

Uniwersytet Warszawski  
Wydział Fizyki

MARCIN POLKOWSKI  
251328

---

WYZNACZANIE STRUMIENIA PROMIENIOWANIA KOSMICZNEGO

---

Pracownia Fizyczna dla Zaawansowanych  
ćwiczenie P8  
w zakresie FIZYKI SUBATOMOWEJ

**Streszczenie**

Celem przeprowadzonego na II pracowni fizycznej doświadczenia był pomiar strumienia promieniowania kosmicznego w funkcji kąta  $\theta$ .

Doświadczenie wykonane pod kierunkiem:  
dr Roman Nowak  
Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych

Warszawa, 6 grudnia 2009

## Spis treści

<b>1</b>	<b>Wstęp</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Metodologia pomiaru</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Pomiary i analiza</b>	<b>2</b>
3.1	Wykorzystane techniki . . . . .	2
3.2	Pomiary i analiza . . . . .	3
3.3	Koincydencje przypadkowe . . . . .	5
<b>4</b>	<b>Podsumowanie</b>	<b>5</b>

## Spis rysunków

1	Charakterystyki fotopowielaczy . . . . .	3
2	Zebrane pomiary wraz z dopasowaną krzywą teoretyczną . . . . .	6

# 1 Wstęp

W skład pierwotnego promieniowania kosmicznego wchodzi wysokoenergetyczne cząstki subatomowe, pochodzące z dalekiej przestrzeni kosmicznej. Cząstki te przechodząc przez ziemską atmosferę powodują zjawisko jonizacji i rozpraszają się powodując kaskadę cząstek docierających do powierzchni Ziemi. Cząstki promieniowania kosmicznego są naładowane, przez co ich tor jest zakrzywiany w ziemskim polu magnetycznym. Dodatkowo cząstki tracą różną część swojej energii w zależności od grubości ośrodka (atmosfery), w którym się poruszają.

Celem ćwiczenia był pomiar strumienia cząstek na powierzchni ziemi w funkcji kąta  $\theta$  wysokości obserwacji. Założono przy tym symetrię zjawiska w funkcji kąta  $\varphi$ .

## 2 Metodologia pomiaru

Układ pomiarowy składał się z 3 niezależnych układów scyntylator - fotopowielacz oraz wielokanałowego dyskryminatora, poczwórnego układu koincydencyjnego oraz 3 liczników. Scyntylatory oznaczono jako pierwszy, drugi i trzeci licząc od góry układu. Pierwszy i drugi scyntylator umieszczone były na specjalnym metalowym ramieniu pozwalającym na ich obrót w zakresie kątów  $\theta$  od  $-90^\circ$  do  $+90^\circ$ , zachowując ich współliniowe ustawienie. Trzeci scyntylator zamocowany był na stałą i został wykorzystany do zbadania zjawiska koincydencji przypadkowej.

Do badania strumienia czątek w funkcji kąta użyto dwóch scyntylatorów na obrotowym ramieniu. Ze względu na symetrię zjawiska zbadano strumień dla kątów  $\theta$  od  $0^\circ$  do  $90^\circ$ . Za kąt zerowy przyjęto kąt zenitalny.

Obydwa detektory scyntylicyjne zestawione były z fotopowielaczami zasilanymi wysokim napięciem, którego wielkość została dobrana poprzez odnalezienie punktu pracy każdego z nich. Jako punkt pracy przyjęto taką wielkość prądu zasilającego fotopowielacz, poniżej której odnotowywano łagodny wzrost liczby zliczeń wraz ze wzrostem prądu, a powyżej której odnotowano gwałtowny wzrost liczby zliczeń związany z szumem fotopowielacza. Pierwszy fotopowielacz zasilany był prądem o natężeniu  $I_1 = 60 \mu\text{A}$ , drugi  $I_2 = 50 \mu\text{A}$  a trzeci  $I_3 = 40 \mu\text{A}$ . Charakterystyki prądowe fotopowielaczy zostały pokazane na rysunku 1.

Sygnały z obydwu fotopowielaczy przesyłane były do niezależnych dyskryminatorów, których celem było usunięcie szumów z sygnału wejściowego. Sygnał o amplitudzie mniejszej od punktu progowego nie był przepuszczany, a sygnał silniejszy od punktu progowego powodował wygenerowanie na wyjściu dyskryminatora impulsu logicznego "prawda". Tak oczyszczone sygnały podawano na wejście układu koincydencyjnego, którego zadaniem była generacja logicznego impulsu wyjściowego "prawda" tylko w przypadku jednoczesności impulsów wyjściowych z dyskryminatorów obydwu powielaczy. Tak uzyskany sygnał przekazywany był na wejście licznika zliczającego ilość impulsów logicznych "prawda".

