Uniwersytet Jagielloński

Symulacje oddziaływań niskoenergetycznych neutronów w warunkach podziemnego laboratorium dla badań neutrin

Łucja Wawrzyniak

Praca Magisterska wykonana w Zakładzie XVI Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego w Krakowie

> Praca wykonana pod kierunkiem: dr Krzysztofa Cieślika

> > Kraków, lipiec 2006

Spis treści

Wstęp									
1	Wie	elkie de	etektory dla przyszłych badań neutrin	3					
	1.1	Motywacja fizyczna							
		1.1.1	Oscylacje neutrin	4					
		1.1.2	Neutrina słoneczne i z wybuchów Supernowych	8					
		1.1.3	Geo-neutrina i rozpad protonu	10					
	1.2	Konce	pcje detektorów	11					
		1.2.1	Wodne detektory Czerenkowa - HyperKamiokande, UNO i						
			MEMPHYS	12					
		1.2.2	Komora projekcji czasowej z ciekłym argonem - GLACIER .	15					
		1.2.3	Detektor wypełniony ciekłym scyntylatorem - LENA \ldots .	16					
2	Lokalizacja podziemnego laboratorium w Kopalni Soli w Polkowi-								
	cacl	h - Sie	- Sieroszowicach						
	2.1	Warur	1ki geologiczne	19					
	2.2	Pomia	ry naturalnej promieniotwórczości	20					
3	Główne źródła tła neutronowego dla niskoenergetycznych neutrin 🏾								
	3.1	Promi	eniotwórczość naturalna skał	26					
	3.2	Neutre	ony z zanieczyszczeń promieniotwórczych materiałów detektora	28					
	3.3	Neutre	ony z oddziaływania mionów kosmicznych	29					
4	Warunki symulacji oddziaływania neutronów								
	4.1	Podsta	awowe informacje o pakiecie Geant4	31					
	4.2	Model	przenośnego detektora	34					
	4.3	Mater	iały użyte do konstrukcji detektora	34					
	4.4	Założe	enia symulacji	36					
			· · ·						

SPIS TREŚCI

5	Symulacje niskoenergetycznych neutronów przy pomocy pakietu							
	Geant4							
	5.1	Wpływ moderatorów na zanik pierwotnego strumienia neutronów .	41					
	5.2	Obserwacje zachowania się neutronów w materii detektora	52					
	5.3	Wyniki symulacji	53					
Po	Podsumowanie							
Po	odzię	kowania	62					

Streszczenie

Przedstawiona praca miała na celu przeprowadzenie symulacji komputerowych dotyczących możliwości pomiaru tła od niskoenergetycznych neutronów w podziemnej komorze solnej w Polkowicach-Sieroszowicach. Do pomiarów służyć miał komercyjny, przenośny detektor germanowy o średnicy i wysokości 6 cm, umieszczony w specjalnie wykonanej osłonie z parafiny i blachy kadmowej. Zadaniem osłony było spowolnienie i wychwyt neutronów. Fotony, emitowane przez wzbudzone jądra w wyniku absorpcji neutronów, mogły być zarejestrowane w germanie.

Symulacje prowadzone były przy zastosowaniu pakietu Geant 4. Przedstawione w pracy wyniki dotyczą zarówno oddziaływań neutronów w parafinie i kadmie, jak i możliwości rejestracji fotonów w germanie. Symulacje pokazują, że nawet przy zoptymalizowaniu grubości stosowanych moderatorów, efektywność detektora germanowego jest mała, głównie ze względu na małe rozmiary kryształu germanu.

Abstract

This diploma work was aimed at computer simulations of the law energy neutron background in the underground salt cavern of the Polkowice-Sieroszowice mine. It was planned to use a commertially available germanium detector for field measurements with a crystal 6 cm in diameter and 6 cm high, covered with moderator layers of paraffin and cadmium. The role of moderarors was to slow down and to capture neutrons. Photons, emitted by excited nuclei after the neutron absorptions, could be registered in germanium.

The simulations have been performed using the Geant 4 package. The results focus both on the neutron interactions in paraffin and cadmium and on the photon registration in germanium. Despite the optimisation of thicnesses of the moderator layers, the efficiency of the germanium detector was found low, mosly due to the small volume of the germanium cristal.

Wstęp

Od czasu spektakularnego i jakże ważnego odkrycia oddziaływania neutrina elektronowego z materią minęło właśnie pół wieku. Długie pięćdziesiąt lat, które przyniosły kolejne istotne informacje na temat tych ulotnych cząstek.

Obecnie, oprócz neutrina elektronowego (ν_e) , znane są dwa kolejne zapachy lekkich neutrin, a mianowicie neutrino mionowe (ν_{μ}) stowarzyszone z mionem μ , które doświadczalnie zaobserwowano w latach sześćdziesiątych XX wieku, oraz neutrino taonowe (ν_{τ}) , neutralny partner leptonu τ , zaobserwowane dopiero w 2000 roku. Eksperymenty prowadzone przy akceleratorze LEP w CERN ustaliły, że jeśli chodzi o lekkie neutrina, to jest ich tylko trzy rodzaje. Każdemu rodzajowi neutrina odpowiada jego antycząstka. Jednak nadal otwartym pozostaje niezwykle ważne pytanie, czy neutrino i antyneutrino to dwie różne cząstki, czy też neutrino jest tożsame ze swoją antycząstką. Pojawiła się także hipoteza istnienia tak zwanych neutrin "sterylnych", których własności fizyczne byłyby zupełnie inne od znanych do tej pory rodzajów neutrin. Neutrino "sterylne" nie miałoby oddziaływać nawet słabo.

Nasza wiedza o neutrinach jest coraz większa. Niemniej jednak kryją one nadal przed nami wiele tajemnic, które chcielibyśmy zgłębić. W tym celu proponowane są nowe coraz bardziej wyrafinowane detektory do ich rejestracji. Jednym z nich jest GLACIER (The Giant Liquid Argon Charge Imaging Experiment) wykorzystujący argon w stanie ciekłym jako materię czynną detektora. Prowadzone są badania nad jego umieszczeniem w kopalni soli w Połkowicach - Sieroszowicach. Obejmują one, jak dotąd, symulacje geo-mechaniczne oraz pomiary tła od naturalnej promieniotwórczości. W zakres tych prac wpisuje się przedstawiona praca, dotycząca symulacji tła od niskoenergetycznych neutronów i możliwości jego zmierzenia za pomocą przenośnego detektora germanowego.

Rozdział pierwszy poniższej pracy został poświęcony motywacji fizycznej, która przyświecać będzie badaniom neutrin w planowanych eksperymentach. Zamieściłam także podstawowe informacje na temat detektorów nowej generacji. W rozdziale drugim omówione są warunki geologiczne panujące w kopalni soli w Polkowicach - Sieroszowicach oraz wyniki pomiarów promieniotwórczości naturalnej. Kolejny rozdział, trzeci, to analiza tła neutronowego w poddziemnych laborato-

SPIS TREŚCI

riach. Rozdział czwarty zawiera podstawowe informacje o pakiecie Geant4, którego używałam podczas symulacji oraz opis założeń i warunków przyjętych w procesie symulacji. Ostatni rozdział, piąty, zawiera wyniki przeprowadzonych symulacji komputerowych oddziaływania niskoenergetycznych neutronów z materią.

Rozdział 1

Wielkie detektory dla przyszłych badań neutrin

Hipoteza istnienia neutrina ν została zapostulowana przez Wolfganga Pauliego już w 1930 roku w celu ratowania praw zachowania energii i pędu w rozpadach β jąder atomowych. Według Pauliego w procesie tym, oprócz protonu i elektronu, powstawać miała jeszcze jedna "niewidzialna" cząstka o bardzo małej lub nawet zerowej masie, która byłaby elektrycznie obojętna i unosiłaby brakującą energię oraz kręt ($n \rightarrow p + e^- + \nu$). Pauli nazwał ją "neutronem".

Dwa lata po śmiałej hipotezie Pauliego, inny uczony, James Chadwick odkrył nieznaną dotąd cząstkę, o zerowym ładunku elektrycznym, którą również ochrzcił mianem neutron. Nie mógł to jednak być "neutron" Pauliego ze względu na swoją masę, porównywalną z masą protonu i fakt jego silnego oddziaływania z materią. Przez krótki czas były więc dwie różne cząstki o wspólnej nazwie. Kwestię tę wkrótce rozwiązał Enrico Fermi, twórca teorii oddziaływań słabych. Pozostawił on określenie neutron dla cząstki Chadwicka, natomiast neutrinem, czyli "małym neutronem", nazwał szukaną cząstkę Pauliego.

Propozycja istnienia nowej cząstki została podchwycona przez ówczesnych fizyków doświadczalnych i zapoczątkowała szereg wyrafinowanych eksperymentów nastawionych na jej odkrycie. Obserwacja neutrina nie była jednak prostym zadaniem, albowiem oddziałuje ono z materią niezwykle słabo. Przekrój czynny na to oddziaływanie jest bardzo mały ~ 10^{-44} cm² (przy energiach neutrin rzędu MeV). Oszacowane prawdopodobieństwo takiego oddziaływania wykazało, że potrzebne jest bardzo silne źródło tych cząstek i/lub olbrzymi detektor.

Okazja do rejestracji neutrina nadarzyć się mogła w latach czterdziestych ubiegłego stulecia, kiedy to skonstruowano pierwszą bombę atomową. Podczas wybuchu jądrowego powstaje bowiem ogromny strumień antyneutrin. Pojawiły się wobec tego plany ustawienia detektora blisko miejsca próbnej eksplozji bomby atomowej. Na szczęście ta katastroficzna idea nie została wprowadzona w życie. Pierwsze pozytywne rezultaty poszukiwań, czyli obserwacje oddziaływania neutrina z materią, opublikowane zostały dopiero w 1956 roku. Autorami przeprowadzonego eksperymentu byli Frederick Reines i Clyde Cowan [1]. Ich pomysł opierał się na wykorzystaniu intensywnego strumienia antyneutrin reaktorowych, które w wyniku reakcji z protonem dawać miały neutron i pozyton ($\overline{\nu} + p \rightarrow n + e^+$). Jest to proces odwrotny do rozpadu β , a w detektorze należało zarejestrować powstały w jego wyniku n i e^+ . Woda z dodatkiem chlorku kadmu (CdCl₂) stanowiła w tym eksperymencie materię czynną detektora. Sygnaturą poszukiwanego oddziaływania były dwa fotony rozchodzące się w przeciwnych kierunkach, z anihilacji e^+e^- w koincydencji z opóźnionym sygnałem od kolejnego fotonu, powstałego z wychwytu neutronu. Wychwyt neutronów zachodził głównie w jądrach kadmu.

Planując eksperyment Reines przewidział, że całe przedsięwzięcie odniesie sukces, jeśli uda mu się zbudować detektor z odpowiednio dużą ilością protonów do wyłapania chociaż kilku swobodnych neutrin. Był to pierwszy tak duży eksperyment dedykowany badaniom fizyki neutrin, za który Reines został uhonorowany Nagrodą Nobla w 1995 roku.

1.1 Motywacja fizyczna

Od momentu spektakularnego i jakże ważnego odkrycia Reinsa i Cowana minęło już pół wieku. Ich eksperyment zapoczątkował nową tendencję w dziedzinie doświadczalnej fizyki cząstek elementarnych, a mianowicie erę dużych detektorów do poszukiwania rzadkich zjawisk, takich jak oddziaływania neutrin. Neutrina, to przecież po fotonach, najczęściej występujące cząstki we Wszechświecie, a jednocześnie chyba najbardziej tajemnicze i najsłabiej znane. Ich badanie pozwolić może w przyszłości na zrozumienie fizyki spoza obecnie obowiązującej teorii cząstek elementarnych, jaką jest Model Standardowy (MS). Już na obecnym poziomie wiedzy można ze stu procentową pewnością powiedzieć, że niektóre własności neutrin wykraczają poza MS.

