



Politechnika Łódzka

Wydział Fizyki Technicznej, Informatyki i
Matematyki Stosowanej

Aneta Djakonow

Nr albumu: 203829

**Pomiar strumienia neutronów
pochodzenia naturalnego w
podziemnym laboratorium we
Freibergu na głębokości 147,5 m.**

Praca inżynierska
FIZYKA TECHNICZNA

Promotorzy pracy

dr Karol Jędrzejczak

Pracownia Promieniowania Kosmicznego,
Narodowe Centrum Badań Jądrowych

dr Rafał Ledzion

Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka

6 lutego 2019

Spis treści

Wstęp	2
1 Podstawy teoretyczne	4
1.1 Klasyfikacja neutronów	4
1.2 Oddziaływanie neutronów z materią	4
1.3 Źródła neutronów w podziemnych laboratoriach	5
1.4 Metody detekcji neutronów termicznych	6
1.5 Detekcja neutronów prędkich	7
2 Układ pomiarowy	9
2.1 Opis kopalni	9
2.2 Proporcjonalny licznik helowy	9
2.3 Aparatura wykorzystana w pomiarach neutronów	12
2.3.1 Zasada działania elektroniki pomiarowej	14
3 Analiza	15
3.1 Wyniki pomiarów	15
3.1.1 Pierwsza część pomiaru	15
3.1.2 Druga część pomiaru	16
3.2 Cięcia	17
3.3 Wyznaczenie położenia głównego piksu neutronowego	18
3.4 Zależność strumienia neutronów od ciśnienia atmosferycznego	20
4 Wyznaczenie strumienia neutronów	24
4.1 Opis symulacji Monte Carlo	24
4.2 Strumień neutronów	25
4.3 Rachunek błędów	26
4.4 Porównanie wyników z kopalni Reiche Zeche z wynikami z kopalni Pyhasalmi	28
5 Wnioski	30
Bibliografia	31
A Przekrój czynny	32
B Szeregi promieniotwórcze	34

Wstęp

Praca ta opisuje wyniki pomiarów strumienia neutronów, dokonanych w kopalni Reiche Zeche. Tego typu pomiary przeprowadza się, gdy w podziemnym laboratorium planowane są eksperymenty poszukujące bardzo rzadkich zjawisk, np. zachodzących raz na miesiąc. Umieszczenie aparatury pomiarowej pod powierzchnią ziemi umożliwia odizolowanie pomiaru od naturalnej promieniotwórczości oraz promieniowania kosmicznego. Są to głównie eksperymenty obserwujące podwójny bezneutrinowy rozpad beta oraz poszukujące ciemnej materii. Do pomiarów wykorzystuje się układy antykoincydencyjne. Zbudowane są one z głównego detektora, służącego do detekcji, np. mionów, oraz detektorów innego typu, które otaczają detektor główny. W przypadku przyścia cząstki poszukiwanej, sygnał powinien dać tylko detektor wewnętrzny. Jeśli sygnał będzie widoczny we wszystkich detektorach, oznacza to, że pochodzi on od innego zjawiska. Określa się to mianem antykoincydencji—ważne sygnały są w detektorze głównym. Służy to wyeliminowaniu sygnałów pochodzących od zjawisk częstych. Prawdopodobieństwo rejestracji neutronu w takich detektorach jest małe, ale może się zdarzyć. Mogą one być wtedy zauważone w detektorze wewnętrznym przenikając przez detektor zewnętrzny.

Wyznaczenie strumienia neutronów we wspomnianej kopalni oraz analiza wyników, z przeprowadzonych w niej pomiarów jest celem tej pracy.

Kopalnia, w której wykonano pomiary strumienia neutronów, znajduje się we Freibergu, mieście położonym we wschodniej części Niemiec, w Saksonii. Reiche Zeche to nieaktywna kopalnia srebra, należąca do Akademii Górniczej we Freibergu, służąca studentom do celów edukacyjnych. Bierze udział w projekcie **BSUIN** („Baltic Sea Underground Innovation Network”), którego głównym celem jest stworzenie podziemnej sieci innowacji, czyli miejsc dla rozwoju biznesu oraz nauki w państwach wokół Morza Bałtyckiego. Oznacza to, że w tej kopalni mogłyby powstać eksperymenty dotyczące fizyki cząstek elementarnych. Takie doświadczenia wymagają odizolowania od promieniowania kosmicznego oraz naturalnej promieniotwórczości, co możliwe jest tylko pod powierzchnią ziemi.

Udział w projekcie **BSUIN** bierze również grupa fizyków z Pracowni Promieniowania Kosmicznego w Łodzi należącej do Zakładu Astrofizyki Narodowego Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Stworzyło to możliwość do przeprowadzenia pomiarów strumienia neutronów w kopalni Reiche Zeche, w których uczestniczyła autorka pracy.

Poniżej przedstawiono strukturę pracy.

Rozdział 1 zawiera podstawowe pojęcia z zakresu fizyki neutronów oraz przegląd źródeł neutronów i metod detekcji.

Rozdział 2 mieści opis układu pomiarowego wykorzystanego w pomiarach oraz miejsca, w którym się znajdował. Omówiono w nim zasadę działania licznika proporcjonalnego, jego specyfikację i konfigurację, w jakiej pracował. Pomiary podzielono na dwie części. Pierwsza z nich miała na celu zmierzenie neutronów termicznych, druga zaś spraw-

dzenie poprawności metody pomiaru.

Rozdział 3 zawiera opis wyników pomiarów, ściślej, w jakiej postaci otrzymano wyniki i jaką analizę przeprowadzono, aby uzyskać z nich informacje, niezbędne do wyznaczenia strumienia. W rozdziale tym znajduje się również analiza wyników pod kątem zależności liczby neutronów od ciśnienia atmosferycznego. Sprawdzenie, czy występuje taka zależność, w rzeczywistości jest próbą odpowiedzi na pytanie: jakie jest główne źródło neutronów termicznych w kopalni Reiche Zeche.

W rozdziale 4 przedstawiono metodę wyznaczenia strumienia neutronów w kopalni oraz obliczenia strumienia i ich wynik. Znalazło się w nim również porównanie otrzymanych wyników z wynikami pomiarów w innej kopalni–Pyhasalmi w Finlandii. Miało ono na celu zbadanie różnic pomiędzy pomiarami. W tym rozdziale umieszczono również rachunek błędów wartości użytych w poniższej pracy.

Rozdział 5 zawiera wnioski wynikające z otrzymanych wyników i przeprowadzonej analizy.

Na końcu pracy umieszczono dodatki, które zawierają podstawowe wiadomości, ale mogą być przydatne w zrozumieniu tematu.

Rozdział 1

Podstawy teoretyczne

1.1 Klasyfikacja neutronów

Z punktu widzenia fizyki, materia składa się z neutronów, protonów i elektronów. Neutron jest nukleonem budującym jądro atomowe. Składa się on z dwóch kwarków dolnych (d) i jednego górnego (u). Posiada zerowy ładunek elektryczny, co sprawia, że jest on niezauważalny w standardowych detektorach promieniowania. Jednak możliwe jest zaobserwowanie cząstek jonizujących, które powstają w wyniku pewnych oddziaływań neutronu z materią, np. w wyniku zderzeń lub reakcji jądrowych. **Jonizacja** jest zjawiskiem, w którym z obojętnego atomu lub cząsteczki powstają jony (kationy lub aniony).

Ze względów praktycznych (budowa detektorów, sposoby pomiarów) dokonano podziału neutronów ze względu na ich energię.

Podział neutronów przedstawiony w tabeli 1.1 został zaproponowany przez autora książki [2]. Nie jest on stały, a nazwy są zwyczajowe.

Tablica 1.1: Podział neutronów ze względu na energię [2].

grupa neutronów	energia neutronów
zimne	0 – 0,001 eV
termiczne	0,001 – 0,5 eV
rezonansowe	0,5 – 1000 eV
pośrednich energii	1000 eV – 0,5 MeV
prędkie	0,5 MeV – 50 MeV
wysokich energii	> 50 MeV

1.2 Oddziaływanie neutronów z materią

Neutrony jako cząstki obojętne elektrycznie nie są cząstkami jonizującymi, podczas gdy większość detektorów rejestruje jonizację. Dlatego do detekcji neutronów wykorzystuje się następujące procesy [3]:

- **Rozproszenie sprężyste.** W tym przypadku neutrony ulegają sprężystemu zderzeniu z jądrami, te natomiast ulegają odrzutowi, czyli poruszają się jonizując. Najczęściej w detektorach wykorzystuje się rozproszenie sprężyste na jądrze

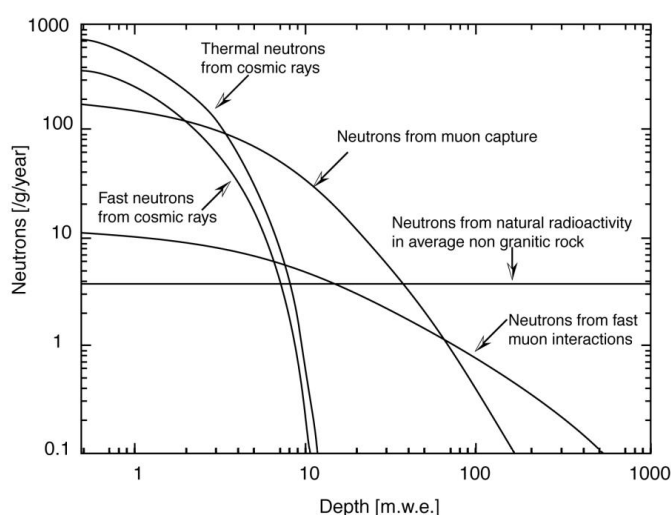
wodoru, gdyż jego masa jest bliska masie neutronu, wtedy takie zderzenie można rozważyć jako zderzenie kul bilardowych o takich samych masach, podczas którego zachodzi przekazanie największej ilości energii.

- **Reakcje jądrowe.** Podczas reakcji jądro pochłania neutron i rozpada się na naładowane produkty. Prawdopodobieństwo zajścia reakcji określa się mianem przekroju czynnego (dodatek A).

Zazwyczaj detektory wykorzystujące zderzenia sprężyste, służą do detekcji neutronów szybkich. Pozwalają one ocenić energię padających nań cząstek, choć wymaga to skomplikowanej analizy. Natomiast te wykorzystujące reakcje jądrowe z neutronem, zazwyczaj obserwują neutrony powolne (termiczne). Warto nadmienić, że detektory wykorzystujące reakcje jądrowe rejestrują energię reakcji, a nie energię neutronu, który wziął w niej udział.

1.3 Źródła neutronów w podziemnych laboratoriach

Na rysunku 1.1 przedstawiono źródła neutronów pod powierzchnią Ziemi. Biorąc



Rysunek 1.1: Całkowite strumienie neutronów z różnych źródeł w funkcji głębokości (równowartość metra wody) [7].

pod uwagę, że kopalnia Reiche Zeche, w której były przeprowadzane pomiary, znajduje się na głębokości około 140 m (≈ 300 m.w.e.) dominującymi procesami produkującymi neutrony na tej głębokości są:

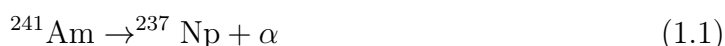
1. emisja neutronów z reakcji jądrowych (naturalna promieniotwórczość)
2. miony wtórnego promieniowania kosmicznego.