Na liczniku zliczane były więc cząstki padające na układ scyntylatorów pod kątem umożliwiającym przelecenie tej samej cząstki przez obydwu scyntylatory. Scyntylatory miały powierzchnię czynną  $S = 0,01 \text{ m}^2$  i ustawione były w odległości  $d = 0,24 \text{ m}$  od siebie (odległość między pierwszym i drugim scyntylatorem była taka sama jak między drugim i trzecim).

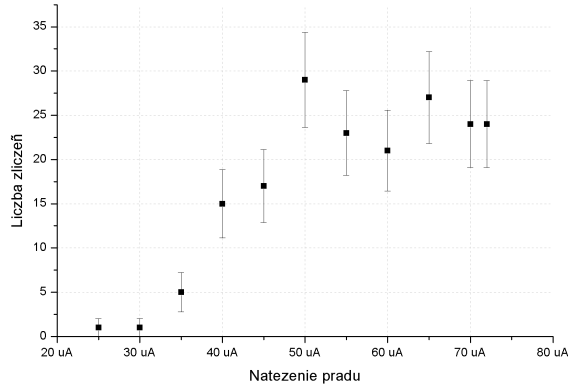
Ze względu na rozmiary i odległość scyntylatorów dla danego ustawienia kąta pomiaru (czyli kąta między wektorem normalnym scyntylatorów a zenitem) rejestrowano cząstki nadlatujące z obszaru o szerokości kątowej  $\Delta\theta \approx 45^\circ$ .

## 3 Pomiary i analiza

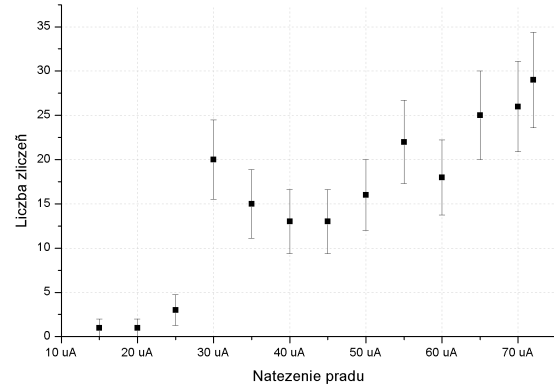
### 3.1 Wykorzystane techniki

Niepewności wszystkich wartości złożonych (będących funkcją innych wartości obciążonych błędem) obliczono na podstawie wzoru na propagację małych błędów.

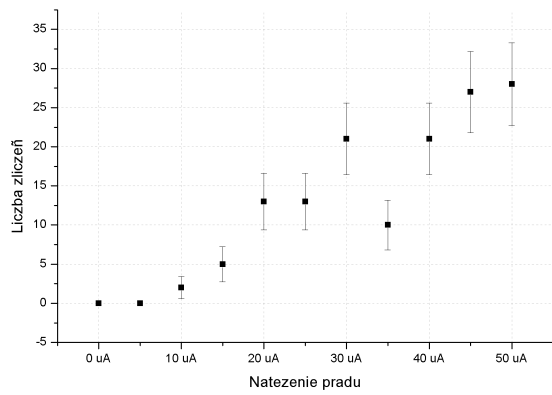
$$\sigma_y^2 = \sum_i \left( \frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (1)$$



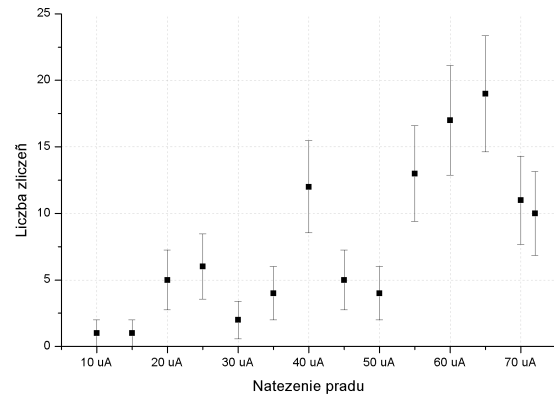
(a) I detektor, stałe natężenie na II detektorze  $I = 60\mu A$