1.1.1 Oscylacje neutrin

Największym odkryciem ostatnich lat w fizyce cząstek elementarnych są oscylacje neutrin pochodzących z różnych źródeł. Doświadczalnie zostało potwierdzone, że neutrina oscylują, a co za tym idzie, co najmniej dwa z nich mają masę różną od zera.

Wiele współczesnych detektorów przez wiele lat rejestrowało zbyt mały strumień tych cząstek, co stanowiło niemałe wyzwanie dla wielu fizyków. Aktualny stan wiedzy na temat niedoboru tych cząstek tłumaczy się właśnie przez oscylacje, które polegają na tym, że neutrina jednego zapachu przechodzą w neutrina innego zapachu. Efekt ten zauważono początkowo wśród neutrin słonecznych i atmosferycznych. Przekonujące dane o niedoborze neutrin atmosferycznych uzyskane zostały w eksperymencie SuperKamiokande (SK) w 1998 roku [2]. Dowód na to, że niedobór neutrin słonecznych tłumaczy się ich oscylacjami pochodzi z 2001 roku z Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [3]. Bardzo mocne potwierdzenie tego efektu pochodzi z 2002 roku z reaktorowego eksperymentu KAMLAND, który zaobserwował oscylacje neutrin dla antyneutrin elektronowych [4].

Bardzo istotnym źródłem informacji o oscylacjach neutrin są eksperymenty wykorzystujące sztucznie wytwarzane wiązki neutrin akceleratorowych. W 1999 roku ruszył w Japonii pierwszy eksperyment z długą bazą pomiarową, a mianowicie K2K (KEK to SuperKamiokande). Neutrina mionowe produkowane były w oparciu o protony z akceleratora w KEK i kierowane do wodnego detektora SK. Przed dotarciem do celu wiązka ta przebywała pod powierzchnią ziemi odcinek 250 km. W KEK znajdował się także tak zwany bliski detektor, który mierzył pierwotny strumień neutrin w funkcji ich energii oraz zanieczyszczenie wiązki neutrinami elektronowymi. Na podstawie zanikania strumienia neutrin z wiązki pierwotnej oraz zmiany kształtu widma ich energii w detektorze SK eksperyent K2K potwierdził wcześniejsze wnioski eksperymentu SuperKamiokande na temat oscylacji w sektorze neutrin atmosferycznych [5].

Podobna idea jest także realizowana w eksperymencie MINOS w USA. Neutrina od momentu opuszczenia akceleratora w Fermilabie aż do dalekiego detektora przebywają drogę 732 km. Zbieranie danych rozpoczęło się w 2005 roku i pierwsze wyniki zostały niedawno opublikowane [6].

Na rok 2006 planowany jest start kolejnego eksperymentu z długą bazą, tym razem w Europie. Wiązka neutrin produkowana będzie w oparciu o protony z akceleratora SPS w CERN, a następnie kierowana do detektorów OPERA i ICARUS w laboratorium Gran Sasso we Włoszech. Odległość pomiędzy źródłem neutrin a detektorami wynosi 730 km [7].

Hipoteza oscylacji mówi, że neutrina są produkowane (absorbowane) przez materię jako stany własne zapachu (ν_e , ν_{μ} , ν_{τ}). Stanowią one superpozycje stanów własnych masy (ν_1 , ν_2 , ν_3), które w przestrzeni propagują z różnymi częstościami, właśnie ze względu na różnice mas. Związek między stanami zapachowymi i masowymi opisywany jest macierzą mieszania U:

$$U(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}, \delta_{CP}) = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix},$$

$$(1.1)$$

gdzie:

 θ_{12} - kąt mieszania w sektorze neutrin słonecznych ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \text{lub } \nu_\tau$),

 θ_{23} - odpowiada za mieszanie w sektorze neutrin atmosferycznych ($\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$), θ_{13} - wiąże sektor neutrin słonecznych i atmosferycznych,

 δ_{CP} - faza łamania symetrii CP w sektorze leptonów,

 $s_{ij} = sin\theta_{ij}, c_{ij} = cos\theta_{ij}.$ Powyższe trzy kąty mieszania i faza δ to cztery parametry teoretyczne. Na dzień dzisiejszy nasz stan wiedzy na temat ich wartości nie jest najlepszy. Wiadomo, że najbardziej prawdopodobna wartość kąta θ_{23} wynosi 45°, co odpowiada maksymalnemu mieszaniu stanów ν_2 i ν_3 , natomiast θ_{12} szacuje się na około 30°. O kącie θ_{13} wiadomo tylko tyle, że jeśli jest różny od zera, to jest mały (< 10°). Pytanie, jak mały? O ile faza $\delta_{CP} \neq 0, \pi, 2\pi...$, to oddziaływania słabe łamią symetrię CP. Pomiaru tego parametru, w oparciu o oscylacje neutrin będzie można dokonać tylko wtedy, gdy $\theta_{13} \neq 0$.

W przypadku, gdy rozważamy zmianę zapachu pomiędzy dwoma neutrinami, np. ν_e oraz ν_{μ} , to prawdopodobieństwo oscylacji w próżni dane jest wzorem:

$$P(\nu_{e} \rightarrow \nu_{\mu}) = P(\overline{\nu_{\mu}} \rightarrow \overline{\nu_{e}}) = 4c_{13}^{2}[\sin^{2}\Delta_{23}s_{12}^{2}s_{13}^{2}s_{23}^{2} + c_{12}^{2}(\sin^{2}\Delta_{13}s_{13}^{2}s_{23}^{2} + \sin^{2}\Delta_{12}s_{12}^{2}(1 - (1 + s_{13}^{2})s_{23}^{2}))] \\ - \frac{1}{2}c_{13}^{2}sin(2\theta_{12})s_{13}sin(2\theta_{23})cos\delta[cos2\Delta_{13} - cos2\Delta_{23} - 2cos(2\theta_{12})sin^{2}\Delta_{12}] \\ + \frac{1}{2}c_{13}^{2}sin\delta sin(2\theta_{12})s_{13}sin(2\theta_{23})[sin2\Delta_{12} - sin2\Delta_{13} + sin2\Delta_{23}],$$

$$(1.2)$$

gdzie: $\Delta_{ij} \equiv \Delta m_{ij}^2 \frac{L(km)}{4E_{\nu}(GeV)}$.

Jak widać, dochodzą tu jeszcze dwa parametry teoretyczne (Δm_{12}^2 i Δm_{13}^2), a dla pomiaru doświadczalnego kluczowe są dwie obserwable z powyższej formuły: energia neutrina E_{ν} i odległość L pomiędzy źródłem neutrin a detektorem. Przy planowaniu i budowie kolejnych eksperymentów należy zwrócić szczególną uwagę na ich właściwy dobór.

Detektory nowej generacji, o niespotykanej do tej pory masie, która będzie się różnić w zależności od przyjętej technologii budowy i użytego materiału i wyniesie 50, 100 lub 1000 kton, będą "patrzeć" między innymi na neutrina z wiązek akceleratorowych o bardzo wysokiej intensywności. Kluczową sprawą bowiem dla dalszych badań prowadzonych w tym sektorze jest precyzyjne wyznaczenie wartości wymienionych wyżej parametrów oscylacji, w tym przede wszystkim kąta θ_{13} i pomiar fazy δ_{CP} , której wartość do tej pory pozostaje nieznana. Ważne jest zatem, aby w przyszłości na potrzeby realizacji bogatych programów fizycznych w tych detektorach, mieć intensywne źródło neutrin. Niezwykle istotna jest także odległość dzieląca źródło neutrin od detektora, albowiem pomiar niektórych parametrów oscylacji (np. θ_{13}, δ_{CP}) silnie zależy od właściwego wyboru bazy. W przypadku eksperymentów mierzących zanikanie strumienia neutrin z wiązki, konieczny jest także dokładny pomiar wiązki zaraz po jej wytworzeniu.

Wiązki, jakimi dysponujemy obecnie, nie będą w stanie sprostać wymaganiom stawianym przez przyszłe eksperymenty. Pociąga to za sobą wyzwania koncepcyjne i technologiczne w dziedzinie budowy akceleratorów. Na dzień dzisiejszy, dla realizacji programów naukowych przyszłych eksperymentów, istnieją trzy koncepcje wytwarzania intensywnych wiązek neutrin: super wiązki, tak zwane wiązki beta oraz fabryki neutrin.

Super wiązki (SuperBeam - SB), to konwencjonalne wiązki neutrin mionowych pochodzących z rozpadów naładowanych mezonów π , które powstają w oddziaływaniach wiązek protonowych z jądrami tarczy. W celu uzyskania neutrin lub antyneutrin są one selekcjonowane względem znaku przy pomocy pola magnetycznego

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \to \mu^- + \overline{\nu_\mu}.$$
 (1.3)

Na drodze mionów umieszcza się grubą ścianę absorbenta, aby nie dopuścić do ich rozpadów. Różnica w stosunku do dzisiaj stosowanych wiązek protonowych polegać będzie na tym, iż moc super wiązki osiągać ma ~ 4 MW (najintensywniejsza współczesna wiązka protonowa ma moc 0.25 MW). W tym właśnie tkwi największa trudność i wyzwanie techniczne.

Z kolei idea wiązek beta (BetaBeam - BB) opiera się na wytwarzaniu czystej, dobrze skolimowanej i intensywnej wiązki neutrin bądź antyneutrin elektronowych poprzez produkcję, akumulację i przyspieszanie radioaktywnych jonów, które następnie rozpadałyby się w krótkim czasie w specjalnym pierścieniu rozpadów

$${}^{Z}A \to {}^{Z-1}A \ \beta^{+} \ \nu_{e}$$
$${}^{Z}A \to {}^{Z+1}A \ \beta^{-} \ \overline{\nu_{e}}. \tag{1.4}$$

Prowadzone są szczegółowe badania nad wykorzystaniem jonów ¹⁸Ne do produkcji neutrin elektronowych ν_e oraz jonów ⁶He jako "rodziców" dla antyneutrin elektronowych $\overline{\nu_e}$.

Idea fabryk neutrin (Neutrino Factory - NF) opiera się natomiast na przyspieszaniu mionów pochodzących z rozpadów mezonów π , które następnie rozpadałyby się na e^-/e^+ oraz dwa stowarzyszone neutrina

$$\mu^{-} \to e^{-} \overline{\nu_{e}} \nu_{\mu}$$

$$\mu^{+} \to e^{+} \nu_{e} \overline{\nu_{\mu}}.$$
(1.5)

Schemat produkcji mionów na potrzeby NF byłby identyczny do tego, jaki jest realizowany w przypadku SB. Różnica polegać ma na tym, że miony nie będą absorbowane, lecz przyspieszane do wysokich energii ($E_{\nu} \sim 50 \text{ GeV}$) i następnie kierowane do specjalnego pierścienia rozpadów.

W przypadku wiązek beta i super wiązek w eksperymencie mielibyśmy do czynienia z neutrinami lub antyneutrinami jednego tylko zapachu, podczas gdy fabryki neutrin produkowałyby pary ($\nu_e, \overline{\nu_\mu}$) lub ($\overline{\nu_e}, \nu_\mu$). Trudności technologiczne związane z rozwojem i budową tego typu wiązek są jednak ogromne. W chwili obecnej nie można nawet jednoznacznie stwierdzić, które podejście jest lepsze, czy "prostsze" do zrealizowania. W szczególności przy fabrykach neutrin pojawia się problem z przechowywaniem mionów, a dodatkowo istnieje konieczność umieszczenia ewentualnego detektora w polu magnetycznym w celu rozróżnienia znaku naładowanych leptonów wytwarzanych w wyniku oddziaływania neutrin z materią detektora.