Główną reakcją jądrową zachodzącą w materii, w wyniku której emitowane są neutrony, jest reakcja (α, n) , gdyż wykorzystuje cząstki α pochodzące z naturalnego rozpadu promieniotwórczego (dodatek B). Reakcja ta opiera się na produkcji neutronów poprzez bombardowanie jądra lekkiego pierwiastka cząstkami α .

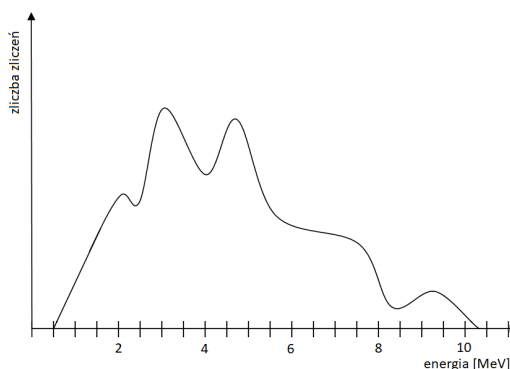
W podziemnych laboratoriach źródłami neutronów są lekkie pierwiastki budujące skałę, tj. wapń, krzem. Są one bombardowane cząstkami alfa pochodzącymi z rozpadów zachodzących w szeregu promieniotwórczym, w wyniku czego emitują neutrony.

Wyjątek stanowią złoża soli kamiennej. Zazwyczaj powstają one na skutek odparowania słonych mórz, więc nie zawierają żadnych pierwiastków ciężkich, które mogłyby zapoczątkować szereg promieniotwórczy, a co za tym idzie nie ma pierwiastków emitujących cząstki alfa.

Reakcja (α, n) jest również wykorzystywana w źródłach sztucznych, służących do kalibracji detektorów lub używanych w laboratoriach akademickich do nauki o metodach detekcji neutronów. Wykorzystywane są zwykle źródła amerykańsko-berylowe (AmBe). Reakcje zachodzące w źródle AmBe:



Węgiel powstały w reakcji może występować w stanie podstawowym jądra ($U = 0$), w pierwszym stanie wzbudzenia o energii $U_1 = 4,46 \text{ MeV}$ lub w drugim stanie wzbudzenia o energii $U_2 = 7,66 \text{ MeV}$. Ze względu na to również neutrony emitowane w tej reakcji będą miały różną energię. Widmo neutronów ze źródła AmBe przedstawione jest na rysunku 1.2.



Rysunek 1.2: Widmo neutronów ze źródła AmBe.

Promieniowanie kosmiczne to naładowane cząstki o wysokich energiach. Oddziałują one w górnych warstwach atmosfery i generują cząstki wtórne, między innymi miony i neutrony. Miony wtórnego promieniowania kosmicznego docierają do najgłębszych laboratoriów podziemnych i reagują ze skałami, tworząc własne cząstki wtórne. Neutrony wtórne docierają do powierzchni ziemi i dominują na niewielkich głębokościach.

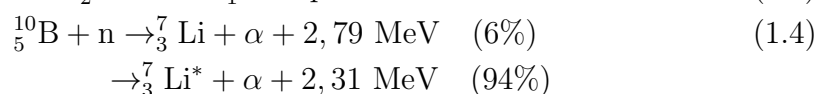
1.4 Metody detekcji neutronów termicznych

Główną metodą detekcji neutronów termicznych jest detekcja jonizacji dokonanej przez produkty jonizujące (o stosunkowo dużej energii i masie jądra zbliżonej do masy neutronu), powstałe w reakcji jądrowej neutronu z jądrem lub atomem.

Do tej grupy należą:

1. Proporcjonalne liczniki gazowe. Tego typu detektory wypełniane są gazem, np. trójfluorkiem boru (BF_3), w którym występuje 21% izotopu ^{10}B lub helem ^3He .

Częściej są jednak stosowane detektory helowe, gdyż fluor jest pierwiastkiem trującym. Do wykrycia neutronu wykorzystuje się reakcje jądrowe (1.3), (1.4), w wyniku których produkowany jest proton lub cząstka α .



Proporcjonalny licznik helowy był użyty w pomiarach neutronów w kopalni Reiche Zeche. Jego budowa i zasada działania zostaną omówione w rozdziale 2.2.

2. Rozszczepieniowa komora jonizacyjna. Detektory te wykorzystują izotopy ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{237}\text{Np}$ lub ${}^{239}\text{Pu}$ jako jądra rozszczepialne. Pochłonięcie neutronu przez wymienione izotopy powoduje ich rozszczepienie, w wyniku którego powstają cząstki jonizujące. Należy wspomnieć, że wymienione pierwiastki produkują również cząstki α , wobec czego aparatura musi odseparować sygnały pochodzące od jonizacji wywołanej przez fragmenty rozszczepienia (sygnatura neutronu) od sygnałów związanych z jonizacją wywołaną przez cząstki α . Z tego powodu detektory są tak skonstruowane, aby fragmenty rozszczepienia jonizowały ośrodek detektora znacznie efektywniej.
3. Scyntylatory. Detektory scyntylacyjne są najczęściej wykorzystywane do detekcji promieniowania alfa, beta oraz gamma, ale okazały się również przydatne w rejestracji neutronów. W tym przypadku ich warstwa robocza (szkło lub plastik) zawiera izotop ${}^{10}\text{B}$ lub ${}^6\text{Li}$. Ich działanie opiera się na absorpcji neutronu, podczas której powstaje cząstka naładowana wywołująca fluorescencję w ośrodku scyntylatora. Kwanty światła są obserwowane przez fotopowielacz. Najprościej jest wykonać scyntylator z siarczku cynku (ZnS) wymieszanego z B_2O_3 . Pierwiastkiem wchodzącym w reakcję jest bor, który zgodnie z reakcją (1.4) produkuje neutron. Najczęściej jednak stosuje się jodek sodu aktywowany talem NaI(Tl) , występujący w postaci monokryształu [2].
4. Detektory półprzewodnikowe. Idea działania jest podobna jak w detektorach gazowych: neutrony w reakcji jądrowej z jądrami obszaru czynnego tworzą cząstki jonizujące, jednak w tym przypadku obszarem czynnym jest kryształ półprzewodnika [5]. Zaletą detektorów półprzewodnikowych jest wysoka przestrzenna zdolność rozdzielcza i szybkość odpowiedzi.

1.5 Detekcja neutronów prędkich

Liczniki wymienione w poprzedniej sekcji wykorzystuje się głównie do detekcji neutronów termicznych. Wynika to z tego, że przekrój czynny na reakcje jądrowe wykorzystywane do detekcji neutronów, maleje wraz ze wzrostem energii neutronu. Aby móc wykryć neutrony wyższych energii, licznik otacza się materiałem, w którym, w wyniku zderzenia z jego cząstkami, neutrony prędkie zostają spowolnione do neutronów termicznych. Proces ten nazywa się **termalizacją**. Dobrym moderatorem (materiałem, w którym zachodzi termalizacja) jest materiał o dużej gęstości i dużym przekroju czynnym, aby zderzenia zachodziły w nim często i neutrony zostały spowolnione. Zalicza się do nich polietylen i wodę, ze względu na dużą zawartość wodoru.

W tej grupie znajdują się stałe lub ciekłe scyntylatory organiczne, gdyż są bogate w wodór. Umożliwia to zderzenie sprężyste neutronu z wodorem, które w pierwszym przybliżeniu mają taką samą masę. W wyniku zderzenia, z wodoru wybijany jest proton, który jest cząstką jonizującą. Zasada działania tego typu detektorów opiera się na zderzeniu neutronu z jądrem radiatora, podczas którego następuje przekazanie energii neutronu radiatorowi. Po zderzeniu jądro odrzutu staje się cząstką jonizującą, co umożliwia zarejestrowanie go przez detektor gazowy lub scyntylacyjny.

Rozdział 2

Układ pomiarowy

2.1 Opis kopalni

Pomiary strumienia neutronów, które są tematem tej pracy, były przeprowadzane w kopalni Reiche Zeche we Freibergu. Jak już wcześniej wspomniano, jest to nieaktywna kopalnia srebra, która teraz należy do Akademii Górniczej we Freibergu. W kopalni są laboratoria biologiczne i geologiczne, w których studenci uczą się o świecie podziemnym.

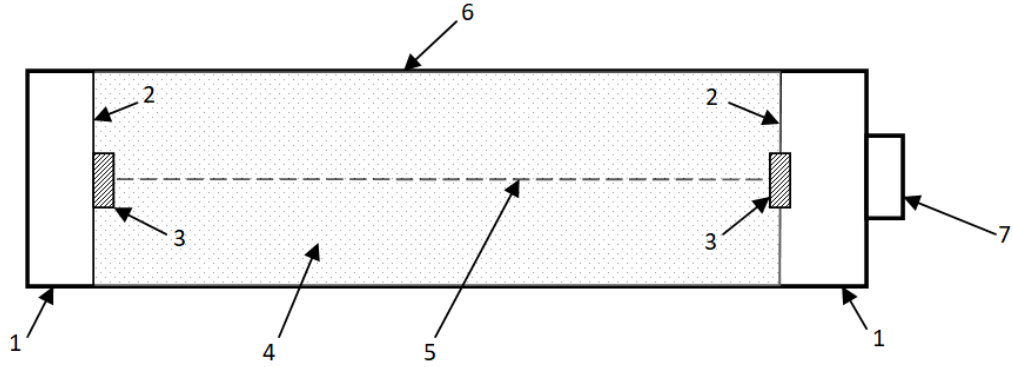
Nasz układ pomiarowy znajdował się w pomieszczeniu o wymiarach ok. 3x3x3m. Ze względu na znajdujące się tam serwery sieci akademickiej, pomieszczenie te jest suche i stale wentylowane, zapewniając warunki nieszkodzące elektronice. W większości miejsc w kopalni panuje temperatura około 12°C oraz wysoka wilgotność, natomiast w miejscu, gdzie pozwolono nam ustawić układ pomiarowy, było sucho a temperatura osiągała 18°C.

Aparatura została ustawiona na poziomie około 140 m, mimo iż kopalnia jest dużo głębsza. Powodem jest niedostępność niższych poziomów, ze względu na to, że są wypełnione wodą. W czasie, gdy były na nich prowadzone prace wydobywcze, woda ta była odpompowywana, aby umożliwić pracę górnikom.