(b) II detektor, stałe natężenie na I detektorze  $I = 60\mu A$



(c) III detektor, stałe natężenie na II detektorze  $I = 60\mu A$



(d) III detektor, stałe natężenie na I detektorze  $I = 60\mu A$

Rysunek 1: Charakterystyki fotopowielaczy

### 3.2 Pomiary i analiza

Pomiarów liczby zliczeń  $n_i$  dokonano dla 13 wartości kąta  $\theta_i$  (co  $7,5^\circ$ ), czas zliczania wynosił 2000 sekund dla każdego ustawienia kąta. Zmierzone wartości zostały zebrane w tabeli 1. W ramach jednego ustawienia kąta obserwacji zliczano

Tabela 1: Tabela zmierzonych liczb zliczeń w funkcji kąta

$\theta$ [ $^\circ$ ]	czas [s]	$N$
0,0	2000	$409 \pm 20,22$
7,5	2000	$386 \pm 19,65$
15,0	2000	$390 \pm 19,75$
22,5	2000	$337 \pm 18,36$
30,0	2000	$333 \pm 18,25$
37,5	2000	$254 \pm 15,94$
45,0	2000	$249 \pm 15,78$
52,5	2000	$209 \pm 14,46$
60,0	2000	$163 \pm 12,77$
67,5	2000	$106 \pm 10,30$
75,0	2000	$102 \pm 10,10$
82,5	2000	$65 \pm 8,06$
90,0	2000	$48 \pm 6,93$

cząstki z kierunku o szerokości katowej  $\Delta\theta = 45^\circ$ . W sumie uzyskano  $N_c$  zliczeń w zakresie kątów od  $0^\circ$  do  $90^\circ$ :

$$N_c = 3051 \pm 55 \quad (2)$$

Oczekiwano, że zmierzone wartości będą zgodne z teoretycznym rozkładem strumienia postaci

$$f(\theta) = A \cos^2 \theta + B \quad (3)$$

Aby sprawdzić zgodność pomiarów z rozkładem teoretycznym dokonano dopasowania krzywej (3) do danych metodą minimalizacji  $\chi^2$ . Na miejsce parametrów  $A$  i  $B$ , będących parametrami rozkładu wprowadzono parametry  $a$  i  $b$  będące parametrami rozkładu prawdopodobieństwa:

$$P(\theta) = a \cos^2 \theta + b \quad (4)$$

Wyznaczono zależność między parametrami  $b(a)$ , z równania (całka z rozkładu prawdopodobieństwa po całym badanym zakresie jest równa 1):

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (a \cos^2 \theta + b) = 1 \quad (5)$$

Rozwiązując równanie uzyskano

$$b(a) = \frac{4 - \pi a}{2\pi} \quad (6)$$

W następnym kroku obliczono prawdopodobieństwa detekcji cząstki w każdym z 13 przedziałów poprzez obliczenie całki w zakresie od  $\theta_i - \frac{\pi}{8}$  do  $\theta_i + \frac{\pi}{8}$  z funkcji (4) po podstawieniu (6):

$$\int_{\theta_i - \frac{\pi}{8}}^{\theta_i + \frac{\pi}{8}} (a \cos^2 \theta + \frac{4 - \pi a}{2\pi}) \quad (7)$$

Ponieważ detekcja cząstek z kierunków o kącie  $\theta$  większym od  $\frac{\pi}{2}$  jest niefizyczna górną granicę całki (7) ograniczono do  $\frac{\pi}{2}$ . Otrzymano 13 (tyle ile przedziałów w których dokonywano pomiarów) wartości prawdopodobieństwa  $p_i$  zależnych od parametru  $a$ .

Następnie zdefiniowano funkcję

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{13} \frac{(n_i - p_i C N_c)^2}{p_i C N_c} \quad (8)$$

Ponieważ rozpatrywane przedziały obserwacji na siebie nachodzą i suma prawdopodobieństw  $p_i$  jest większa od jeden do sumy wprowadzono dodatkowy parametr  $C$  odpowiedzialny za skalowanie wartości  $p_i$ . Następnie znaleziono wartości parametrów  $a$  i  $C$ , dla których wartość  $\chi^2$  jest najmniejsza. Otrzymano:

$$\chi^2 = 11,440 \quad \text{dla} \quad a = 0,916, C = 0,158 \quad (9)$$

Taka wartość  $\chi^2$  dla 11 stopni swobody pozwala przyjąć, że krzywa dobrze opisuje zebrane pomiary.