Oprócz sztucznie wytwarzanych intensywnych wiązek neutrin akceleratorowych w programach fizycznych detektorów nowej generacji znajdą się też neutrina atmosferyczne. Oscylacje neutrin w tym sektorze, zwłaszcza wśród neutrin niskich energii, będą niezwykle interesującym przedmiotem badań wielkich detektorów, głównie w celu lepszego oszacowania kąta θ_{23} . Dokładna analiza tych neutrin jest niezwykle ważna także dla poszukiwań rozpadu protonu, ponieważ są one w tym przypadku nieporządanym i trudnym do usunięcia tłem eksperymentalnym. Zwiększenie precyzji w wyznaczeniu parametrów oscylacji z sektora neutrin słonecznych stanowi również ważną część programu badawczego eksperymentów nowej generacji.

1.1.2 Neutrina słoneczne i z wybuchów Supernowych

Pierwsza rejestracja neutrin produkowanych w procesach termojądrowych zachodzących wewnątrz Słońca miała miejsce w eksperymencie Raya Davisa, który rozpoczął zbieranie danych w 1967 roku i pracował nieprzerwanie do 1985 roku [8]. Materią czynną detektora była substancja C_2Cl_4 . W wyniku absorpcji neutrin elektronowych przez jądra chloru produkowane były elektrony oraz radioaktywne jądra argonu o czasie życia około 35 dni. Raz na dwa miesiące główny zbiornik był oczyszczany z argonu. Usunięte atomy przechowywano do momentu ich rozpadu, a powstające przy tym elektrony Augera były następnie zliczane. W ten sposób określano liczbę przypadków oddziaływań neutrin w detektorze. Jednak oszacowana liczba neutrin wskazywała na to, iż jest to zaledwie trzydzieści procent tego, co przewiduje Standardowy Model Słońca. Jak się później okazało problem tkwił w neutrinach, które znikały na drodze od Słońca do Ziemi. Za swój eksperyment Davis dostał Nagrodę Nobla w 2002 roku. Odkrycie Davisa dało początek tak zwanej astronomii neutrinowej.

Zagadka neutrin słonecznych wciąż nie jest do końca rozwiązana. Cząstki te nadal kryją przed nami wiele tajemnic i mogą nas jeszcze sporo nauczyć o swojej naturze, ale także o naturze Słońca i gwiazd o zbliżonej do niego masie. Badając neutrina słoneczne możemy przewidzieć dalszą ewolucję najbliższej nam gwiazdy. Testowanie Standardowego Modelu Słońca wydaje się być najlepsze właśnie poprzez badanie neutrin, które tak obficie docierają do naszej planety. Wielkim wyzwaniem doświadczalnym ciągle pozostają neutrina o niskich energiach, zwłaszcza neutrina powstałe w wyniku wychwytu elektronu przez jądro ⁷Be, które jak do tej pory były poniżej progu energetycznego na rejestrację dla współczesnych detektorów działających w czasie rzeczywistym.

Do tej pory niewiele wiemy na temat tak zwanych neutrin astrofizycznych, które przecież obficie docierają do naszej planety niosąc ze sobą szereg informacji na temat tego, co dzieje się w dalekim Wszechświecie. Bardzo intensywnym ich źródłem są zapaście grawitacyjne gwiazd, tak zwanych Supernowych. Szacuje się, że 99% energii powstałej w wybuchu Supernowej unoszone jest przez neutrina. Badania tych lekkich i niezwykłych cząstek pozwoliłyby zatem na poznanie procesów, jakie zachodzą w tego typu obiektach tuż przed ich ostatecznym i spektakularnym końcem.

Jedyna, jak dotąd, rejestracja neutrin z wybuchu SN miała miejsce w 1987 roku. Dokonano jej w trzech niezależnych obserwatoriach: w detektorze Kamiokande w Japonii, w eksperymencie IMB w USA oraz w teleskopie Baksan w Rosji. Neutrina przybyły do Ziemi z Wielkiego Obłoku Magellana. Liczba zarejestrowanych wtedy przypadków, w ciągu zaledwie kilku sekund wyniosła łącznie 24 (odpowiednio 11, 8 i 5 neutrin).

We współczesnym Wszechświecie podobne eksplozje gwiazd zdarzają się stosunkowo często. My jednak mamy dostęp tylko do niewielkiej części kosmosu, obszar poszukiwań jest zatem bardzo ograniczony. Szacuje się, że w centrum naszej Galaktyki średnio raz na trzydzieści lat powinno dojść do takiego wybuchu. Gdyby gdzieś w pobliżu, w odległości około 10 kpc, pojawiła się gwiazda Supernowa, to w obecnie pracujących detektorach powinniśmy zarejestrować sygnał od ponad 25 tysięcy neutrin nadchodzących z kierunku wybuchu. Gdybyśmy zaś dysponowali wielkimi detektorami opisanymi w rozdziale 1.2, to liczba przypadków obserwowanych oddziaływań byłaby nieporównywalnie większa. Szacuje się, że ilość zdarzeń przekroczyłaby 140 tysięcy. Obfity strumień tych neutrin pozwoliłby na szczegółową analizę widma ich energii, a pośrednio także energii wyzwalanej podczas wybuchu Supernowej. Przyniósłby też informacje o tym, co dzieje się w jądrach tego typu gwiazd w czasie przed i po eksplozji. Strumień neutrin dochodzących do detektora powinien narastać jeszcze przez blisko 10 sekund po pierwotnie zarejestrowanym sygnale. W razie, gdyby przed upływem tego czasu nastąpił gwałtowny spadek ilości obserwowanych oddziaływań w detektorze, mógłby to być sygnał, że z Supernowej powstała czarna dziura. Byłby to pierwszy przypadek bezpośredniej obserwacji tego typu obiektów.

Szuka się wobec tego gwiazd, "kandydatów" na Supernowe, w celu badania wytwarzanych w nich neutrin, po to by za ich pośrednictwem lepiej zrozumieć poszczególne etapy ewolucji gwiazd. Być może w ciągu najbliższych kilku lat dojdzie do wybuchu jakiejś Supernowej w naszej Galaktyce i będziemy mieli niepowtarzalną okazję do wykonania odpowiednich badań i pomiarów.

Niemniej interesujące od neutrin z aktualnych eksplozji Supernowych są neutrina z wybuchów gwiazd, które miały miejsce kiedyś w przeszłości (tak zwane neutrina reliktowe z wybuchów Supernowych). Niosą one w sobie zakodowaną historię naszego Wszechświata. Ich rejestracja pozwoliłaby na rekonstrukcję zdarzeń z początku Wszechświata, a mianowicie przybliżyłaby nam tajemnicę formowania się pierwotnych obiektów makroskopowych, gwiazd powstałych we wczesnych etapach jego ewolucji. Trzeba tylko umieć po nie sięgnąć. Jeśli jednak weźmiemy pod uwagę ogromną ilość "starych" Supernowych, to strumień tych neutrin wyniesie zaledwie 10 - 20 cm⁻² s⁻¹. Niestety zbyt mała liczba tych cząstek sprawia, że nie mogą one być obserwowane we współczesnych detektorach. Wydaje się jednak, że detektory nowej generacji będą w stanie zarejestrować przynajmniej kilka przypadków takich oddziaływań.

1.1.3 Geo-neutrina i rozpad protonu

Przedmiotem badań przyszłych wielkich detektorów będą także geo-neutrina, czyli antyneutrina elektronowe pochodzące z rozpadów radioaktywnych izotopów obecnych w skorupie ziemskiej, głównie z szeregów promieniotwórczych ²³⁸U i ²³²Th, które jak dotąd obserwowane były tylko w eksperymencie KamLAND [9]. Znaczne ilości antyneutrnin dostarczają także rozpady izotopu ⁴⁰K. Są to jednak niskoenergetyczne cząstki pozostające ciągle poza zasięgiem detektorów. Neutrina z rozpadów U i Th mogą się okazać nośnikami informacji o tym, co dzieje się wewnatrz naszej planety. Szczególnie ważne jest pytanie o przyczyne ciepła wydzielanego przez Ziemię, którego rozkład nie pokrywa się z obszarem zajmowanym przez kontynenty. Wiadomym jest fakt, że Ziemia nagrzewa się pod wpływem promieni słonecznych. Tyle samo ciepła powinna oddać następnie do atmosfery. Jednak energia cieplna uwalniana przez naszą planetę przekracza o około 44 TW nagromadzoną energię słoneczną. Zjawisko to tłumaczy się w zasadzie obecnością pierwiastków radioaktywnych w skorupie ziemskiej i różnego typu osadach. Wydaje się jednak, że skład i ilość tych izotopów może wyjaśnić powstanie zaledwie połowy ziemskiego ciepła. Brakująca część energii cieplnej może być wynikiem jakichś innych procesów geochemicznych zachodzacych wewnatrz naszej planety. Pomiar antyneutrin pochodzących z Ziemi może przynieść cenne informacje, które przyczynią się do rozwiązania tej zagadki. Być może dowiemy się także, jaka jest całkowita zawartość pierwiastków promieniotwórczych w jądrze i poszczególnych warstwach Ziemi. Pojawiła się także teoria, że w jadrze naszej planety znajduje

się wielki naturalny reaktor jądrowy odpowiedzialny za produkcję nadmiaru ciepła wydzielanego przez Ziemię. Potwierdzenie lub zaprzeczenie istnienia takiego ogromnego reaktora będzie w zasięgu przyszłych detektorów.

Po swoistym przełomie w fizyce wysokich energii, jaki nastąpił po obserwacji oscylacji neutrin, świat czeka na kolejne wielkie odkrycia. Obecnie na szeroką skalę prowadzone są poszukiwania rozpadu protonu, które jak do tej pory okazały się nieskuteczne. Nie wiadomo dokładnie, w jaki sposób dojdzie do tego rozpadu. Różne zaawansowane teorie fizyki cząstek elementarnych proponują i faworyzują pewne kanały rozpadu, narzucając określony czas życia protonu. Rejestracja produktów rozpadu protonu będzie zatem nie tylko potwierdzeniem, ale i testem dla tych teorii. Przyszłe eksperymenty powinny wobec tego mieć możliwość i być czułe na poszukiwania takich zdarzeń w możliwie wielu kanałach.

Planując budowę przyszłych detektorów, których masa będzie się różnić i zależeć od stosowanego materiału i ostatecznie powinna osiągnąć 50 kton dla ciekłego scyntylatora, 100 kton dla ciekłego argonu i aż 1 Mtonę dla wody, trzeba opracować dla nich bogaty program fizyczny do zrealizowania. W przeciwnym razie inwestycja taka może być niezbyt opłacalna ze względów ekonomicznych. Eksperymenty nowej generacji, bo o takich tu stale mowa, będą pracować przez wiele lat, prowadząc w tym czasie badania neutrin pochodzenia naturalnego: słonecznych, atmosferycznych i astrofizycznych, poprzez geo-neutrina i sztucznie wytwarzane intensywne wiązki neutrin akceleratorowych i antyneutrin reaktorowych, na rozpadzie protonu skończywszy.

1.2 Koncepcje detektorów

Jeżeli przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią jest bardzo mały ($\sim 10^{-44}$ cm² przy energiach rzędu 1 MeV), to w interesującym przedziale energii można się spodziewać zaledwie kilku, czy kilkunastu takich oddziaływań na rok na tonę materiału, z jakiego wykonany jest detektor. Zatem, aby osiągnąć odpowiednią świetlność w badaniu tak rzadkich zdarzeń, pojawia się konieczność budowania coraz to większych detektorów.