2.2 Proporcjonalny licznik helowy

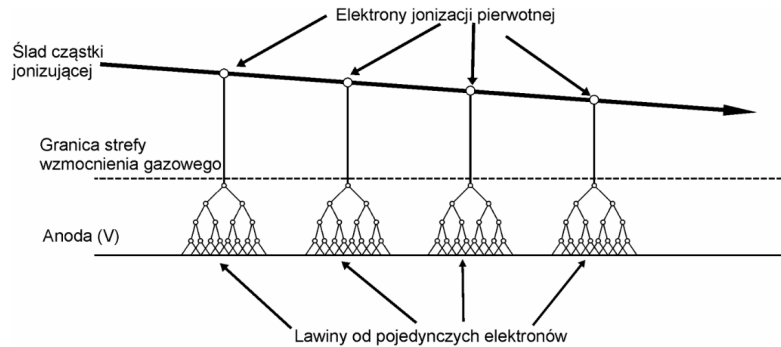
Pomiary neutronów były przeprowadzane gazowym licznikiem proporcjonalnym wypełnionym heliem ^3He . W tych przyrządach powstaje impuls proporcjonalny do jonizacji pierwotnej wywołanej przez cząstkę. Izotop helu jest tu jednocześnie pierwiastkiem reagującym z neutronami oraz gazem wypełniającym licznik, który rejestruje produkty tej reakcji.

Proporcjonalny licznik gazowy ma zazwyczaj dwie elektrody–współosiowe walce (rysunek 2.1). Elektrode zewnętrzną pełni walcowata obudowa, a w jej osi znajduje się cienki drut (elektroda wewnętrzna), który względem elektrody zewnętrznej ma napięcie dodatnie V . Taka budowa sprawia, że licznik pełni rolę kondensatora, a więc stanowi przerwę w obwodzie. Przejście cząstki jonizującej między okładkami powoduje powstawanie jonów. Tworzą się one poprzez oderwanie elektronów od atomów, które nie rekombinują dzięki obecności wysokiego napięcia przyłożonego do elektrod. Ruch do elektrod (okładek kondensatora), powstałych anionów i kationów jest prądem, który jest rejestrowany przez przetwórnik analogowo-cyfrowy. Elektrony, które zostają oderwane podczas jonizacji, są przyspieszane w polu elektrycznym. Współosiowość



Rysunek 2.1: Schemat budowy licznika helowego: 1–osłony końców, 2–metalowa przepona, 3–izolacja, 4–gaz roboczy (^3He), 5–anoda (cienki drut), 6–obudowa licznika, 7–wywiedzenie katody (kabel koncentryczny).

elektrod powoduje powstanie centralnego pola elektrycznego, co oznacza, że im bliżej elektrody wewnętrznej, tym większa jest siła Coulomba, która zwiększa ich prędkość, tym samym nadając im energię wystarczającą na wywołanie następnych aktów jonizacji w gazie. Kolejne akty jonizacji zwiększają liczbę elektronów, które również są przyspieszane w polu i wywołują następne akty jonizacji. Zjawisko to nosi nazwę **mnożenia lawinowego elektronów**, jego schemat przedstawiono na rysunku 2.2.



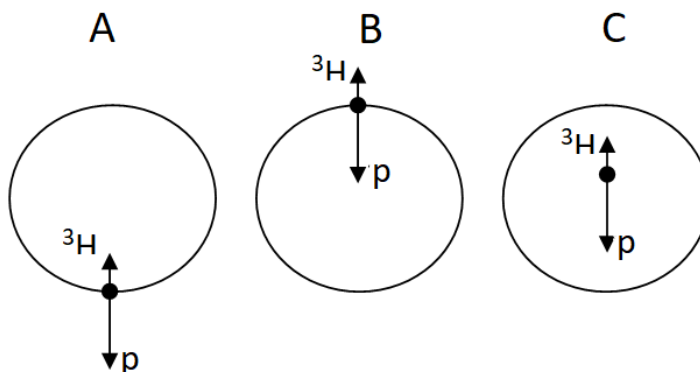
Rysunek 2.2: Schemat rozwijania się lawiny elektronowej [4].

Liczba elektronów wtórnych powstałych z jednego elektronu pierwotnego jest zależna od wielkości napięcia. Liczba elektronów docierających do anody rośnie, w przybliżeniu, eksponencjalnie wraz ze wzrostem napięcia V . Istnieje zakres napięć, w których lawina elektronów jest proporcjonalna do jonizacji pierwotnej. Powyżej tego zakresu licznik staje się detektorem Geigera–Müllera. Stosunek liczby elektronów dochodzących do anody do liczby elektronów powstałych w jonizacji pierwotnej nazywa się wzmocnieniem gazowym, dla licznika proporcjonalnego jest rzędu $10^3 - 10^4$ [3].

Proporcjonalny licznik gazowy stosowany do detekcji neutronów musi być wypełniony gazem, który ma zdolność reagowania z nimi. W pomiarach strumienia neutronów w kopalni Reiche Zeche wykorzystano liczniki wypełnione helem ^3He . Neutron reaguje z helem zgodnie z reakcją (2.1). Powstałe w reakcji proton i tryt jonizują i są rejestrowane przez licznik proporcjonalny.



Licznik rejestruje energię równą 764 keV tylko wtedy, gdy oba produkty reakcji (2.1), czyli i tryt i proton, oddziałają w liczniku. Istnieją przypadki, w których jeden z produktów reakcji opuści licznik. Zostały one opisane poniżej i zilustrowane na rysunku 2.3.

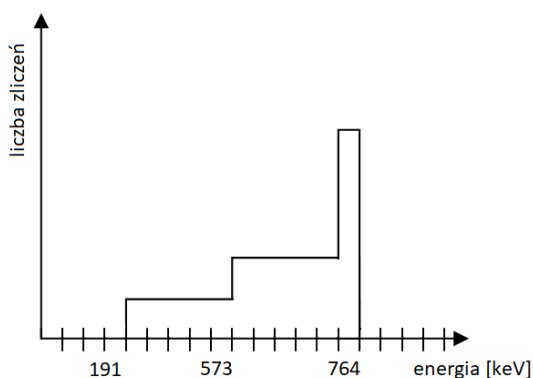


Rysunek 2.3: Trzy skrajne przypadki rejestracji produktów reakcji zachodzącej w liczniku helowym.

Przypadek A Reakcja zachodzi blisko ścianki licznika i rejestrowana jest cała energia trytu oraz część energii protonu, co oznacza, że proton „wyleciał” z licznika. Zakres energii: 764 keV – 191 keV.

Przypadek B Reakcja zachodzi blisko ścianki licznika i rejestrowana jest cała energia protonu i tylko część energii trytu, co oznacza, że tryt „wyleciał” z licznika. Zakres energii: 764 keV – 573 keV.

Przypadek C Reakcja zachodzi w środku licznika (lub na tyle daleko od ścianki, aby oba produkty zostały w środku licznika) i rejestrowana jest cała energia protonu oraz cała energia trytu, co oznacza, że obie cząstki pozostały w liczniku i zdeponowały w nim całą swoją energię (764 keV).



Rysunek 2.4: Widmo amplitud produktów reakcji zachodzącej w proporcjonalnym liczniku helowym.

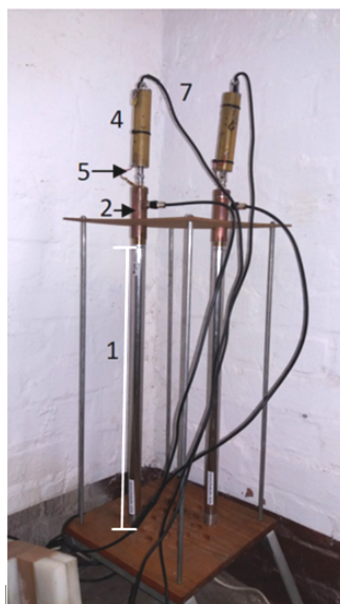
Występowanie powyższych przypadków nosi nazwę „efektu ściankowego” i wprowadza do widma amplitud główny pik neutronowy (764 keV) oraz tzw. ogony. Widmo licznika przedstawione jest na rysunku 2.4.

Zasięg protonu o energii 537 keV w helu pod ciśnieniem 1 atm wynosi 52 mm [1], wobec tego detektor powinien mieć bardzo duże wymiary, aby zdołać go zarejestrować.

Aby skrócić zasięg protonu, do helu dodaje się tzw. gaz obciążający, który powoduje zwiększenie gęstości elektronów w materii, tym samym zwiększając jonizację.

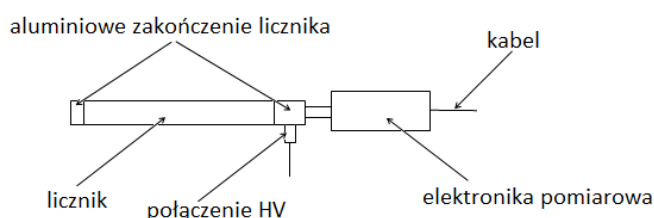
2.3 Aparatura wykorzystana w pomiarach neutronów

Pomiary trwały od marca do lipca 2018 roku i były podzielone na dwie części. Wykorzystano w nich układ pomiarowy przedstawiony na rysunku 2.5.



Rysunek 2.5: Układ pomiarowy. Elementy budowy liczników ZDAJ [1]: 1–część czynna licznika (rura stalowa wypełniona helum), 2–aluminiowe zakończenie licznika, 3– elektronika pomiarowa, 4–miedziana obudowa elektroniki, 5–złącze BNC, 6–dodatkowe uziemienia, 7–kable.

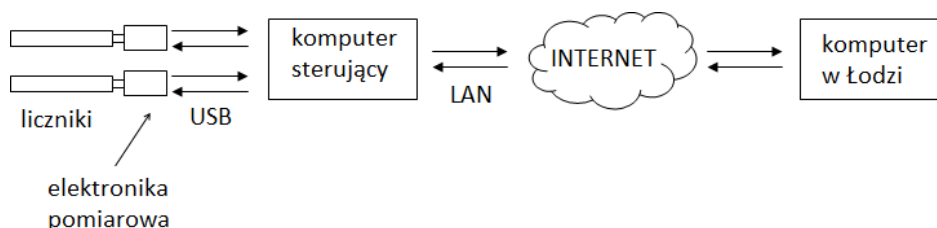
Schemat licznika przedstawiono na rysunku 2.6. Głównym elementem aparatury były dwa liczniki typu ZDAJ: ZDAJ05 oraz ZDAJ06, umieszczone pionowo w aluminiowym stelażu w odległości 15 cm od siebie.



Rysunek 2.6: Schemat licznika typu ZDAJ.

Każdy z liczników był podłączony przez gniazdo BNC do elektroniki pomiarowej, natomiast kablem USB do komputera. Umożliwiło to równoległe działanie liczników. Każdy z liczników posiadał również gniazdo łączące go z wysokim napięciem (HV). Komputer, do którego były podłączone liczniki, miał stałe połączenie z internetem, co umożliwiało zdalne sterowanie nim przez komputery z Łodzi. Ciągła komunikacja

pozwalala na bieżący dostęp do danych oraz stanowiła zabezpieczenie na wypadek awarii (można było zresetować program zapisujący dane).



Rysunek 2.7: Schemat połączenia liczników z komputerem.

Parametry liczników umieszczono w tabeli 2.1.