Następnym krokiem była ocena niepewności uzyskanych wartości. Obliczono wartość odwrotności połowy macierzy Hessego  $\chi^2$  w punkcie (9):

$$\left( \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a^2} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a \partial C} \\ \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial C \partial a} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial C^2} \end{pmatrix} \right)^{-1} = \begin{pmatrix} 0,001057 & -9,664468 \times 10^{-6} \\ -9,664468 \times 10^{-6} & 8,269028 \times 10^{-6} \end{pmatrix} \quad (10)$$

Wartości na diagonalu są kwadratami niepewności  $a$  i  $C$ . Wartości poza diagonalą są oceną kowariancji ( $\text{COV}_{aC}$ ), która zgodnie z oczekiwaniami jest bliska 0. Ostatecznie otrzymujemy wartości parametrów  $a$  i  $C$ :

$$a = 0,916 \pm 0,033, C = 0,158 \pm 0,003 \quad (11)$$

Kolejnym krokiem było przejście od parametrów  $a$  i  $C$  do parametrów  $A$  i  $B$  funkcji (3):

$$A = \frac{\pi}{4} N_c a C \quad (12)$$

$$B = \frac{\pi}{4} \frac{4 - \pi a}{2\pi} C N_c \quad (13)$$

Ze względu na korelację parametrów  $a$  i  $C$  niepewności  $A$  i  $B$  zostały dwuetapowo. Do obliczenia niepewności  $A$  zastosowano podstawienie  $\xi = aC$ , oraz

$$\sigma_\xi^2 = \left(\frac{\partial \xi}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial C}\right)^2 \sigma_C^2 + 2 \frac{\partial \xi}{\partial a} \frac{\partial \xi}{\partial C} \text{COV}_{aC} = C^2 \sigma_a^2 + a^2 \sigma_C^2 + 2aC \text{COV}_{aC} \quad (14)$$

Następnie obliczono niepewność  $A = \frac{\pi}{4} \xi N_c$ :

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial \xi}\right)^2 \sigma_\xi^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_c}\right)^2 N_c \quad (15)$$

Ostatecznie

$$A = 347 \pm 15 \quad (16)$$

Do obliczenia niepewności  $B$  zastosowano podstawienie  $\eta = \frac{4 - \pi a}{2\pi} C$ , oraz

$$\sigma_\eta^2 = \left(\frac{\partial \eta}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial C}\right)^2 \sigma_C^2 + 2 \frac{\partial \eta}{\partial a} \frac{\partial \eta}{\partial C} \text{COV}_{aC} = \frac{\pi C (2(\pi a - 4) \text{COV}_{aC} + \pi C \sigma_{a1}^2) + (\pi a - 4)^2 \sigma_C^2}{4\pi^2} \quad (17)$$

Następnie obliczono niepewność  $B = \frac{\pi}{4} \eta N_c$ :

$$\sigma_B^2 = \left(\frac{\partial B}{\partial \eta}\right)^2 \sigma_\eta^2 + \left(\frac{\partial B}{\partial N_c}\right)^2 N_c = \frac{1}{16} \pi^2 N_c (\eta^2 + N \sigma_\eta^2) \quad (18)$$

Ostatecznie

$$B = 68 \pm 7 \quad (19)$$

Uzyskane pomiary z tabeli 1 oraz dopraowaną krzywą (3) z wartościami parametrów (16), (19) przedstawiono na wykresie 2.

### 3.3 Koincydencje przypadkowe

Z układu scyntylicator - fotopowielacz oprócz sygnałów odzwierciedlających rzeczywistą obserwację cząstki do układu analizującego sygnały docierają również szумы generowane przez fotopowielacz. Pośród szumów mogą pojawiać się sygnały na tyle silne, że mimo filtrowania przez dyskryminator doprowadzają do zliczenia na liczniku. Co za tym idzie, istnieje niezerowe prawdopodobieństwo powstania takich sygnałów jednocześnie z dwóch fotopowielaczy i doprowadzenie do zliczenia koincydencji na liczniku - koincydencja przypadkowa.