Optymalny detektor dla przyszłych eksperymentów neutrinowych powinien być niesłychanie duży i zbudowany z niezawodnych materiałów, a dodatkowo posiadać wysoką granulację i zapewnić dobrą rekonstrukcję energii zdarzenia. Ponadto musi dawać gwarancję wysokiej zdolności do identyfikacji cząstek. Detektor taki nie powinien jednak być bardzo drogi.

Aby sprostać wymaganiom przyszłych eksperymentów neutrinowych potrzebne są olbrzymie detektory budowane w oparciu o nowoczesne rozwiązania technologiczne. Masa tych detektorów będzie warunkowana między innymi typem wiązki, z jaką będziemy mieć do czynienia, w szczególności energią wytwarzanych neutrin. Super i beta wiązki są planowane z myślą o dostępnych energiach neutrin z zakresu GeV i niższych. Jeśli teraz weźmiemy pod uwagę przekrój czynny na oddziaływanie neutrino-nukleon, który jest mały przy niższych energiach, ale przy wyższych energiach rośnie liniowo z energią neutrina, to przyszły optymalny detektor musi być bardzo duży o masie rzędu 100 kton. Z kolei jeśli chodzi o fabryki neutrin, to tutaj zakres dostępnej energii będzie znacznie wyższy i może dochodzić do kilkudziesięciu GeV. Dla energii neutrin rzędu 10 GeV wystarczy, jeśli detektor będzie miał masę 10 - 50 kton. Jednak w tym przypadku potrzebnych jest więcej niż jeden taki detektor na drodze wiązki. Ponadto detektor dla NF musi znajdować się w polu magnetycznym, w celu identyfikacji leptonów powstałych z oddziaływania neutrin odpowiedniego znaku, co także pociąga za sobą ograniczenie na jego masę i znaczny wzrost kosztów.

Rozważa się kilka wariantów takich detektorów, najbardziej popularne to: wodne detektory Czerenkowa, komory projekcji czasowej wypełnione ciekłym argonem oraz ciekłe scynytlatory.

1.2.1 Wodne detektory Czerenkowa - HyperKamiokande, UNO i MEMPHYS

Japoński HyperKamiokande, amerykański UNO (Underground Neutrino Observatory) i europejski MEMPHYS (MEgaton class PHYSics) to projekty przyszłych wodnych detektorów Czerenkowa. Detektory tego typu mają za sobą wieloletnią tradycję zbierania danych oraz spektakularne sukcesy w dziedzinie badania neutrin, a mianowicie obserwacje neutrin słonecznych i z Supernowej 1987A w detektorze Kamiokande oraz odkrycie oscylacji w sektorze neutrin atmosferycznych w późniejszym SuperKamiokande. Wodne detektory stanowią przykład aparatury, która doskonale sprawdziła się w praktyce podczas prowadzenia pomiarów. Stosowana tu technologia, rekonstrukcja przypadków, czy tło są dobrze znane. Materia, którą stanowi bardzo czysta woda, jest tania i nie ma problemu z jej pozyskaniem. Koszt budowy takiego detektora związany jest przede wszystkim z wielką liczbą fotopowielaczy.

Zasada działania wodnego detektora jest bardzo prosta. Identyfikacja cząstek, czyli naładowanych leptonów (elektronów lub mionów), powstałych w wyniku oddziaływania neutrin z materią, odbywa się na podstawie pomiaru tak zwanego promieniowania Czerenkowa. Promieniowanie Czerenkowa to fala świetlna rozchodząca się w postaci stożka. Powstaje ono wtedy, gdy cząstka naładowana porusza się w danym ośrodku z prędkością większą niż prędkość światła w tym ośrodku. Pomiar fotonów promieniowania Czerenkowa odbywa się przy pomocy fotopowielaczy, rozmieszczonych symetrycznie wokół całego detektora. Wielkość sygnału zebranego w fotopowielaczach i kąt rozwarcia stożka informują nas o energii naładowanego leptonu, natomiast analiza stożka świetlnego (stan jego "poszarpania") pozwala na identyfikację leptonu. Wysokoenergetyczny elektron powstały w wyniku oddziaływania neutrina z materią detektora zapoczątkowuje kaskadę elektromagnetyczną. Pierwotny elektron wypromieniowuje foton, który z kolei produkuje parę e^+e^- i cały schemat się powtarza doputy dopóki cząstki wtórne będą miały dostatecznie wysoką energię. Kształt stożka może zostać zachowany, ale jego brzegi będą rozmyte i niewyraźne, a rozkład fotonów niejednorodny. W przypadku mionów produkowanych w pierwotnych oddziaływaniach neutrin z materią sytuacja jest inna. Mion traci energię tylko w procesie jonizacji (proces wypromieniowania fotonu zaczyna być ważny dopiero przy energiach mionu rzędu GeV). Czas rejestracji fotonów stożka świetlnego w poszczególnych fotopowielaczach i jego kształt określa kierunek, z jakiego przybywa elektron lub mion oraz wierzchołek oddziaływania neutrina. Na podstawie tych wszystkich informacji można określić zapach neutrina, jego energię oraz kierunek przylotu.

Wielkie osiągnięcia wodnych detektorów zachęcają niewątpliwie do dalszej ich rozbudowy i rozwoju. Rozważa się zatem budowę takiego detektora o całkowitej masie nawet dwudziestokrotnie większej niż masa pracującego obecnie detektora SuperKamiokande. Czynna masa detektorów docelowo osiągnie 550 kton dla HiperKamiokande, 440 kton dla UNO i od 440 do 730 kton w przypadku MEMPHYS. Ze względów bezpieczeństwa i stabilności podłoża detektory będą miały budowę modułową i będą składać się z kilku mniejszych zbiorników wypełnionych wodą. Projekt HyperKamiokande będący w najbardziej zaawansowanej fazie badań przewiduje, że w skład detektora wejdą dwa tunele po pięć zbiorników o średnicy 48 m i długości 54 m każdy. Projekt UNO zakłada, że detektor będzie się składał z trzech zbiorników w kształcie sześcianu o wymiarach $(60 \times 60 \times 60)$ m³. W przypadku MEMPHYS byłoby to od trzech do pięciu cylindrów o średnicy 65 m i wysokości 60 m, z których każdy pomieści około 200 m³ wody. Schemat detektora HyperKamiokande przedstawia rysunek 1.1, detektor MEMPHYS został pokazany na rysunku 1.2.

Wodne detektory promieniowania Czerenkowa o całkowitej masie 1 Mtony stanowią bardzo pociągającą koncepcję dla przyszłych eksperymentów, nastawionych na poszukiwanie oddziaływań neutrin pochodzących z różnych źródeł, zarówno słonecznych, atmosferycznych, z Supernowych, jak i sztucznie wytwarzanych wiązek neutrin akceleratorowych o energiach rzędu GeV i niższych oraz rozpadu protonu.

1.2.2 Komora projekcji czasowej z ciekłym argonem - GLA-CIER

Idea komór projekcji czasowej wypełnionych ciekłym argonem (Liquid Argon Time Projection Chamber - LAr TPC) po raz pierwszy została zaproponowana



Rysunek 1.1: Schemat detektora HyperKamiokande.



Rysunek 1.2: Schemat detektora MEMPHYS.

przez C. Rubbię już w 1977 roku [10]. Opiera się ona na zjawisku jonizacji argonu przez cząstkę naładowaną. Zastosowanie silnego pola elektrycznego powoduje, że swobodne elektrony jonizacji dryfują w kierunku drutów anodowych zlokalizowanych wokół zbiornika z ciekłym argonem.

Detektory tego typu nie zostały jeszcze sprawdzone w warunkach podziemnego laboratorium. Powinno to nastąpić w przyszłym roku, w momencie rozpoczęcia zbierania danych przez detektor ICARUS, który jest prototypem dla tej technologii. Testy naziemne przyniosły jednak bardzo obiecujące rezultaty. ICARUS jeszcze nie zaczął pracować, a już pojawiła się propozycja zbudowania podobnego detektora o masie 10 kton, jako mniejszej wersji dla gigantycznego detektora o docelowej masie 100 kton.

Detektor GLACIER (The Giant Liquid Argon Charge Imaging Experiment) o całkowitej masie 100 kton ma mieć postać pojedynczego olbrzymiego zbiornika o cylindrycznym kształcie, wysokości 20 m i średnicy 70 m [11]. Schemat detektora przedstawia rysunek 1.3. Detektor wypełniony będzie ciekłym argonem utrzymywanym w temperaturze 89 K. Odczyt sygnału jonizującego następował będzie na drutach anodowych zlokalizowanych powyżej zbiornika z ciekłym argonem. Docelowo zainstalowane zostaną trzy płaszczyzny drutów anodowych skręconych względem siebie. Z czasu przelotu i rozkładu sygnału na odpowiednich drutach anodowych można zrekonstruować tor cząstki w trzech wymiarach, podczas gdy zebrany na nich ładunek niesie informację o energii cząstki. Sygnał będzie dodatkowo wzmacniany poprzez zastosowanie silnego pola elektrycznego o wartości 2 MV, ze względu na osłabienie pierwotnego sygnału przy dryfie elektronów na dystansie 20 m. Dodatkowo w detektorze GLACIER rejestrować się będzie światło od scyntylacji oraz promieniowania Czerenkowa. Na obecnym etapie nie planuje się instalacji w pobliżu detektora magnesów nadprzewodzących do wytwarzania pola magnetycznego.

Jak wykazały wstępne symulacje, detektory na bazie ciekłego argonu są doskonałym narzędziem do szukania rozpadu protonu. Różne teorie supersymentryczne przewidują czas życia protonu na około 10^{33-37} lat. Detektor GLACIER będzie w szczególności poszukiwał przejścia $p \rightarrow \overline{\nu}K^+$, które jest przewidywane w teoriach SUSY, a które do tej pory nie było obserwowane. Rejestracja produktów takiego rozpadu nie jest możliwa w wodnych detektorach typu SuperKamiokande, ponieważ produkcja promieniowania Czerenkowa przez kaon jest poniżej progu energetycznego na tego typu reakcję. Produkty rozpadu protonu w tym kanale powinny być natomiast "widoczne" w ciekłym argonie, już nawet w detektorze ICARUS. Ciekło-argonowa komora TPC charakteryzuje się bowiem bardzo dobrą granulacją i wysoką energetyczną zdolnością rozdzielczą.

Trudności technologiczne przy budowie detektora GLACIER są ogromne. Chodzi nie tylko o problemy związane z budową tak wielkiego zbiornika, ale także o



Rysunek 1.3: Schemat detektora GLACIER.

oczyszczanie i chłodzenie argonu oraz konserwowanie całej stowarzyszonej elektroniki. Jednak wydaje się, że całość jest możliwa do wykonania.

1.2.3 Detektor wypełniony ciekłym scyntylatorem - LENA

LENA (Low Energy Neutrino Astrophysics) jest kolejną propozycją podziemnego europejskiego eksperymentu poświęconego badaniom neutrin i rozpadu protonu. Detektor LENA wykorzystywać ma zjawisko scyntylacji światła powstałego w wyniku wzbudzenia atomów ośrodka przez przelatującą cząstkę naładowaną oraz ciekły scyntylator jako materię czynną do produkcji tego typu promieniowania widzialnego. Na tej zasadzie działa japoński eksperyment KamLAND, który ma na swoim koncie odkrycie oscylacji w sektorze antyneutrin reaktorowych, ale także pierwsze badania geo-neutrin. Należy podkreślić, że w żadnych innych typach detektorów nie udało się tego osiągnąć. Jeśli chodzi o arenę europejską, to podobne rozwiązanie zastosowano w detektorze Borexino, który niebawem rozpocznie zbieranie danych. Detektor ten zlokalizowany jest we wspomnianym już podziemnym laboratorium Gran Sasso we Włoszech.