Tablica 2.1: Parametry liczników helowy użytych do pomiarów neutronów w kopalni Reiche Zeche [1].

parametr	licznik ZDAJ
długość	50 cm
średnica	2,5 cm
ciśnienie gazu roboczego (^3He)	4 at
ciśnienie gazu obciążającego (^{36}Kr)	0,5 at

Pierwsza część pomiaru trwała od marca do maja 2018 roku, a jej celem było zmierzenie neutronów termicznych w kopalni Reiche Zeche we Freibergu. Druga część trwała od maja do lipca 2018 rok, wykorzystano w niej tę samą aparaturę, jednak obłożono ją butelkami wypełnionymi dziesięciowodnym boraksem (rysunek 2.8). Łączna masa związku wyniosła około 100 kg. Aby dokładnie obłożyć układ, od stelaża w którym umieszczone były liczniki, odkręcono nóżki. Boraks, ściślej, czteroboran sodu dzie-



Rysunek 2.8: Układ pomiarowy obłożony butelkami z boraksem.

sięciowodny o wzorze sumarycznym: $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$. Boraks zawiera bor naturalny, który jest mieszaniną dwóch izotopów: ^{10}B (79%) oraz ^{11}B (21%). Dzięki zawartości drugiego izotopu pochłania neutrony termiczne zgodnie z reakcją (1.4).

Ta część pomiaru miała na celu sprawdzenie poprawności metody pomiaru oraz dokonanej analizy. Obłożenie aparatury boraksem powinno spowodować odizolowanie

jej od większości neutronów termicznych. W osłonie boraksowej zgodnie z reakcją (1.4), neutrony termiczne powinny wejść w reakcję z borem, co za tym idzie, tylko niewielka ich ilość powinna być rejestrowana w detektorze. Wyniki przedstawiono w sekcji 3.

2.3.1 Zasada działania elektroniki pomiarowej

Jak już wcześniej wspomniano, ruch cząstek jonizujących w liczniku helowym daje impuls elektryczny. Zostaje on wzmocniony do skali odczytu elektroniki, następnie jest rejestrowany przez **ADC** (przetwornik analogowo-cyfrowy). W rezultacie otrzymujemy przebieg podobny do oscyloskopowego, na którym możemy zobaczyć kształt impulsu, który jest wynikiem jednego pomiaru. Elektronika na każdy przebieg wykonała 50 kroków co 700 ns każdy.

Rejestracja kształtu impulsu jest możliwa dzięki temu, że ADC działa w pętli ciągle zapisując wyniki w buforze kołowym. Dzięki temu po przyjsciu impulsu możliwe jest zarejestrowanie kształtu oraz poziomu przed i po impulsie. Informacja o kształcie jest dobrym kryterium do odróżnienia przebiegów pochodzących z reakcji neutronu z helem od innych. Więcej o innych przebiegach i o tym, jak je rozpoznać w rozdziale 3.2.

Rozdział 3

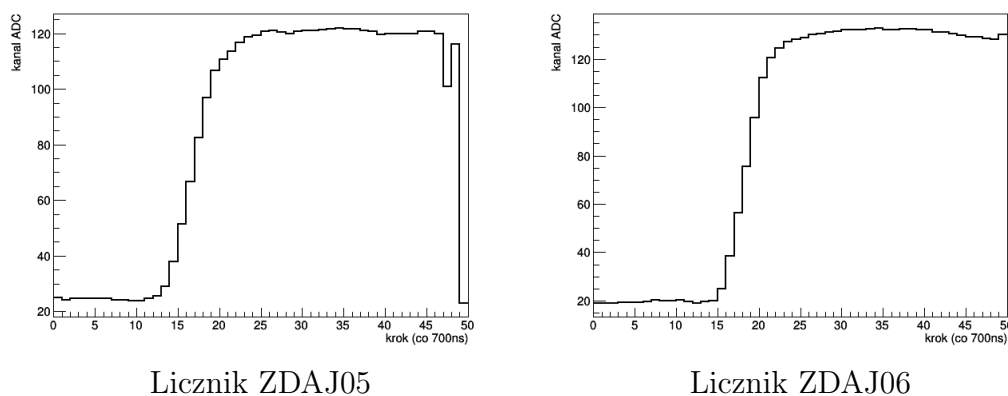
Analiza

3.1 Wyniki pomiarów

3.1.1 Pierwsza część pomiaru

Pierwsza część pomiaru (pomiar neutronów termicznych) trwała od marca do maja 2018 roku. Pomiar był wykonywany w kilku seriach pomiarowych, trwających kilka dni. Informacje o seriach podano w tabeli 3.1. W analizie sumuje się wyniki oraz czas pomiaru, gdyż zwiększa to statystykę rzadkiego zjawiska.

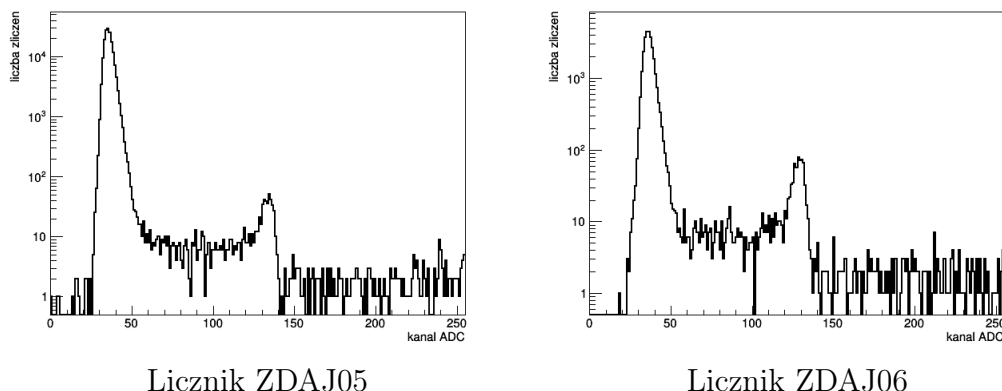
Na rysunku 3.1 przedstawiono przykładowe rejestracje neutronów w obydwu licznikach.



Rysunek 3.1: Przykładowa rejestracja neutronów w obydwu licznikach.

Analiza otrzymanych wyników polegała na rozpoznaniu kształtu impulsu neutronowego wśród wszystkich danych (więcej o analizie kształtu w rozdziale 3.2). Następnie, dla każdego przebiegu, znaleziono kanał, w którym występowało maksimum, w kolejnym kroku sporządzono widmo energetyczne zarejestrowanych sygnałów (rysunek 3.2). Analiza została przeprowadzona w programie napisanym wraz z pracownikami Pracowni Promieniowania Kosmicznego z wykorzystaniem pakietu ROOT opracowanego przez CERN.

Na rysunku 3.2 przedstawiono widmo energetyczne zarejestrowanych sygnałów. Energia wyrażona jest bezpośrednio w kanałach ADC. Można zauważyć charakterystyczny kształt widma rejestracji neutronów w proporcjonalnym liczniku helowym

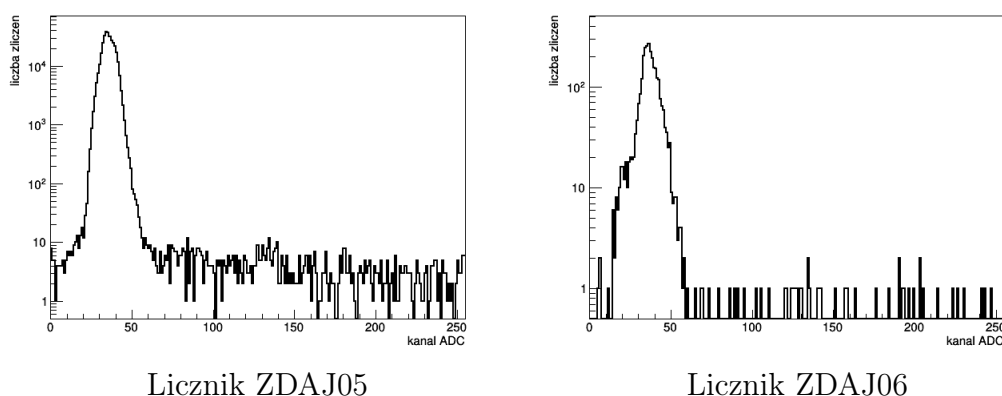


Rysunek 3.2: Widmo energetyczne obu liczników po analizie kształtu.

opisanym na rysunku 2.4. Główny pik neutronowy (764 keV – oba produkty reakcji zatrzymane w liczniku) widać około 130 kanału ADC. Płaskie widmo o energiach niższych niż 764 keV to „ogony” efektu ściankowego. Dokładna struktura „ogonów” nie jest dobrze widoczna ze względu na niską statystykę. Koniec struktury jest przysłaniany przez pik szumowy. Sygnały o wyższych energiach pochodzą od cząstek alfa z obudowy licznika. Emitowane cząstki alfa są prawdopodobnie monoenergetyczne a ich płaskie widmo jest wynikiem emisji na różnych głębokościach w materiale. Wcześniejsze badania pracowników Pracowni Promieniowania Kosmicznego w Łodzi sugerują, że ich pierwotna energia wynosiła około 6 GeV.

3.1.2 Druga część pomiaru

Ta sekcja zawiera wyniki pomiarów trwających od maja do lipca 2018, w których aparatura była obłożona butelkami z boraksem. Oczekiwano, że osłona spowoduje zniknięcie większości impulsów pochodzących od neutronów. Czas rejestracji danych przez licznik ZDAJ05 wynosił 30,1 dnia, zaś przez licznik ZDAJ06 tylko 8,9 dnia, ze względu na awarię, której uległ. Widmo energetyczne przedstawiono na rysunku 3.3.



Rysunek 3.3: Widmo energetyczne obu liczników obłożonych butelkami z boraksem.

Na widmie licznika ZDAJ05 widać płaskie widmo pochodzące od cząstek alfa (emitowanych przez elementy licznika). Główny pik neutronowy jest ledwo widoczny, ale

można go zaobserwować w okolicy 130 kanału ADC. Jeśli częstość zliczeń cząstek alfa w obu częściach pomiarów będzie zgodna, można będzie powiedzieć, że osłona boraksowa wyeliminowała większość neutronów. Częstości zliczeń cząstek alfa na bin w liczniku ZDAJ05:

$$(7,97 \pm 0,11) \cdot 10^{-5} \frac{1}{s} \quad (3.1)$$

$$(9,08 \pm 0,15) \cdot 10^{-5} \frac{1}{s} \quad (3.2)$$

gdzie równanie (3.1) opisuje częstość zliczeń w pierwszej części pomiaru, a (3.2) w drugiej części pomiaru.

