/magnet/wiatr.htm
- [6] http://pl.wikipedia.org
- [7] http://hep.fuw.edu.pl/ZCiOF/II-Pracownia/P3/HTML/index/21%
 20promieniowanie.htm
- [8] Physical Review D particles and fields; The American Physical Society 1996. str 122-126
- [9] http://www.if.pw.edu.pl/ kupczak/PwFJ.html
- [10] Kwaratlnik Elektroniki i telekomunikacji Wydawnictwo Naukowe PWN
 2002
- [11] Generator liczb losowych Robert Wieczorkowski Ryszard Zieliński Wydawnictwo Naukowo-Techniczne Warszawa 1997 r.
- [12] http://sphere.pl/ nadolski/kms/w/w4.pdf