Budowa podobnego detektora, jednak o znacznie większej masie, stanowi bardzo interesującą i obiecującą możliwość realizacji bogatego programu fizycznego, obejmującego badanie takich obiektów jak Słońce, gwiazdy Supernowe i Ziemię poprzez wykorzystanie neutrin produkowanych w tych ciałach makroskopowych. Detektor będzie także "patrzył" na produkty rozpadu protonu w różnych kanałach, testując przewidywania GUT.



Rysunek 1.4: Schemat detektora LENA.

Planowany detektor LENA będzie miał kształt cylindryczny o długości 100 m i średnicy 30 m [12]. Wewnętrzna jego część, o długości promienia 13 m wypełniona zostanie 50000 ton ciekłego scyntylatora, którym będzie PXE (PhenylXylylEthane - $C_{16}H_{18}$) lub Dodecane ($C_{12}H_{26}$). Rozpatruje się także możliwość wprowadzenia do detektora mieszanki obu tych substancji. Zewnętrzny cylinder grubości 2 m, wypełni woda, która stanowić będzie detektor typu veto dla mionów kosmicznych. Na wewnętrznej ścianie detektora zainstalowanych zostanie 12 tysięcy fotopowielaczy do zbierania światła scyntylacji powstałego w wyniku przejścia cząstki przez materię detektora. Schematyczny widok detektora LENA przedstawiono na rysunku 1.4.

Rozdział 2

Lokalizacja podziemnego laboratorium w Kopalni Soli w Polkowicach - Sieroszowicach

Eksperymenty neutrinowe wchodzą w nową erę, erę olbrzymich detektorów budowanych na niespotykaną dotąd skalę. Planowana całkowita masa przyszłych detektorów osiągnąć może w przypadku detektora LENA 50 kton, dla projektu GLA-CIER byłoby to 100 kton, natomiast dla wodnego HyperKamiokande i MEMPHYS masa ta dochodziłaby aż do 1 Mtony.

Jeśli projekt LENA zostanie zatwierdzony do realizacji, to ewentualny detektor mógłby stanąć w kopalni cynku i miedzi Pyhäsalmi w Finlandii (4060 m w.e.)¹ lub w laboratorium NESTOR u wybrzeży Grecji, 4000 m pod powierzchnią wód Morza Śródziemnego. Detektor HyperKamiokande zostałby zbudowany, na wzór obecnie pracującego SuperKamiokande, w kopalni Tochibora w Japonii 1500 m w.e., natomiast europejski detektor tego typu mógłby stanąć w podziemnym laboratorium we Fréjus we Francji na głębokości 4800 m w.e. Wszystkie te projekty są jednak na etapie daleko idących planów i aspiracji, które niekoniecznie zostaną wprowadzone w życie. Obecnie zaś trwają intensywne poszukiwania odpowiedniego miejsca dla ewentualnego 100 ktonowego detektora ciekłoargonowego, który mógłby powstać gdzieś na terenie Europy. Poza bogatym programem astrofizycznym byłby to eksperyment z długą bazą pomiarową, zatem odległość pomiędzy źródłem neutrin a detektorem może mieć zasadnicze znaczenie przy wyborze lokalizacji.

Poszukiwania odpowiedniego miejsca dla przyszłego detektora GLACIER prowadzą do Polski i do kopalni soli w Polkowicach - Sieroszowicach. Wydaje się, że wszystkie konieczne warunki są spełnione. Sieroszowice i CERN oddalone są od sie-

¹Jednostka w.e. (water equivalent) jest uniwersalną jednostką określającą głębokość na jakiej zlokalizowane jest podziemne laboratorium, w.e. zależy od grubości i rodzaju skał znajdujących się powyżej danego laboratorium.

bie o około 950 km, a jest to już wystarczająca odległość do obserwacji efektów masowych dla oscylacji w sektorze neutrin akceleratorowych. Ewentualne podziemne laboratorium mieściłoby się na głębokości blisko 1000 m pod powierzchnią Ziemi. Dodatkowym plusem takiej lokalizacji jest fakt niezwykle małego zanieczyszczenia pobliskich skał izotopami radioaktywnymi oraz stabilność podłoża solnego.

2.1 Warunki geologiczne

W skład kopalni soli w Polkowicach - Sieroszowicach należącej do KGHM Polska Miedź S.A., w której w przyszłości może znaleźć się podziemne laboratorium do badań neutrin i poszukiwania rozpadu protonu, wchodzą trzy duże komory. Położone są one na głębokości około 950 m pod powierzchnią ziemi. Ich przybliżone wymiary to: 15 m szerokości, 20 m wysokości i 100 m długości. Podłoże geologiczne w otoczeniu komór jest bardzo zróżnicowane. Idac od góry, znajduje się gruba warstwa (ponad 450 m) skał będących pozostałościami polodowcowymi, poniżej mamy warstwę piaskowca (około 300 m), a następnie około 100 m anhydrytu. Około 850 m poniżej poziomu gruntu zaczynają się złoża soli kamiennej, w których znajdują się omawiane komory. Ciągną się one na głębokości 72 m. Dolne warstwy soli także sasiaduja bezpośrednio z warstwa anhydrytu o grubości około 50 m. Poniżej zlokalizowany jest dolomit, którego grubość dochodzi do 12 m. Pod dolomitem znajdują się niewielkie pozostałości miedzi (tylko 3 m), a także warstwy szarego (5 m) i czerwonego (145 m) piaskowca. Schemat budowy geologicznej skał w Polkowicach - Sieroszowicach przedstawia rysunek 2.1. Szczegółowa analiza gruntów otaczających interesującą nas komorę została wykonana przez Centrum Badawczo-Projektowe CUPRUM należące do grupy KGHM [13].

Przy przedsięwzięciach o tak ogromnej skali i randze, należy przeprowadzić skomplikowane badania i analizy mające na celu określenie stopnia stabilności komory, w której stanąłby detektor o masie 100 kton. Trzeba sprawdzić przede wszystkim, jak będą zachowywać się ściany i strop komory pod naciskiem dużej ilości skał nad komorą oraz czy z biegiem lat nie wystąpią w nich różnego rodzaju tąpnięcia i uskoki. Czas trwania eksperymentu szacuje się na ponad 30 lat.

Prawda jest jednak taka, że detektor GLACIER o masie 100 kton nie zmieści się w komorach o wyżej wymienionych rozmiarach. W przypadku, gdyby projekt ten został przyjęty, zaistniałaby potrzeba wydrążenia nowej, większej komory. Na potrzeby projektu przewidującego lokalizację detektora GLACIER w warstwie soli zostały przeprowadzone symulacje komputerowe pod względem zbadania stabilności podłoża po wydrążeniu skał [13]. W tym celu wykorzystano idealistyczny model komory o elipsoidalnym kształcie, której długość wynosiła 91.06 m, wysokość zaś dochodziła w najwyższym punkcie do 48.0 m. Rysunek 2.2 przedstawia stan obciążenia poszczególnych fragmentów podziemnej elipsoidalnej komory sol-



Rysunek 2.1: Widok skał otaczających komorę solną w Polkowicach - Sieroszowicach przeznaczoną na lokalizację dla podziemnego detektora GLACIER [13].

nej o wspomnianych wymiarach. Do badania stabilności komory solnej w Polkowicach - Sieroszowicach użyto pakietu NE/NASTRAN, który dostarcza szeregu opcji do numerycznego rozwiązywania zaawansowanych problemów związanych z wytrzymałością mechaniczną zadanych konstrukcji i materiałów.Wyniki uzyskane tą drogą pozwoliły oszacować zachowanie się warstwy soli kamiennej oraz warstw anhydrytu. Symulacja wykazała, iż ściany rozważanej komory mogą ulec znacznemu zniekształceniu i przesunięciu o około 0.145 m natychmiast po wydrążeniu elipsoidalnej powierzchni. Zostało to pokazane na rysunku 2.3. Po 10 latach ustabilizują się ruchy ścian tak, że po upływie 30 lat średnica komory zmniejszy się o 1.5 m. Wyniki symulacji dla rozważanej komory po 30 latach od chwili jej wydrążenia przedstawione są na rysunku 2.4.

2.2 Pomiary naturalnej promieniotwórczości

Pomiary zawartości radioaktywnych izotopów w skorupie skalnej w kopalni soli w Sieroszowicach zostały wykonane przez pracowników Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach we wrześniu 2004 roku oraz pracowników Instytutu Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie w marcu 2005 roku.

W celu zbadania promieniotwórczości naturalnej zebrano próbki soli kamiennej z różnych miejsc komory. Próbki o masach 43.09 g, 41.64 g, 40.55 g i 858.8 g zostały



Rysunek 2.2: Stopień obciążenia poszczególnych fragmentów podziemnej komory solnej [13].



Rysunek 2.3: Natychmiastowa zmiana obciążenia i przesunięcie skał po wydrążeniu komory [13].



Rysunek 2.4: Ruch skał w otoczeniu komory solnej po upływie 30 lat od wydążenia [13].

poddane specjalnej obróbce. Największa z próbek została w całości przeznaczona do oszacowania zawartości radioaktywnych pierwiastków emitujących promieniowanie gamma, zwłaszcza izotopu ⁴⁰K. W tym celu sól umieszczona została w specjalnym naczyniu Marinelli. W następnym kroku naczynie Marinelli wraz z solą umieszczono wewnątrz komory pomiarowej z detektorem germanowym do pomiaru fotonów z próbki . Schemat cylindrycznego detektora germanowego używanego do detekcji promieniowania gamma przedstawia rysunek 4.1 z rozdziału 4.

W widmie promieniowania gamma uzyskanym z próbki soli kamiennej zaobserwowano jeden wyraźny sygnał odpowiadający natężeniu linii ⁴⁰K. Nie zaobserwowano natomiast żadnej linii pochodzącej od izotopów U i Th, co oznacza, że sygnał aktywności nie przekroczył granicy oznaczalności, która wynosiła ~ 0.5 Bq/kg. Natomiast aktywność izotopu ⁴⁰K zmierzono na 2.1 ± 0.3 Bq/kg [14]. Zarejsetrowane widmo zostało przedstawione na rysunku 2.5.

Dla wyznaczenia zawartości w soli kamiennej izotopów ²³⁸U, ²³⁴U i ²³⁰Th drogą α - spektroskopii pozostałe próbki poddano specjalnej obróbce radiochemicznej. Szczegółowe wyniki pomiarów stężenia poszczególnych izotopów promieniotwó-czych w badanych próbkach soli zawarte są w tabeli 2.1 pochodzącej z [14].

Analiza wyników otrzymanych z czterech pobranych próbek soli wskazuje, że stężenie naturalnych izotopów promieniotwórczych w badanej komorze jest zadziwiająco niskie, mniejsze nawet od minimalnej rejestrowanej aktywności w spek-



Rysunek 2.5: Widmo promieniowania gamma z próbki soli kamiennej. Widać wyraźny sygnał pochodzący od aktywności w badanej próbce izotopu 40 K [14].

	Próbka 1	Próbka 2	Próbka 3	Próbka 4
Radionuklid	$[\mathrm{Bq/kg}]$	$[\mathrm{Bq/kg}]$	$[\mathrm{Bq/kg}]$	$[\mathrm{Bq/kg}]$
$^{238}{ m U}$	0.40 ± 0.06	0.34 ± 0.05	0.10 ± 0.02	0.14 ± 0.02
$^{234}\mathrm{U}$	0.38 ± 0.06	0.33 ± 0.05	0.14 ± 0.02	0.14 ± 0.02
²³⁰ Th	0.29 ± 0.05	0.34 ± 0.06	0.10 ± 0.03	0.19 ± 0.03
Średnio szereg U	0.357	0.337	0.113	0.157
²³² Th	0.09 ± 0.03	0.08 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.11 ± 0.02
²³⁵ U	0.015 ± 0.006	0.015 ± 0.007	< 0.005	0.008 ± 0.004
⁴⁰ K	nd	nd	nd	2.1 ± 0.3

Tablica 2.1: Wyniki stężenia aktywności substancji radioaktywnych w badanych próbkach soli z kopalni Sieroszowice [14].

trometrach promieniowania gamma i cząstek α . Wyjątek stanowią jedynie izotopy ⁴⁰K, które dały sygnał w detektorze. Jest to niewątpliwie zaleta, którą należy wziąć pod uwagę przy wyborze miejsca na przyszły podziemny detektor do badania neutrin, czy poszukiwania rozpadu protonu.