Częstości zliczeń cząstek alfa na bin w liczniku ZDAJ06:

$$(5,65 \pm 0,09) \cdot 10^{-5} \frac{1}{s} \quad (3.3)$$

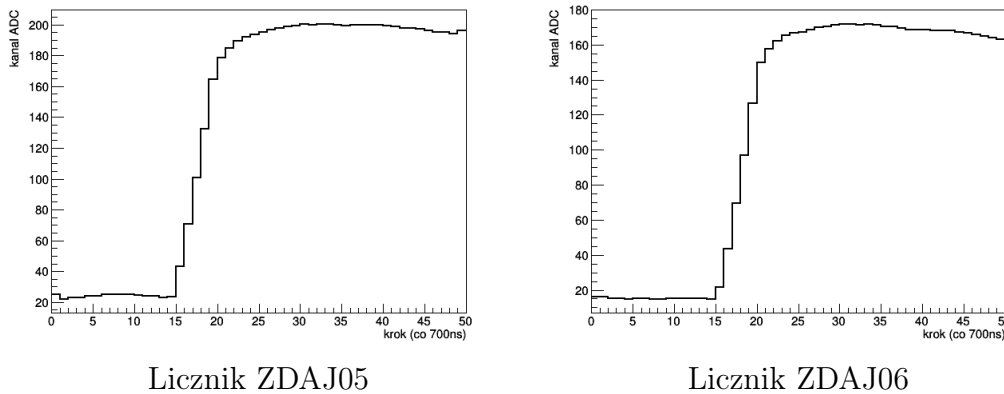
$$(6,24 \pm 0,12) \cdot 10^{-5} \frac{1}{s} \quad (3.4)$$

gdzie równanie (3.3) opisuje częstość zliczeń w pierwszej części pomiaru, a (3.4) w drugiej części pomiaru.

Wartości częstości zliczeń cząstek alfa są w przybliżeniu równe w obu licznikach, co dowodzi, że aparatura rejestruje neutrony termiczne, które w większości zostały wyeliminowane przez osłonę z boraksu.

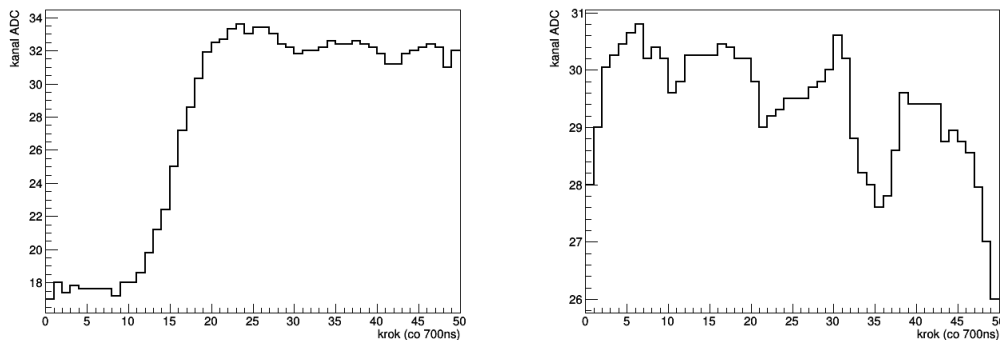
3.2 Cięcia

Głównymi kryteriami w wybieraniu przebiegów neutronowych, był czas narastania oraz amplituda. Impuls pochodzący od cząstki powinien narastać między 13 a 23 krokiem czasu (w przybliżeniu $7 \mu s$). Gdyby narastał szybciej, znaczyłoby to, że pochodzi od iskierki na złączach elektroniki. W dalszej analizie należy odróżnić impulsy pochodzące od neutronów i cząstek alfa. Różnią się one od siebie tylko amplitudą. Za neutrony uważa się te, których maksimum znajduje się w okolicy 130 kanału. Na rysunku 3.4 przedstawiono przykładowe przebiegi, które pochodzą od cząstek alfa. Kształtem przypominają one przebiegi neutronowe, różnią się jedynie amplitudą.



Rysunek 3.4: Przebiegi impulsów pochodzących od cząstek alfa z obu liczników.

Inne przypadki o nieregularnych kształtach traktuje się jako szumy elektroniki. Przykładowe przebiegi przedstawiono na rysunku 3.5.



Rysunek 3.5: Przebiegi o nieregularnych kształtach – zakłócenia elektroniki.

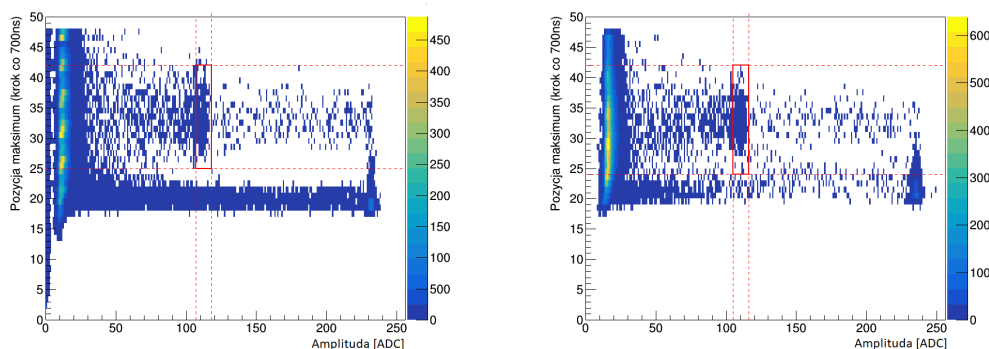
3.3 Wyznaczenie położenia głównego piklu neutronowego

Cięcia opisane w sekcji 3.2 pozwalają dobrze określić, które przypadki pochodzą od neutronów oraz ile ich było, ale działają najlepiej do przypadków o najwyższej amplitudzie, czyli tych pochodzących od głównego piklu neutronowego. Korzystniej jest ograniczyć analizę do głównego piklu neutronowego, ponieważ dobrze znany jest jego stosunek do wszystkich zliczeń neutronów. Zostało to zmierzone przez pracowników Pracowni podczas kalibracji przeprowadzonych w Łodzi. Dane zebrano w tabeli 4.3.

Wyznaczenie częstości zliczeń neutronów w głównym piklu neutronowym pozwoli w dalszej części pracy na wyznaczenie strumienia neutronów padającego na licznik.

Do określenia położenia piklu był potrzebny dwuwymiarowy histogram: amplituda vs pozycja maksimum.

Pozycja maksimum jest proporcjonalna do czasu narastania, gdyż fragment przebiegu przed rozpoczęciem narastania jest zawsze stały. Przykładowe histogramy przedstawiono na rysunku 3.6.



Rysunek 3.6: Dwuwymiarowe histogramy amplituda vs pozycja maksimum.

Z prawej strony histogramów umieszczono skalę kolorów, która mówi o liczbie przypadków. Na histogramach (rysunek 3.6) wyraźnie widać, że przypadki rozdzielają się na dwie wstęgi: o czasie narastania krótszym od 25 kroku czasu oraz o czasie dłuższym od 25 kroku czasu. Wstęga dolna (< 25 kroku czasu) zawiera szumy, natomiast

górną (> 25 kroku czasu)—neutrony i cząstki alfa. Wstęgi zlewają się przy amplitudach $< \approx 50$ ADC, jak wspomniano wyżej nie są się odróżnić neutronów od szumów w tym obszarze (cięcie staje się nieefektywne).

Algorytm wyznaczenia położenia głównego pik neutronowego opiera się na poszukiwaniu maksymalnego skoku wartości. W pierwszym kroku wybiera się miejsce, w którym wstęgi się rozdziela. Następnie ustawia się zakres początkowy: 100 – 140 ADC. W kolejnym kroku poszukuje się miejsca skoku, czyli histogram jest próbkowany kanał po kanale i sprawdzana jest wartość m .

$$m = \text{suma 4 kanałów przed próbką} - \text{suma 4 kanałów po próbce}$$

Najmniejsza wartość m , która jest różnicą wartości lokalnego minimum i maksimum, określa dolną granicę pik a największa wartość m , która jest różnicą wartości maksimum i lokalnego minimum, określa górną granicę. Analogiczny algorytm dotyczy wyznaczenia położenia pik na osi y . Zakresy początkowe są ograniczone dolną wstęgą oraz końcem osi y .

Główny pik neutronowy został wyznaczony osobno dla każdej serii pomiarowej. Na rysunku 3.6 granice pik oznaczono czerwonym prostokątem. Linia zliczeń w wyznaczonym pik jest sumą neutronów i cząstek alfa. Nie da się ich odróżnić ani po kształcie, ani po amplitudzie, ale widmo sygnałów od alf jest prostokątne. Można więc ekstrapolować poziom alf o amplitudach powyżej głównego pik neutronowego, czyli z obszaru gdzie dadzą się zmierzyć, do obszaru pik.

Wyznaczony główny pik neutronowy ma szerokość z_p binów ADC i zawiera n zliczeń. Wiedząc, że liczba cząstek alfa (α) jest stała na bin ADC można odczytać ile ich jest w zakresie 131-180 ADC, szerokość tego zakresu wynosi $z_\alpha = 49$. Dane te umożliwiają wyznaczenie liczby neutronów (n_p) zliczonych w głównym pik neutronowym ze wzoru (3.5). Dane do obliczeń oraz wyniki zostały zebrane w tabeli 3.1.

$$n_p = n - \frac{z_p \cdot \alpha}{z_\alpha} \quad (3.5)$$

Wartości uzyskane z ilorazu zostały zaokrąglone do dołu. Wynik tego działania określa liczbę zliczonych cząstek, zatem musi być liczbą całkowitą.

Tablica 3.1: Dane z serii pomiarowych niezbędne do wyznaczenia liczby neutronów w głównym pik neutronowym wraz z wyznaczoną liczbą.

nr	data pomiaru	czas pomiaru t [s]	ZDAJ 05				ZDAJ 06			
			z_p	α	n	n_p	z_p	α	n	n_p
1	09.03.2018	527111	16	27	202	194	15	21	230	224
2	5.03.2018	275708	18	19	128	122	11	17	102	99
3	18.03.2018	663884	13	43	226	215	10	27	283	278
4	26.03.2018	778178	11	62	238	225	10	44	236	228
5	06.04.2018	1666248	10	100	432	412	10	98	645	625

Symbole występujące w tabeli: n_p —liczba neutronów w głównym pik neutronowym, n —liczba zliczeń po cięciach, z_p —szerokość głównego pik neutronowego, α —liczba cząstek alfa.

Obliczone n_p posłuży do wyliczenia strumienia neutronów.

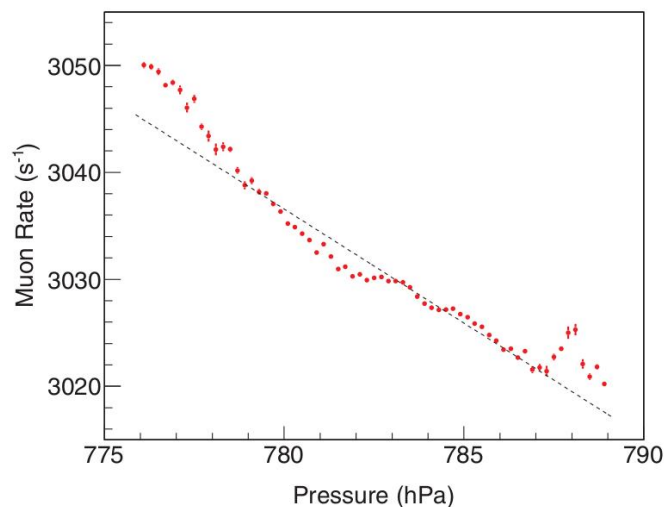
3.4 Zależność strumienia neutronów od ciśnienia atmosferycznego

Wiedząc już, że zmierzone neutrony są zaliczane do neutronów termicznych warto zadać następujące pytanie: czy pochodzą one z mionów wtórnego promieniowania kosmicznego? Jeśli tak, wówczas liczba neutronów powinna być zmienna zgodnie z zależnością opisaną w tej sekcji.