W celu zmierzenia wielkości tego zjawiska ustawiono układ do pomiaru natężenia promieniowania z zenitu. Zliczano równocześnie koincydencje trzech scyntylicatorów oraz pierwszego i trzeciego scyntylicatora. Czas pomiaru wynosił 3000 sekund. Dla koincydencji trzech scyntylicatorów otrzymano  $N_1 = 173 \pm 13$  zliczeń, a dla dwóch  $N_2 = 215 \pm 15$  zliczeń. Ponieważ obydwie liczby zliczeń reprezentują tą samą sytuację fizyczną (pomiar był jednoczesny) możemy uznać, że  $42 \pm 6$  dodatkowe zliczenia w czasie 3000 s dla podwójnej koincydencji są koincydencjami przypadkowymi.

Przeliczając tą wielkość możemy wyznaczyć ilość koincydencji przypadkowych w czasie 2000 s:  $N_k = 28 \pm 4 \frac{1}{2000 \text{ s}}$

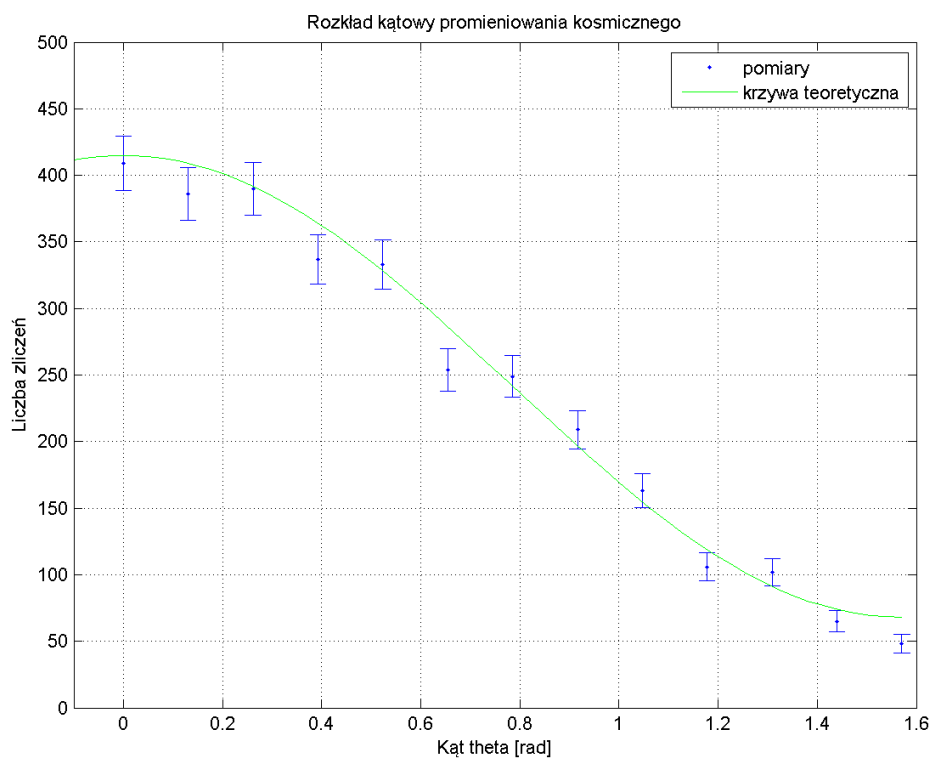
## 4 Podsumowanie

Wykonane doświadczenie potwierdza teoretyczną zależność strumienia kosmicznego od kąta postaci  $A \cos^2 \theta + B$ .

Stosunkowo duża wartość elementu stałego  $B = 68 \pm 7$  (sekcja 3.2) zdaje się być powodowane przez koincydencje przypadkowe, których dla analogicznego geometrycznego układu pomiarowego i w tym samym czasie powinno być  $28 \pm 4$  (sekcja 3.3). Zgodnie z zasadą "3 sigma" dwie wartości obardzone błędem możemy uznać za zgodne, gdy

$$|x_1 - x_2| < 3 \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2} \quad (20)$$

Nierówność ta nie jest spełniona w rozpatrywanym przypadku, więc nie możemy przyjąć zgodności parametru  $B$  i  $N_k$ . Oznacza to, że istnieje dodatkowe źródło zliczeń niezależnych od kąta  $\theta$ .



Rysunek 2: Zebrane pomiary wraz z dopasowaną krzywą teoretyczną

Mimo ewidentnych wad (wynikających ze zużycia) sprzętu wynik doświadczenia okazał się wyjątkowo dobrze zgodny z założeniami teoretycznymi. Nasuwa to pytanie czy byłibyśmy w stanie doświadczalnie potwierdzić założenie o braku zależności strumienia od kąta  $\varphi$ ?