W osobnym pomiarze zbadano także zawartość izotopów radonu ²²²Rn i ²²⁶Rn. Okazało się, że sygnał aktywności radonu w badanej komorze solnej jest poniżej progu na jego rejstrację, która dla wymienionych wyżej izotopów i zastosowanej aparatury pomiarowej, wynosi odpowiednio 10 Bq/kg i 0.5 Bq/kg [15]. W najbliższym czasie planuje się dokładniejsze pomiary zawartości radonu.

Rozdział 3

Główne źródła tła neutronowego dla niskoenergetycznych neutrin

Tło w danym eksperymencie stanowią zjawiska bardzo podobne do badanego zjawiska. W przypadku oddziaływań niskoenergetycznych neutrin, tło pochodzi od oddziaływań niskoenergetycznych neutronów i fotonów. Niebezpieczeństwo polega na tym, że w efekcie ich oddziaływania z materią powstaje sygnał podobny do tego, jakiego się spodziewamy od neutrin.

Neutrony są cząstkami długo żyjącymi. Średni czas życia neutronu wynosi około 885 s, czyli blisko 15 min. Swobodne neutrony w wyniku rozpadu mogą produkować elektrony o energiach z zakresu energii oddziaływania neutrin słonecznych. Mogą oddziaływać z materią detektora ulegając elastycznemu bądź nieelastycznemu rozpraszaniu na jądrach tarczy. Może też dojść do ich wychwytu, w wyniku czego następuje emisja kwantów gamma, które również mogą oddziaływać w detektorze. Sygnały z oddziaływania tych cząstek zebrane w detektorze nie mogłyby być zatem jednoznacznie zidentyfikowane.

Niestety nie jest możliwe całkowite odcięcie się od obecności tła. Tło eksperymentalne towarzyszy w mniejszym lub większym stopniu każdemu eksperymentowi. Cały problem polega więc na tym, by było ono jednak jak najmniejsze. Analiza tła eksperymentalnego w dzisiejszych czasach rozpoczyna się na długo przed uruchomieniem eksperymentu i trwa także przez okres zbierania danych. Jest ona niemniej ważna od analizy interesujących nas oddziaływań. Niezwykle istotne w przypadku eksperymentów dedykowanych poszukiwaniu rzadkich oddziaływań neutrin jest po pierwsze dokładne zbadanie źródeł tła, zwłaszcza neutronowego, a po drugie oszacowanie jego strumienia. Następstwem tych działań są analizy metod tłumienia i budowa specjalnych osłon, mających na celu minimalizację ewentualnego wpływu tła na wyniki pomiarów. W szczególności niskoenergetyczne neutrony o energiach rzędu pojedynczych MeV są przedmiotem tych badań.

W podziemnych laboratoriach mamy do czynienia z neutronami głównie z

dwóch źródeł: z lokalnej radioaktywności (skały otaczające detektor, materia samego detektora) oraz neutrony indukowane przez wysokoenergetyczne miony kosmiczne.

Neutrony związane z radioaktywnością pobliskich skal i elementów detektora produkowane są głównie w spontanicznych rozpadach lub rozszczepieniach izotopów promieniotwórczych ²³⁸U i ²³²Th, obecnych w niewielkich ilościach w skorupie ziemskiej oraz w reakcjach typu (α , n) wywoływanych przez cząstki α w elementach detektora. Widmo energii tych neutronów w zasadzie zależy jedynie od składu chemicznego skał, w których zlokalizowany jest detektor, a zatem od zawartości w nich pierwiastków promieniotwórczych. Nie ma tutaj natomiast wpływu głębokość, na jakiej znajduje się detektor. Schemat powstawania neutronów w wyniku radioaktywności, czy to w skałach, czy w elementach detektora, jest podobny. Jednak materiały, w których dochodzi do ich produkcji są nieco inne. Odmienne są wobec tego metody tłumienia neutronów docierających do detektora.

Aspekt związany z grubością skał "przykrywających" podziemne laboratorium ma jednak ogromne znaczenie, jeśli chodzi o neutrony produkowane przez oddziaływania mionów kosmicznych o bardzo wysokich energiach. Miony te mogą wnikać na znaczne głębokości i w wyniku kontaktu z materią skalną inicjować produkcję wysokoenergetycznych neutronów. Neutrony te z kolei są źródłem dalszych neutronów wtórnych już o nieco niższych energiach, z zakresu energii oddziaływań neutrin. Stanowią one realne niebezpieczeństwo, ponieważ mogą zanieczyszczać sygnał z detektora. Im grubsza warstwa skał otaczających detektor, tym mniejszy będzie strumień neutronów z takiej kaskady.

W tym rozdziale dokładnie omówione zostaną neutrony pochodzące ze wspomnianych wyżej źródeł. Szczegółowa analiza tła neutronowego została wykonana dla podziemnego laboratorium zlokalizowanego w kopalni Boulby w Wielkiej Brytanii na potrzeby poszukiwania cząstek ciemnej materii [17].

3.1 Promieniotwórczość naturalna skał

Poziom zanieczyszczenia radioaktywnością skał wokół laboratorium umieszczonego pod powierzchnią ziemi, bardzo silnie zależy od rodzaju skał. Nie jest to jednak stała wielkość i może się zmieniać od jednego końca podziemnego tunelu, w którym znajduje się detektor, do drugiego.

Widmo energii początkowych neutronów produkowanych tą drogą w skałach wokół laboratorium w Boulby przedstawia rysunek 3.1. W tym przypadku skałę stanowiła sól kamienna (NaCl) ze śladową ilością izotopów U i Th. Symulacja komputerowa została przeprowadzona dla zawartości (60 ppb) uranu i (130 ppb) toru. Dominujące tło pochodzić będzie od neutronów o energiach rzędu 1 - 2 MeV i mniejszych. W zakresie wyższych energii strumień neutronów jest znacznie mniej-



Rysunek 3.1: Widmo energii neutronów produkowanych w skale (NaCl) otaczającej detektor w laboratorium w Boulby. Niebieska kropkowana linia przedstawia widmo energii neutronów powstałych z toru. Zieloną przerywaną linią zaznaczono energie neutronów pochodzących z rozpadu uranu. Linia czerwona jest sumą dwóch poprzednich. Zawartość izotopów w soli to odpowiednio: 60 ppb uranu i 130 ppb toru [17].

szy. Z obliczeń wynika, że dla porównywalnej koncentracji tych izotopów w danej skale, w wyniku ich spontanicznego rozpadu z uranu powstanie dwa razy więcej neutronów niż z toru.

Widmo energii neutronów z rysunku 3.1 można przeskalować w zależności od zawartości pierwiastków promieniotwórczych w skale, z którą mamy do czynienia. Zmienia się wtedy zakres dostępnej energii neutronów, stały pozostaje natomiast kształt widma. Zanim jednak neutrony opisane widmem z rysunku 3.1 osiągną ścianę laboratorium, muszą przebyć nierzadko długą drogę. W tym czasie oddziałują w otaczających skałach i w efekcie tego, gdy dojdą do granicy tunelu, w którym zlokalizowany jest detektor, widmo ich energii ma już inną postać. Na rysunku 3.2 grubą ciągłą linią przedstawiono kształt tego widma.

W celu zminimalizowania strumienia neutronów ze skał wprowadza się osłony z różnego typu moderatorów, na przykład parafinę czy polietylen (CH_2), których grubość jest sprawą kluczową i indywidualną dla każdego podziemnego eksperymentu. Zastosowanie odpowiedniej osłony w postaci moderatora pozwala zmniejszyć strumień neutronów docierających do detektora. Rysunek 3.2 pokazuje, w



Rysunek 3.2: Widmo neutronów ze skały na granicy laboratorium - gruba ciągła linia oraz po przejściu przez różne grubości warstw moderatora CH_2 (zaznaczone cienkimi przerywanymi liniami) [17].

jaki sposób zmienia się wielkość strumienia i energia neutronów po przejściu przez warstwy moderatora (CH_2) o zmieniającej się grubości.

W szczególności grubość i rodzaj stosowanej osłony zależą od geometrii danego detektora, materiału tarczy i zawartości izotopów promieniotwórczych w otaczających skałach.

3.2 Neutrony z zanieczyszczeń promieniotwórczych materiałów detektora

Neutrony z elementów detektora stanowią chyba najtrudniejsze do eliminacji tło we wszelkiego typu eksperymentach fizyki wysokich energii. Z pewnością jest ono bardzo trudne do oszacowania. Neutrony mogą pochodzić zarówno z zewnętrznej elektroniki, kabli, fotopowielaczy, stosowanych osłon, ścian detektora oraz z jego materii czynnej.

Źródłem neutronów są głównie reakcje spontanicznego rozpadu lub rozszczepienia U/Th, które znajdują się we wszystkich elementach detektora.

Trudno jest oszacować poziom tego typu zanieczyszczeń. Producenci podają co prawda zawartość radioaktywnych izotopów w swoich wyrobach, może się ona jednak zmieniać od próbki do próbki.

Nie można w żaden sposób wyeliminować tła powstałego tą drogą. Jedynym wyjściem jest dobór odpowiednio "czystych" materiałów, o jak najmniejszej zawartości radioaktywnych izotopów.

3.3 Neutrony z oddziaływania mionów kosmicznych

Neutrony mogą powstawać także w wyniku oddziaływania wysokoenergetycznych mionów powstających w oddziaływaniach promieni kosmicznych z jądrami w górnych warstwach atmosfery ziemskiej. Miony te mogą zarówno oddziaływać w skałach otaczających podziemne laboratorium, jak również z materią detektora.

Efekty oddziaływania neutronów indukowanych przez miony kosmiczne można częściowo wyeliminować, lokalizując eksperymenty głęboko pod powierzchnią ziemi: w starych kopalniach, tunelach, jaskiniach. Im grubsza warstwa skał nad detektorem, tym mniej mionów, a zatem i neutronów jest w stanie dotrzeć do laboratorium i fałszować wyniki pomiarów. Szacuje się, że na głębokości 3 km w.e. strumień neutronów pochodzących z oddziaływania mionów jest około 3 rzędy wielkości mniejszy niż strumień neutronów pochodzących z radioaktywności skał otaczających detektor. Mimo to nie można lekceważyć neutronów powstających tą drogą. Mogą one bowiem mieć bardzo wysokie energie dochodzące nawet do GeV i docierać do detektora nawet z bardzo dużych odległości, zaburzając sygnał.

Szczegółowa analiza neutronów różnych energii, powstających tą drogą, również została wykonana na potrzeby podziemnego detektora do poszukiwania cząstek ciemnej materii. W tym wypadku badania obejmowały produkcję neutronów w detektorze i różnych materiałach stanowiących jego osłony. Symulacja została przeprowadzona dla detektora otoczonego warstwą moderatora (CH₂) i ołowiu. Początkowo symulowano neutrony przechodzące przez warstwę ołowiu. Następnie pomiędzy ołowiem a detektorem umieszczono dodatkowo moderator, tak aby wyeliminować ewentualne neutrony powstałe w wyniku oddziaływania mionów w ołowiu. Na rysunkach 3.3 (a) i (b) pokazano, w jaki sposób zastosowane osłony mogą wpływać na produkcję i absorpcję tych neutronów.