Miony powstają w górnych warstwach atmosfery z pierwotnego promieniowania kosmicznego. Przedostają się przez atmosferę i powierzchnię Ziemi, docierając do laboratoriów podziemnych. W wyniku oddziaływania z materią mogą produkować neutrony. Na niewielkich głębokościach, do 80 m, dominuje wychwyt mionu przez jądro zgodnie ze wzorem (3.6).

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (3.6)$$

Miony widzą powietrze jako kolumnę materii, którą muszą pokonać. Zmiana ciśnienia atmosferycznego powoduje zmianę gęstości powietrza. Wzrost ciśnienia powoduje zagęszczenie materii w atmosferze, którą trudniej jest pokonać. W wyniku tego strumień mionów jest zależny od ciśnienia atmosferycznego, a co za tym idzie, również strumień neutronów powinien podlegać tej zależności. Na rysunku 3.7 przedstawiono dane zebrane przez eksperyment GRAPES-3.

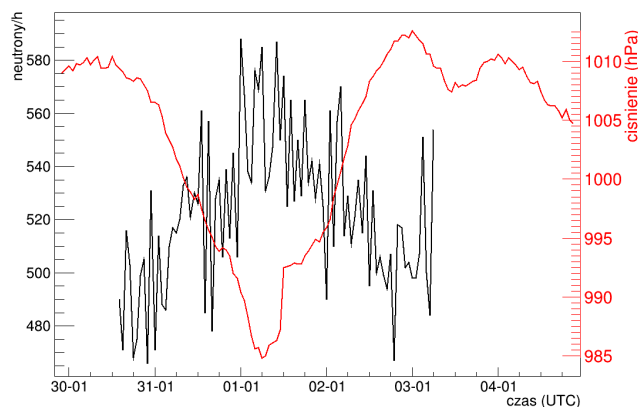


Rysunek 3.7: Zależność strumienia mionów od ciśnienia atmosferycznego, eksperyment GRAPES-3, dane z 2006 roku. Dopasowano funkcję liniową o współczynniku nachylenia $a = -0,07\% \frac{1}{\text{hPa}}$ [8].

Eksperyment GRAPES-3 znajduje się w Indiach i jest położony 2200m n.p.m. Dane przedstawione na rysunku 3.7 dotyczą więc pomiarów naziemnych. Na rysunku 3.7 obserwuje się odwrotną proporcjonalność, co oznacza, że wzrost ciśnienia atmosferycznego (zwiększenie gęstości powietrza) powoduje zmniejszenie obserwowanego strumienia mionów.

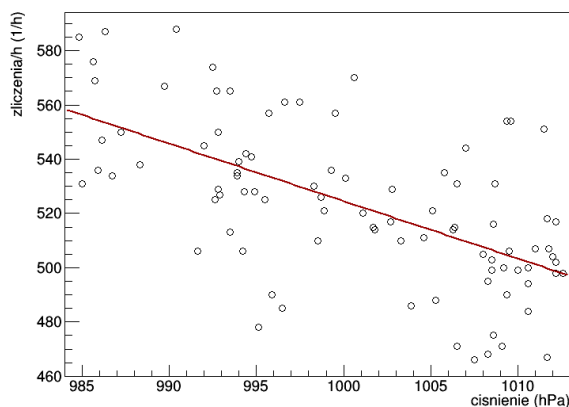
Podczas pomiarów we Freibergu podjęto próbę zaobserwowania tego efektu w podziemnym laboratorium w kopalni Reiche Zeche. W celu porównania wyników podziemnych z wynikami naziemnymi, przeprowadzono pomiar neutronów w Łodzi na

powierzchni ziemi podobnymi licznikami helowymi z serii ZDAJ w okresie 30.04-02.05.2018. Wyniki przedstawiono na rysunku 3.8. Dane dotyczące ciśnienia atmosferycznego (stacja Łódź-Lublinek) pozyskano z darmowego archiwum pogodowego „meteoblue”.



Rysunek 3.8: Wykres ciśnienia i zliczonych neutronów w funkcji czasu. Pomiarzy przeprowadzone w Łodzi, na powierzchni. Dla jasności rysunku błędy statystyczne nie zostały zaznaczone, należy zwrócić uwagę, że są one duże ze względu na małe ilości zliczeń.

Na rysunku 3.8 można zauważyć wzrost liczby neutronów podczas obniżenia ciśnienia. W celu sprawdzenia ilościowego zależności sporządzono wykres przedstawiony na rysunku 3.9.



Rysunek 3.9: Zależność liczby zliczonych neutronów na powierzchni Ziemi (pomiarzy w Łodzi) od ciśnienia atmosferycznego. Nie zaznaczono błędów statystycznych ze względu na czytelność rysunku.

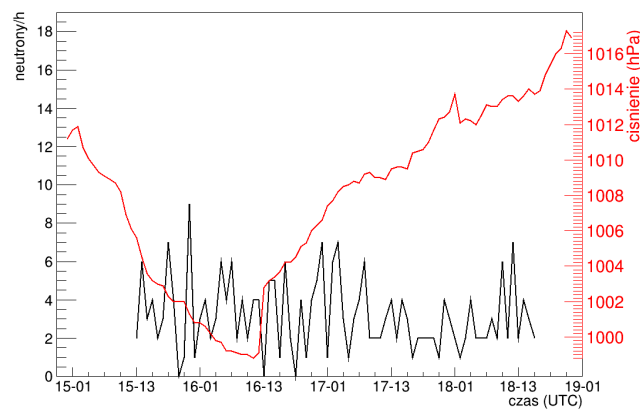
Do danych, zaznaczonych na wykresie okręgami, dopasowano funkcję liniową o współczynnikach:

$$a = (-2, 2 \pm 0, 3) \frac{1}{\text{hPa}}$$

$$b = (2, 7 \pm 0, 3) \cdot 10^3 \frac{1}{\text{h}}$$

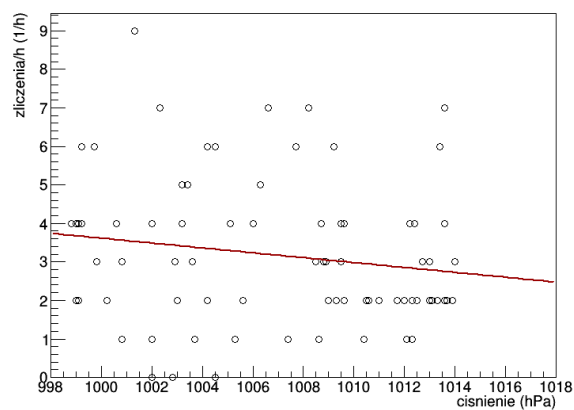
Zależność tą oznaczono na rysunku 3.9 czerwoną linią. Współczynnik korelacji wyniósł $R = -0,61$. Współczynniki korelacji między $(-1; -0,5)$ określa się mianem silnych. Potwierdza to tezę, że neutrony powstałe z mionów wtórnego promieniowania kosmicznego podlegają zależności od ciśnienia atmosferycznego. W związku z tym, sprawdzenie tej zależności w pomiarach podziemnych jest testem na pochodzenie zmierzonych neutronów.

Wyniki zmierzonych neutronów podczas pomiarów w kopalni Reiche Zeche, w okresie 15-19.03.2018 oraz informacje o ciśnieniu ze stacji meteorologicznej we Freibergu zebrano na rysunku 3.10.



Rysunek 3.10: Wykres ciśnienia i zliczonych neutronów w funkcji czasu. Pomiary przeprowadzone w kopalni Reiche Zeche.

W czasie tego pomiaru wystąpiło obniżenie ciśnienia, jednak nie widać znacznego wzrostu liczby neutronów. Sporządzono tak jak w przypadku pomiarów naziemnych, wykres zależności liczby neutronów od ciśnienia (rysunek 3.11).



Rysunek 3.11: Zależność liczby zliczonych neutronów pod powierzchnią ziemi (pomiaru we Freibergu) od ciśnienia atmosferycznego.

Tak jak w przypadku pomiarów naziemnych dopasowano funkcję liniową. Opisana

jest następującymi współczynnikami:

$$a = (-6, 3 \pm 4, 4) \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{hPa}}$$
$$b = (6, 7 \pm 4, 4) \cdot 10 \frac{1}{\text{h}}$$

Współczynnik korelacji między danymi wyniósł $R = -0,16$. Współczynniki korelacji między $(-0,5; 0)$ określa się mianem słabych. Duże błędy współczynników dopasowanej funkcji liniowej oraz słaba korelacja świadczą o braku zależności między liczbą neutronów zmierzoną w kopalni a ciśnieniem atmosferycznym.

Rozdział 4

Wyznaczenie strumienia neutronów

Najprostszą metodą wyznaczenia strumienia neutronów jest podzielenie częstości zliczeń neutronów przez wydajność i powierzchnię aparatury. Niestety w przypadku pomiarów przeprowadzonych w kopalni Reiche Zeche nie jest łatwo ją zastosować, ponieważ neutrony padały z każdego kierunku, gdzie podczas kalibracji używa się jednokierunkowej wiązki. Dodatkowym utrudnieniem jest wzajemne przysłanianie się liczników. W związku z tym zastosowano metodę opierającą się na porównaniu wyników pomiaru z symulacją przeprowadzoną w programie GEANT 4. Symulacja zostanie opisana w sekcji 4.1.

Aby wyliczyć wartość strumienia ϕ neutronów padającego na liczniki skorzystano ze wzoru (4.1) [1], gdzie $\bar{\nu}$ oznacza średnią częstość zliczeń neutronów w głównym pikie neutronowym (po odjęciu tła alflowego), σ jest stosunkiem piku o energii 764 keV do wszystkich zliczeń neutronów, f_{sym} jest częstością zliczeń neutronów uzyskaną w symulacji, ϕ_{sym} jest strumieniem neutronów zadany w symulacji.

$$\phi = \frac{\bar{\nu}}{\sigma \cdot f_{sym}} \cdot \phi_{sym} \quad (4.1)$$

Dane użyte do obliczeń oraz ich wynik przedstawiono w sekcji 4.2.

4.1 Opis symulacji Monte Carlo

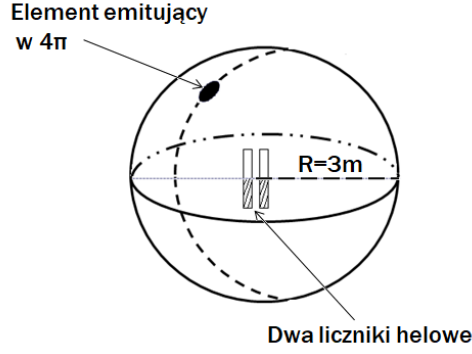
Podstawowym założeniem symulacji był izotropowy strumień monoenergetycznych neutronów o energii 0,024 eV. Aby zapewnić izotropowość, aparaturę umieszczono w środku sfery o promieniu 3m (co jest odpowiednie dla rozmiaru liczników użytych w pomiarach), której każdy punkt emitował neutrony w każdym kierunku. Schemat symulowanego układu przedstawiono na rysunku 4.1.

Parametrem w symulacji była liczba neutronów, które zostały wyemitowane przez sferę w jednostce czasu (N_e). Do obliczeń obserwowanego strumienia potrzebna jest wartość symulowanego strumienia ϕ_{sym} . Pomiędzy jedną a drugą zmienną istnieje zależność [1] opisana wzorem:

$$\phi_{sym} = \frac{N_e}{16\pi R^2} \quad (4.2)$$

W wyniku wyemitowania $N_e = 1 \cdot 10^8$ neutronów w ciągu sekundy, przez sferę o promieniu $R = 300$ cm uzyskano wartość symulowanego strumienia ϕ_{sym} :

$$\phi_{sym} = \frac{1 \cdot 10^8 \frac{\text{neutron}}{\text{s}}}{16\pi \cdot (300 \text{ cm})^2} = 22,1 \frac{\text{neutron}}{\text{s}}$$



Rysunek 4.1: Symulacja izotropowego strumienia neutronów. Sfera o promieniu 3 m, w jej centrum umieszczono układ dwóch liczników helowych. Źródło neutronów stanowił każdy punkt sfery.

Częstości zliczeń uzyskane w symulacji zebrano w tabeli 4.1.

Tablica 4.1: Częstości zliczeń liczników uzyskane w symulacji.

licznik	$f_{sym} \left[\frac{1}{s} \right]$
ZDAJ 05	4460
ZDAJ 06	5137

4.2 Strumień neutronów

Mając wszystkie niezbędne dane, można przystąpić do obliczeń strumienia neutronów w kopalni Reiche Zeche. Do wyznaczenia strumienia neutronów w kopalni niezbędne są następujące dane:

- średnia częstość zliczeń neutronów $\bar{\nu}$ obliczona ze wzoru (4.3), na podstawie danych z tabeli 3.1. Wyniki zebrano w tabeli 4.2.

$$\bar{\nu} = \frac{\sum n_p}{\sum t} \quad (4.3)$$

Tablica 4.2: Obliczone wartości częstości średnich dla obu liczników.

licznik	$\bar{\nu} \left[\frac{1}{s} \right]$
ZDAJ 05	$2,98 \cdot 10^{-4}$
ZDAJ 06	$3,72 \cdot 10^{-4}$

- stosunek głównego piku neutronowego σ do „ogonów” efektu ściankowego. Zostały one obliczone przez pracowników Pracowni Promieniowania Kosmicznego

Tablica 4.3: Stosunek głównego pików neutronowego do wszystkich zliczeń [1].

licznik	σ
ZDAJ 05	0,576
ZDAJ 06	0,569

w Łodzi przy okazji pomiarów strumienia neutronów w Narodowym Laboratorium w Gran Sasso. Wyznaczone stosunki zebrano w tabeli 4.3.

c. częstości zliczeń uzyskane w symulacji (tabela 4.1).

d. strumień neutronów zadany w symulacji wyznaczony ze wzoru (4.3),
 $\phi_{sym} = 22,1 \frac{\text{neutron}}{\text{s}}.$

Następnie obliczono strumień neutronów zmierzony przez oba liczniki, ze wzoru (4.1), wykorzystując dane wyliczone w tej sekcji. Obliczenia przedstawiono poniżej.

$$\phi_{ZDAJ05} = \frac{2,98 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}}}{0,576 \cdot 4460 \frac{1}{\text{s}}} \cdot 22,1 \frac{1}{\text{s}} = 2,56 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{s}}$$

$$\phi_{ZDAJ06} = \frac{3,72 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}}}{0,569 \cdot 5137 \frac{1}{\text{s}}} \cdot 22,1 \frac{1}{\text{s}} = 2,81 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{s}}$$

4.3 Rachunek błędów

Niniejsza sekcja zawiera dyskusję niepewności pomiarowych.

Należy rozpocząć od tego, jak zostały wyznaczone niepewności pomiarowe częstości zliczeń cząstek alfa w sekcji 3.1.2. Częstość zliczeń jest ilorazem liczby zliczeń i czasu pomiaru, wobec tego jej niepewność pomiarową można oszacować ze wzoru:

$$\Delta\nu_{\alpha} = \frac{\sqrt{n}}{l \cdot t}, \quad (4.4)$$

gdzie \sqrt{n} jest błędem statystycznym liczby cząstek alfa, l jest liczbą binów, t —czasem pomiaru serii. W tabeli 4.4 zebrano dane z jednej serii pomiarowej, z których wyznaczono niepewności.

Tablica 4.4: Dane do oszacowania niepewności pomiarowych częstości zliczeń cząstek alfa.

licznik	część pomiaru	n	l	t [s]
ZDAJ05	I	62	10	778178
	II	16	16	176274
ZDAJ06	I	44	10	778178
	II	11	16	176274

Kolejne obliczenia w pracy dotyczyły liczby neutronów w głównym pikie neutronowym (wzór (3.5)). W tym przypadku zgodnie z zasadami szacowania niepewności

wyprowadzono wzór (4.5), korzystając z metody różniczki zupełnej.

$$\Delta n_p = \Delta n + \frac{\alpha}{z_\alpha} \cdot \Delta z_p + \frac{z_p}{z_\alpha} \cdot \Delta \alpha \quad (4.5)$$

Niepewności występujące we wzorze (4.5) są niepewnościami statystycznymi: $\Delta n = \sqrt{n}$, $\Delta z_p = \sqrt{z_p}$, $\Delta \alpha = \sqrt{\alpha}$. Poniżej przedstawiono przykładowe oszacowanie dla danych z licznika ZDAJ05 z pierwszej serii pomiarowej, a dla pozostałych serii pomiarowych oszacowania zebrano w tabeli 4.5.

$$\Delta n_p = \sqrt{202} + \frac{27}{49} \cdot \sqrt{16} + \frac{16}{49} \cdot \sqrt{27} = 14,21 + 2,2 + 1,69 = 18,1 \approx 19$$

Tablica 4.5: Wyznaczone wartości n_p wraz z oszacowanymi niepewnościami pomiarowymi oraz błędami względnymi.

seria pomiarowa	$n_p \pm \Delta n_p$		błąd względny [%]	
	ZDAJ05	ZDAJ06	ZDAJ05	ZDAJ06
1	194 \pm 19	224 \pm 18	9,79	8,03
2	122 \pm 15	99 \pm 13	12,30	13,13
3	215 \pm 20	278 \pm 30	9,30	10,79
4	225 \pm 22	228 \pm 20	9,77	8,77
5	412 \pm 30	625 \pm 34	7,28	5,44

Jak wynika z tabeli 4.5 największy błąd względny występuje dla najkrótszej serii pomiarowej, co potwierdza, że rejestracja neutronów jest zjawiskiem statystycznym.

Ostatnim, a zarazem najważniejszym wzorem wymagającym oszacowania niepewności pomiarowych jest wzór (4.1) (wzór na strumień neutronów). Tak jak w przypadku Δn_p wzór (4.6), na niepewność $\Delta \phi$ otrzymano metodą różniczki zupełnej.

$$\Delta \phi = \left| \frac{\phi_{sym}}{\sigma \cdot f_{sym}} \cdot \Delta \bar{\nu} \right| + \left| \frac{\bar{\nu} \cdot \phi_{sym}}{\sigma^2 \cdot f_{sym}} \cdot \Delta \sigma \right| + \left| \frac{\bar{\nu} \cdot \phi_{sym}}{\sigma \cdot f_{sym}^2} \cdot \Delta f_{sym} \right| + \left| \frac{\bar{\nu}}{\sigma \cdot f_{sym}} \cdot \Delta \phi_{sym} \right| \quad (4.6)$$

Przeanalizujemy niepewności pomiarowe użyte we wzorze (4.6):

- $\Delta \bar{\nu}$, składa się na nią suma wszystkich Δn_p podzielona przez czas całkowity pomiaru ($\bar{\nu} = \frac{\Delta n_p}{t_c}$);
- $\Delta \sigma$ jest niepewnością wyznaczoną podczas wcześniejszych pomiarów [1]: $\Delta \sigma = 0,05$;
- Δf_{sym} jest niepewnością statystyczną: $\Delta f_{sym} = \sqrt{f_{sym}}$;
- na ostatnią niepewność $\Delta \phi_{sym}$, zgodnie ze wzorem (4.2) ma wpływ jedynie ilość wyemitowanych cząstek, czyli błąd statystyczny N_e jest jednocześnie wartością $\Delta \phi_{sym}$: $\Delta \phi_{sym} = \sqrt{N_e}$.

Niepewności pomiarowe niezbędne do oszacowania $\Delta \phi$ zebrano w tabeli 4.6.

Na podstawie wzoru (4.6) oraz danych zawartych w tabeli 4.6 oszacowano niepewności pomiarowe strumienia neutronów zmierzonego przez oba liczniki ZDAJ. Poniżej zapisano wartość strumienia wraz z niepewnościami pomiarowymi.

Tablica 4.6: Wyznaczone wartości n_p wraz z oszacowanymi niepewnościami pomiarowymi oraz błędami względnymi.

	ZDAJ05	ZDAJ06
$\Delta\bar{\nu}$	$2,71 \cdot 10^{-5} \frac{1}{s}$	$2,94 \cdot 10^{-5} \frac{1}{s}$
$\Delta\sigma$	0,759	0,754
Δf_{sym}	$66,8 \frac{1}{s}$	$71,7 \frac{1}{s}$
$\Delta\phi_{sym}$	$10^{-4} \frac{\text{neutron}}{s}$	

Strumień neutronów zmierzony przez licznik ZDAJ05 wynosi:

$$\phi_{ZDAJ05} = (2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-6} \frac{\text{neutron}}{s}$$

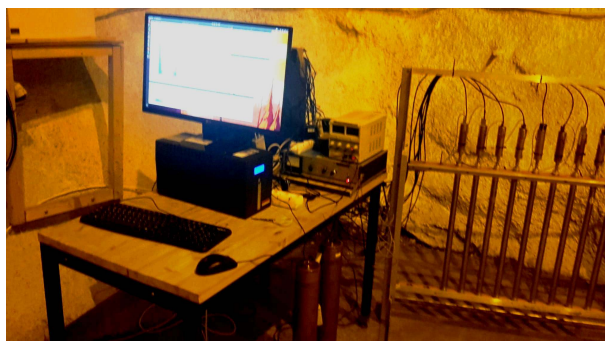
Strumień neutronów zmierzony przez licznik ZDAJ06 wynosi:

$$\phi_{ZDAJ06} = (2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-6} \frac{\text{neutron}}{s}$$

Błędy względne zmierzonego strumienia neutronów wynoszą odpowiednio dla liczników ZDAJ05 oraz ZDAJ06: 19,23% i 21,43%.