Widmo energii neutronów po przejściu przez skały i warstwę ołowiu obrazuje rysunek 3.3 (a). Widzimy znaczny wzrost strumienia neutronów po ich przejściu przez osłonę ołowiową, zwłaszcza w zakresie małych energii, do około 5 MeV. Jest to spowodowane produkcją neutronów w tym materiale i stanowi realny wzrost tła dla detektora, który bezpośrednio sąsiadowałby z warstwą Pb. Rysunek 3.3 (b) przedstawia natomiast widmo energii neutronów po przejściu przez warstwę ołowiu i moderatora CH_2 . Tu z kolei widać spadek strumienia neutronów o czynnik 10^{-3} , w zakresie energii, w którym wcześniej obserwowaliśmy wzrost strumienia cząstek tła przy zastosowaniu jedynie osłony z Pb.


Rysunek 3.3: (a) Widmo energii neutronów ze skały na granicy laboratorium (puste symbole) oraz po przejściu przez warstwę ołowiu (pełne symbole). (b) Widmo energii neutronów ze skały na granicy laboratorium (pełne symbole) oraz po przejściu przez warstwę ołowiu i moderatora CH_2 (puste symbole) [16].

Rozdział 4

Warunki symulacji oddziaływania neutronów

Tło eksperymentalne jest nieodłącznym elementem każdego podziemnego eksperymentu dedykowanego poszukiwaniu rzadkich zjawisk, takich jak oddziaływania neutrin. Szczególnie niebezpieczne jest tło pochodzące od oddziaływania neutronów w materii detektora lub w jego pobliżu. W fazie planowania i projektowania eksperymentów fizyki cząstek, niezwykle ważny jest zatem proces badania i symulacji tła. Symulacja taka została wykonana na potrzeby podziemnego laboratorium do badań fizyki neutrin i przeprowadzona przy użyciu pakietu Geant4, który jest powszechnie stosowanym narzędziem do tego typu operacji. Pakiet Geant4 zapewnia bardzo szeroki wachlarz zdefiniowanych cząstek, ich energii oraz procesów fizycznych, a także wysoką dokładność i stabilność otrzymywanych wyników.

4.1 Podstawowe informacje o pakiecie Geant4

GEANT, czyli GEometry ANd Tracking, jest wysoce wyspecjalizowanym i powszechnie używanym narzędziem do symulacji i wizualizacji wszelkiego typu oddziaływań i cząstek w materii celem symulacji detektorów [18]. Historia pakietu rozpoczęła się w latach 80-tych ubiegłego stulecia. Początkowo rozwijany on był przez fizyków z CERN, obecnie tworzony jest przez programistów z ośrodków naukowych całego świata.

Pierwotnie pakiet GEANT tworzony i rozwijany był w języku Fortran. W pewnym momencie okazał się on jednak niewystarczający i zdecydowano się na przepisanie całego kodu w języku C++ z wykorzystaniem zaawansowanych technik programowania obiektowego. Pozwoliło to na podział projektu na logiczne części, tak zwane moduły, zapewniające większą przejrzystość fragmentów kodu i projektu jako całości. Ponadto poszczególne moduły mogą być rozwijane niezależnie od siebie przez różne grupy programistów. Pakiet Geant4 jest zatem projektem ewoluującym i ciągle rozbudowywanym. Wobec tego stale powstają kolejne jego wersje, co zapewnia aktualność modeli fizycznych w nim zawartych i redukcję ewentualnych błędów. Najnowszą wersją projektu Geant4 jest wersja 8.0. Ponadto pakiet ten jest ogólnie dostępny i rozprowadzany darmowo wraz z kodem źródłowym i przykładami. Każdy użytkownik może dostosować program do indywidualnych potrzeb.

Geant4 został stworzony na potrzeby eksperymentów nowej generacji w fizyce wysokich energii. Pozwala na projektowanie i budowanie bardzo skomplikowanych geometrii detektora z uwzględnieniem nawet najdrobniejszych jego szczegółów. Dostarcza w tym celu duży zestaw materiałów, z których można korzystać na etapie konstrukcji detektora. Istnieje również możliwość definiowania własnych materiałów.

Pakiet Geant4 daje możliwość śledzenia, także w czasie rzeczywistym symulacji, torów interesujących nas cząstek w materii, od momentu ich powstania aż do opuszczenia detektora. Geant4 dostarcza ponad 100 różnych zdefiniowanych cząstek (zawierających informacje o nazwie, masie, spinie, izospinie, parzystości, czasie życia, kanałach rozpadu, składzie kwarkowym) pogrupowanych w logiczne kategorie, takie jak: kwarki i gluony, leptony, mezony, bariony, jony i inne. Można oczywiście w razie potrzeby definiować także własne cząstki. W trakcie symulacji nadajemy cząstkom określoną energię początkową, której dostępny zakres jest bardzo szeroki, od pojedynczych eV aż do TeV. Dodatkowo istnieje możliwość korzystania z Geant4 General Particle Source (GPS). GPS jest narzędziem wykorzystującym zaawansowane metody Monte-Carlo do transportu w przestrzeni wysokoenergetycznych cząstek [21]. Pozwala on na zadanie specyficznych warunków początkowych dla pierwotnego źródła cząstek, na przykład określonego rozkładu, według którego generowane będą cząstki w procesie symulacji.

Wraz z wyborem cząstki użytkownik jest zobligowany do dołączenia do symulacji właściwych modeli i procesów fizycznych, czyli takich, w jakich mogą uczestniczyć wybrane przez niego cząstki. Geant4 dostarcza wobec tego już zdefiniowane procesy fizyczne i ich modele opisujące, w jaki sposób cząstki oddziałują z materią. Są one charakterystyczne dla danego typu cząstki i wybranego zakresu energii. Mamy do wyboru następujące procesy: elektromagnetyczne, hadronowe, procesy rozpadu, procesy optyczne, procesy oddziaływania fotonów i leptonów z hadronami oraz procesy parametryzacji i transportu.

Prawdopodobieństwo zajścia oddziaływania dla danej cząstki określa przekrój czynny, który jest z kolei zmienną zależną od wybranego procesu fizycznego i zadanego zakresu energii. Właściwy wybór przekroju czynnego decyduje o prawidłowym przebiegu symulacji i poprawności uzyskanych wyników.

Geant4 dostarcza także zaawansowanych metod do wizualizacji prowadzonej

symulacji, które pozwalają na oglądanie jej wyników. Obrazować można: składniki detektora, trajektorie cząstek i miejsca ich oddziaływania z materią detektora. Dołączyć można również osie współrzędnych i tekst będący tytułem obrazka, jego opisem, czy komentarzem. W razie potrzeby wizualizacja może przebiegać w czasie rzeczywistym symulacji, może także zostać zapisana w odpowiednim formacie do pliku i oglądana niezależnie. Jeśli nie zależy nam na oglądaniu przebiegu symulacji i jej wyników, to wizualizacja może zostać całkowicie wyłączona z symulacji. Spowoduje to przyspieszenie całego procesu.

4.2 Model przenośnego detektora

Celem niniejszej pracy była symulacja niewielkiego, przenośnego detektora do rejestracji oddziaływań fotonów w materii w warunkach podziemnego laboratorium. Schemat takiego przykładowego detektora pokazany jest na rysunku 4.1. Rysunek 4.2 przedstawia fotografię takiego detektora podczas pomiaru tła fotonowego w kopalni soli w Polkowicach - Sieroszowicach w kwietniu 2005 roku. Jest to klasyczny, komercyjnie dostępny detektor germanowy używany do terenowych pomiarów tła. Ze względu na wysoki szum termiczny germanu konieczne jest utrzymywanie kryształu germanowego w temperaturze ciekłego azotu.

Detektory germanowe charakteryzują się niezwykle dużą czułością pomiaru kwantów promieniowania gamma. Minimalna energia fotonów, jaką można zarejestrować przy pomocy detektora germanowego wynosi około 30 keV. Maksymalna mierzona energia zależy z kolei od wielkości kryształu germanu.

Jeśli chcemy użyć podobnego detektora do pomiaru tła neutronowego, to należy obłożyć go warstwą moderatora, w celu obniżenia energii neutronów wchodzących do detektora oraz ich wychwytu (na przykład kombinacja parafiny i kadmu). Efektem absorpcji neutronu przez jądro atomowe jest emisja fotonu. W detektorze germanowym można następnie zmierzyć powstający foton na podstawie depozytu jego energii i w ten sposób zidentyfikować izotop, w którym nastąpił wychwyt. W ten właśnie sposób detektor germanowy został wykorzystany przez dr hab. Jerzego Mietelskiego do pomiaru tła neutronowego w pomiarach na powierzchni ziemi. W swoim detektorze dr hab. J. Mietelski stosował nakładkę kadmową o grubości 0.2 cm otaczającą czułą część detektora, a następnie osłonę z parafiny o grubości 14 cm.

4.3 Materiały użyte do konstrukcji detektora

W początkowym etapie prac prowadzone były symulacje oddziaływania neutronów w materiałach powszechnie używanych jako moderatory (parafina) lub do wychwytu termicznych neutronów (kadm). Celem tego typu działań było zbadanie efektywności parafiny jako substancji spowalniającej neutrony. Parafina jest dobrym moderatorem ze względu na dużą liczbę lekkich jąder wchodzących w jej skład, zwłaszcza wodoru. Dominującym procesem, jaki będzie zachodził w tym materiale jest sprężyste rozpraszanie neutronów, w wyniku czego oddadzą one znaczną część swojej energii kinetycznej jądrom atomów ośrodka (wodoru i węgla). Rysunek 4.3 przedstawia przekrój czynny na proces elastycznego rozpraszanie neutronów na jądrach wodoru. Widać silny wzrost przekroju czynnego przy energiach neutronów poniżej 0.1 eV. Symulacje neutronów w parafinie miały na celu dokonanie wyboru optymalnej grubości tej warstwy dla dalszej fazy badań



Rysunek 4.1: Schemat cylindrycznego detektora germanowego Ge(Li) [19].



Rysunek 4.2: Zdjęcie detektora germanowego podczas pomiaru tła fotonowego w kopalni soli w Polkowicach - Sieroszowicach (J. Kisiel, kwiecień 2005).

oddziaływań neutronów, a w szczególności spowolnienia jak największej liczby neutronów wchodzących do kadmu. Jeśli chodzi o kadm, to w trakcie wszystkich symulacji stosowana była naturalna mieszanka kilku izotopów tego pierwiastka o różnej zawartości procentowej. Były to izotopy: ¹⁰⁶Cd, ¹⁰⁸Cd, ¹¹⁰Cd, ¹¹¹Cd, ¹¹²Cd, ¹¹³Cd, ¹¹⁴Cd i ¹¹⁶Cd, które stanowiły odpowiednio: 1.25%, 0.89%, 12.49%, 12.80%, 24.13%, 12.22%, 28.73%, 7.29% całości. Zależność przekroju czynnego na wychwyt neutronów w zakresie ich energii od 1 eV do 100 keV dla izotopów ¹¹⁰Cd, ¹¹¹Cd, ¹¹²Cd, ¹¹³Cd, ¹¹⁴Cd i ¹¹⁶Cd pokazano na rysunkach 4.4 a-f. Zwraca uwagę obszar rezonansowego wychwytu neutronów przy energiach od około 12 eV do 10 keV. Dla ¹¹³Cd widoczny też jest wzrost nierezonansowego przekroju czynnego przy energiach około 1 eV. W przypadku kadmu chodziło o sprawdzenie jego wydajności dla procesu absorpcji powolnych neutronów oraz, podobnie jak dla parafiny, optymalizacji grubości tej warstwy do dalszych prac. Badany był też german, który stanowił właściwą materię detektora. Kryształy germanowe to detektory półprzewodnikowe, które powszechnie stosowane sa do detekcji promieniowania gamma. Istotna kwestia było sprawdzenie wydajności takiego detektora w pomiarze fotonów powstałych w wyniku wychwytu neutronów w parafinie i kadmie.