4.4 Porównanie wyników z kopalni Reiche Zeche z wynikami z kopalni Pyhasalmi

Pomiary w kopalni Pyhasalmi zostały przeprowadzone w lipcu 2018 roku również w ramach projektu **BSUIN**, przez grupę fizyków z Pracowni Promieniowania Kosmicznego. Kopalnia Pyhasalmi znajduje się w miasteczku Pyhajarvi w Finlandii. To najgłębsza kopalnia metalu w Europie (1444 m). Jest kopalnią miedzi, a w miej-

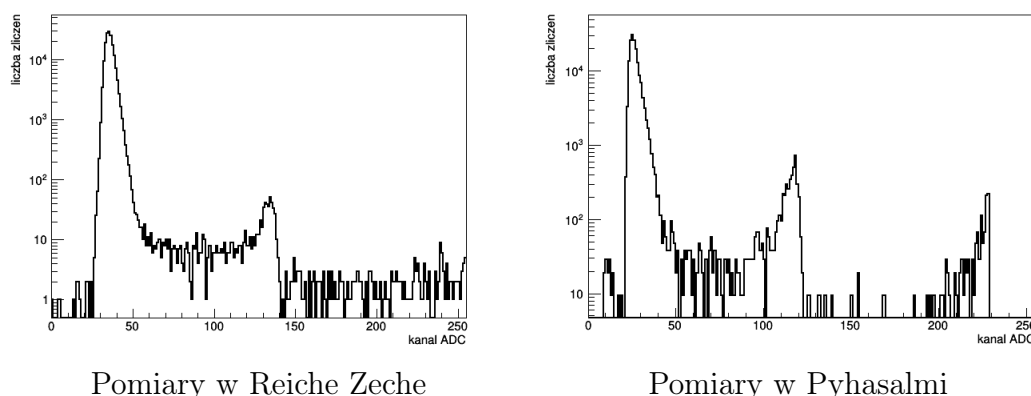


Rysunek 4.2: Układ pomiarowy z licznikami helowymi, użyty w kopalni Pyhasalmi. Liczniki helowe podłączone przez USB do wysokiego napięcia oraz komputera.

scu wydobytych złożów znajdują się liczne laboratoria. W jednym ze starych korytarzy znajduje się podziemny eksperyment EMMA poszukujący promieniowania kosmicznego. W końcu najgłębszego korytarza znajduje się laboratorium cząstek, w którym umieszczona została nasza aparatura (rysunek 4.2).

W pomiarach wykorzystano 10 liczników typu ZDAJ, które były umieszczone obok siebie w linii, na innym stelażu niż te w kopalni Reiche Zeche. Zwiększenie liczby liczników oraz ustawienie ich w takiej organizacji komplikują symulację. Analiza danych z tych pomiarów nie jest jeszcze zakończona, ale na obecnym jej etapie możliwe jest porównanie liczby zliczonych neutronów.

Na rysunku 4.3 przedstawiono widmo energetyczne przypadkowo wybranych liczników znormalizowane na czas trwania pomiaru (seria pomiarowa we Freibergu trwała 19 dni a w Pyhasalmi 2). Na rysunku 4.3 można zauważyć, że pik neutronowy na widmie z Pyhasalmi jest przesunięty w kierunku mniejszych energii. Jest to wynikiem innego ustawienia triggera, nie przeszkadza to jednak w porównaniu liczby zliczeń neutronów.



Rysunek 4.3: Widmo energetyczne. Porównanie wyników z obu kopalni, znormalizowanych na czas trwania pomiaru.

Na widmach przedstawionych na rysunku 4.3 można zauważyć, że zmierzono więcej neutronów w kopalni Pyhasalmi aż 10 razy więcej. Na widmie po prawej stronie pojawiły się piki w okolicy 230 kanału ADC, które świadczą o błędzie elektroniki, gdyż widmo cząstek alfa powinno być prostokątne.

Rozdział 5

Wnioski

Cel niniejszej pracy osiągnięto przez wykonanie analiza wyników z pomiaru neutronów w kopalni Reiche Zeche we Freibergu oraz wyznaczenie strumienia neutronów w tym podziemnym laboratorium. Analizę otrzymanych danych przeprowadzono w rozdziałach 3 i 4, doprowadziła ona do następujących wniosków:

1. Wykorzystana aparatura okazała się użytecznym narzędziem do pomiaru strumienia neutronów termicznych w podziemnym laboratorium. Poziom zakłóceń został znacznie zredukowany poprzez analizę kształtu. Pomiar testowy z osłoną z boraksu jest silnym argumentem za poprawnością zastosowanej metody.
2. Strumień neutronów termicznych w kopalni Reiche Zeche jest rzędu $2,7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{neutron}}{\text{s}}$.
3. Brak zależności między strumieniem neutronów a ciśnieniem atmosferycznym sugeruje, że głównym źródłem neutronów jest naturalna promieniotwórczość skał.
4. Porównanie tempa zliczeń neutronów w kopalni Reiche Zeche i w kopalni Pyhasalmi sugeruje, że strumień neutronów w Pyhasalmi jest większy. Jest to wynik wstępny, gdyż analiza danych z Pyhasalmi nie została jeszcze ukończona.

Bibliografia

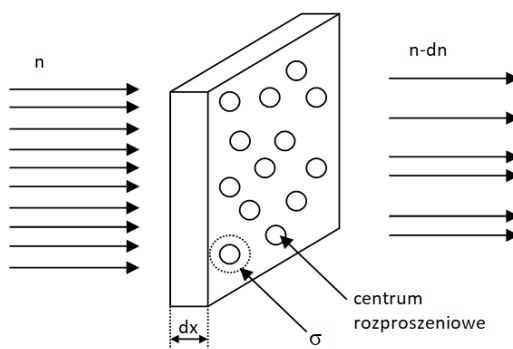
- [1] K. Jędrzejczak, *Pomiar strumienia neutronów w Narodowym Laboratorium Gran Sasso*, praca doktorska, Łódź 2011.
- [2] J. Araminowicz, K. Małuszyńska, M. Przytuła, *Laboratorium Fizyki Jądrowej*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1984.
- [3] J. Massalski, *Detekcja promieniowania jądrowego*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1959.
- [4] Materiały edukacyjne AGH,
http://www.ftj.agh.edu.pl/kowalski/Liczniki_proporcjonalne.pdf
- [5] Materiały edukacyjne PW,
<http://www.if.pw.edu.pl/pluta/pl/dyd/mtj/zal00/Bogucki/8/polprzewodnikowe.html>
- [6] J. A. Formaggio, C.J. Martoff, *Background to Sensitive Experiments Underground*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci, 2004.
- [7] L. M. Garrison, *Measurement of neutron and muon fluxes 100 m underground with the SciBath Detector*, PhD thesis, Indiana University 2014.
- [8] P. K. Mohanty et al, *Fast Fourier transform to measure pressure coefficient of muons in the GRAPES-3 experiment*, Astroparticle Physics, 2016.

Dodatek A

Przekrój czynny

Cząstki poruszając się w ośrodkach materialnych zderzają się z jego atomami. W celu opisanego oddziaływań cząstek z materią wprowadzono pojęcie **przekroju czynnego**. Oddziaływań tych nie należy traktować jak zderzeń kul bilardowych.

Przekrój czynny określa prawdopodobieństwo zajścia, np. reakcji jądrowej. Na rysunku A.1 przedstawiono definicję przekroju czynnego.



Rysunek A.1: Schemat osłabiania wiązki padającej na centrach rozproszeniowych.

Wyobraźmy sobie cienką warstwę materii o grubości dx i powierzchni S , w której zawieszone są centra rozproszeniowe, mogą być to cząsteczki, atomy lub elektrony. Rozważanie cienkiej warstwy materii zapewnia, że centra nie będą się przysłaniać. Strzałki z lewej strony rysunku obrazują wiązkę n cząstek padającą na rozważaną warstwę. Strzałki po prawej stronie obrazują liczbę cząstek, które nie uległy oddziaływaniom z centrami (dn – liczba cząstek, które oddziaływały z centrami). Znając objętość warstwy oraz liczbę centrów można wprowadzić wielkość N , jest to gęstość centrów w jednostce objętości. Ostatnim symbolem na rysunku A.1 jest σ . W ten sposób oznaczono przekrój czynny. Innymi słowy, jest to powierzchnia, którą posiada każde centrum rozproszeniowe. Jeżeli trafi w nią cząstka to centrum dozna z nią oddziaływania. Powierzchnia ta zależy od rodzaju cząstki, jej energii oraz reakcji, w której bierze ona udział.

Wiążąc liczbę cząstek, które uległy oddziaływaniom z centrami, z liczbą cząstek w wiązce otrzymano zależność:

$$\frac{dn}{n} = -N\sigma dx \quad (\text{A.1})$$

Warto zauważyć, że wyrażenie (A.1) nie opisuje procesu osłabienia wiązki przechodzącej przez skończoną warstwę materii, jedynie jej elementarną część. Po scałkowaniu

wzoru (A.1) otrzymuje się:

$$n = n_0 e^{-N\sigma x}, \quad (\text{A.2})$$

gdzie n_0 jest liczbą neutronów w padającej wiązce, a n – liczbą cząstek, które przeszły przez warstwę. Wyrażenie (A.2) jest prawem opisującym osłabienie wiązki przechodzącą przez materię a osłabienie następuje na skutek oddziaływań cząstek z centrami rozpraszającymi.

Przekrój czynny na oddziaływanie neutronu z materią zależy od jego energii, zgodnie z tabelą 1.1.

Dodatek B

Szeregi promieniotwórcze

Szereg promieniotwórczy tworzą nuklidy promieniotwórcze, powstające na skutek rozpadów promieniotwórczych. Każdy szereg zaczyna się izotopem promieniotwórczym, a kończy się izotopem trwałym. Nuklidy powstają na skutek przemian alfa α i beta β^- .

W przyrodzie występują trzy szeregi promieniotwórcze:

- **uranowo-radowy**;
zaczyna się od promieniotwórczego izotopu uranu ^{238}U , kończy na trwałym izotopie ołowiu ^{206}Pb
- **uranowo-aktynowy**;
zaczyna się od promieniotwórczego izotopu uranu ^{235}U , kończy na trwałym izotopie ołowiu ^{207}Pb
- **torowy**;
zaczyna się od promieniotwórczego izotopu toru ^{232}Th , kończy na trwałym izotopie ołowiu ^{208}Pb .

Przykładowy rozpad alfa α w szeregu promieniotwórczym, będący źródłem cząstek alfa:



W rozpadzie beta β^- neutron nuklidu zostaje zastąpiony protonem, w wyniku czego powstaje inny nuklid.