Do symulacji oddziaływania neutronów w materii poszczególne materiały zostały wybrane ze specjalnej bazy danych NIST (National Institute of Standards and Technology) dostarczanej użytkownikowi przez pakiet Geant4. Baza NIST zawiera zdefiniowane materiały różnego typu, które można bez ograniczeń stosować w swojej symulacji. Znajdziemy tam informacje o specyficznych własnościach różnych elementów i pierwiastków, takich jak liczba masowa i atomowa czy procentowy skład izotopowy. Dodatkowym parametrem charakteryzującymi dany materiał jest jego gestość. Natomiast domyślna wartościa dla temperatury jest 273.15 K. a dla ciśnienia 1 atmosfera. Użytkownik może także definiować własne materiały dla potrzeb swojej symulacji. Tak też zostało uczynione w przypadku germanu. Jak wspomniałam w poprzednim rozdziale, kryształy germanowe stosowane w detektorach do pomiarów promieniowania gamma, powinny być utrzymywane w temperaturze ciekłego azotu, czyli w -180° C. Geant4 nie pozwala na ingerencję i zamianę parametrów w swoich bazach danych, dlatego też został stworzony german o parametrach identycznych do tych, jakie ma on w bazie NIST, z wyjątkiem temperatury, która ustawiłam na -180° C.

4.4 Założenia symulacji

Niniejsza praca została poświęcona symulacji oddziaływań niskoenergetycznych neutronów w materiałach opisanych w poprzednim podrozdziale. Podstawowym założeniem prowadzonych badań był fakt, iż w podziemnym laboratorium spodziewamy się występowania tła od niskoenergetycznych neutronów. Badaniem objęto



Rysunek 4.3: Przekrój czynny na proces elastycznego rozpraszania neutronów na jądrach wodoru.

zatem neutrony w zakresie energii od pojedynczych eV do kilku MeV. Podobny zakres energii mają neutrony powstałe w skale NaCl w wyniku promieniotwórczości naturalnej w pobliżu podziemnego laboratorium zlokalizowanego w kopalni Boulby w Wielkiej Brytanii. Na rysunku 3.1 zostało pokazane widmo neutronów pochodzących z naturalnych rozpadów promieniotwórczych ²³⁸U i ²³²Th, zawartych w skale NaCl. Jest to uniwersalny kształt widma neutronów powstających w skałach otaczających detektor. Należy go odpowiednio przeskalować, w zależności od stopnia radioaktywności skał, z którymi mamy do czynienia. W szczególności dla podziemnego laboratorium w Połkowicach - Sieroszowicach w otoczeniu grubej warstwy soli, spodziewamy się zbliżonego rozkładu energii produkowanych neutronów. Strumień neutronów ze skał jest jednak znacznie mniejszy niż w Boulby, albowiem, jak pokazują pomiary promieniotwórczości naturalnej wykonane dla komory solnej przeznaczonej dla detektora, stopień zawartości izotopów radioaktywnych jest wyjątkowo niski (tabela 2.1).

Na potrzeby symulacji rozkład energii neutronów z rysunku 3.1 został odtworzony przy pomocy pakietu Geant4, który osobno traktuje niskoenergetyczne neutrony. W projekcie tym neutrony niskich energii to takie, których energia nie przekracza 20 MeV. Stworzony został dla nich specjalny model danych bazujący na formacie ENDF/B-VI, co zapewnia dostęp do dodatkowych plików ze stabli-



Rysunek 4.4: Wykresy przekrojów czynnych na proces wychwytu neutronów w izotopach kadmu: (a) 110 Cd, (b) 111 Cd, (c) 112 Cd, (d) 113 Cd, (e) 114 Cd, (f) 116 Cd.



Rysunek 4.5: Widmo energii początkowej neutronów uzyskane przy pomocy Geant4 General Particle Source.

cowanymi danymi, koniecznymi do prawidłowego przeprowadzenia symulacji. Są to między innymi obszerne bazy danych G4NDL (Neutron-Nuclear Data Library) z wartościami przekrojów czynnych dla danego procesu i materiału. Odtworzenie widma energii neutronów było możliwe przy wykorzystaniu General Particle Source dostarczanego przez pakiet Geant4 [21]. Wygenerowanych zostało 100000 neutronów o energiach w przedziale od 0 do 5 MeV. Uzyskany w ten sposób rozkład energii przedstawiono na wykresie 4.5.

Początkowo w symulacji neutrony generowane były z punktowego źródła. Krok taki został podjęty w celu zbadania zachowania się neutronów w poszczególnych warstwach materiałów użytych do konstrukcji detektora. Na dalszym etapie prac neutrony generowane były w całej przestrzeni wokół laboratorium.

Rozdział 5

Symulacje niskoenergetycznych neutronów przy pomocy pakietu Geant4

Proces symulacji oddziaływania neutronów w materiałach użytych do konstrukcji detektora został podzielony na kilka etapów. Początkowo obserwowane było zachowanie neutronów w poszczególnych materiałach, a mianowicie w parafinie i kadmie w zależności od grubości warstwy danego materiału. Celem takiego postępowania było dobranie właściwej grubości danej warstwy dla osłony przenośnego detektora promieniowania gamma opisanego w poprzednim rozdziale.

Jak już pisałam, detektor promieniowania gamma można zastosować do detekcji neutronów, jeśli obuduje się go osłoną z moderatorów (propozycja dr hab. J. Mietelskiego polegała na zastosowaniu parafiny i kadmu). Moderatory mają za zadanie obniżenie energii padających neutronów oraz zmniejszenie ich strumienia poprzez wychwyt z emisją promieniowania gamma. Optymalna grubość warstwy w przypadku parafiny oznaczać będzie zatem, że duża liczba wchodzących do niej neutronów odda znaczną część swojej energii w wyniku elastycznego oddziaływania jądrom atomów wodoru i węgla. Dopiero takie spowolnione neutrony przechodzą na drugą stronę bloku z parafiny. Rola kadmu w osłonie polega na wychwycie termicznych neutronów, które nie zostały zatrzymane w parafinie. Izotopy kadmu charakteryzują się bardzo wysokimi przekrojami czynnymi na wychwyt niskoenergetycznych neutronów (patrz rysunek 4.4). Dla kadmu optymalna grubość warstwy powinna być dobrana tak, aby jak największa liczba neutronów niskich energii uległa wychwyceniu z emisją promieniowania gamma.

W pierwszej fazie symulacji neutrony o ustalonej energii generowane były ze źródła punktowego w kierunku bloku z danego materiału. Energia początkowa tych cząstek istotnie różniła się w zależności od używanego materiału. W kolejnym kroku, po ustaleniu optymalnych grubości warstw, materiały, o których była mowa powyżej zostały ustawione jeden za drugim i cały proces symulacji z generowaniem neutronów z rozkładu pokazanego na rysunku 4.5 został powtórzony. Wyniki przeprowadzonych testów zamieszczone zostały w rozdziale 5.1.

Ostatecznym etapem symulacji było badanie zachowania neutronów w detektorze o kształcie cylindrycznym z koncentrycznie umieszczonymi warstwami parafiny i kadmu. Różnica polegała także na tym, że źródło neutronów nie było już punktowe. Cząstki generowane były nadal zgodnie rozkładem z rysunku 4.5, ale izotropowo i z powierzchni sfery o promieniu 0.5 m, aby jak najdokładniej odtworzyć warunki panujące w podziemnych laboratoriach. Rozdział 5.2 został poświęcony opisowi wyników z tej fazy symulacji. Rozdział 5.3 zawiera wyniki symulacji dotyczące fotonów powstałych w wyniku wychwytu neutronów.

5.1 Wpływ moderatorów na zanik pierwotnego strumienia neutronów

W pierwszej kolejności symulacja została przeprowadzona dla warstwy parafiny o zmieniającej się grubości. Badano tutaj efektywność parafiny jako materiału służącego do spowalniania i wychwytu neutronów. Został przeprowadzony szereg symulacji dla 10000 neutronów generowanych zgodnie z rozkładem z rysunku 4.5 w kierunku do środka bloku parafiny o wymiarach (d×200×200) cm. Parametr "d" nie był ustalony na stałe i był zwiększany w przedziale od 2 do 30 cm (zmiana następowała co 2 cm). Długość bocznych ścian wynosiła 2 m, w celu zmniejszenia efektów związanych z wychodzeniem neutronów z warstwy parafiny w tych właśnie kierunkach. Po każdej symulacji zliczane były neutrony opuszczające parafinę. Mając dane o liczbie cząstek opuszczających badaną warstwę, można odtworzyć zależność neutronów wychodzących z parafiny od jej grubości. W podobny sposób można uzyskać informację o tym, jak wygląda wychwyt neutronów w parafinie w zależności od grubości warstwy parafiny.

Przykłady oddziaływania neutronów w parafinie pokazane są na rysunku 5.1. Widać, że neutron po wielokrotnym rozproszeniu elastycznym w parafinie może z niej wyjść po tej samej stronie bloku, z której wszedł (rysunek 5.1 (a)), może wyjść po przeciwnej stronie bloku (rysunek 5.1 (b)) lub może zostać wychwycony z emisją fotonu (rysunek 5.1 (c)). Obszar oddziaływań neutronu w parafinie jest natomiast na tyle mały, że wyjście przez boczne ściany bloku jest praktycznie wykluczone. Zbliżenie obszaru oddziaływań neutronu w parafinie pokazane zostało na rysunku 5.1 (d). Jest to sześciokrotne powiększenie sytuacji z rysunku 5.1 (a).

Na wykresach 5.2 (a) i (b) pokazano rozpraszanie i wychwyt neutronów dla różnych grubości parafiny. Analiza wykresu 5.2 wskazuje, iż parafina spełnia swoje zadanie bardzo dobrze, nie tylko w procesie termalizacji neutronów, ale także w ich



Rysunek 5.1: Rozpraszanie i wychwyt neutronów w bloku parafiny o grubości 14 cm i długości bocznych ścian 2 m: (a) odbicie się i powrót neutronu, (b) przejście neutronu przez warstwę, (c) wychwyt neutronu (niebieski tor) z emisją fotonu (czerwony tor), (d) sześciokrotny zoom przypadku z rysunku 5.1 (a).



Rysunek 5.2: Statystyka rozpraszania i wychwytu neutronów w parafinie w zależności od grubości warstwy: (a) Liczba neutronów wychodzących z parafiny. (b) Liczba neutronów wychwyconych w parafinie.

wychwycie. Liczba neutronów opuszczających parafinę znacznie maleje wraz z rosnącą grubością warstwy. Na przykład, dla grubości warstwy 14 cm, odpowiadającej warstwie parafiny w cylindrze otaczającym detektor germanowy dr hab. J. Mietelskiego, 45% wszystkich neutronów wchodzących do parafiny ulega wychwyceniu. Z 10000 wygenerowanych przypadków, 4516 neutronów już w niej pozostaje. Przy dalszym zwiększaniu grubości bloku z parafiny obserwujemy znaczny spadek szybkości wychwytu neutronów w tym materiale. Liczba wychwyconych neutronów w dwa razy grubszej warstwie parafiny, czyli przy 28 cm wynosi niewiele ponad 6000. Wzrost procesu wychwytu nastąpił zatem tylko o około 1500 przypadków.

W następnym etapie prac rozważane były jedynie te neutrony, które opuszczały parafinę po przeciwnej stronie w stosunku do źródła cząstek. Neutrony, które w wyniku oddziaływania w materiale cofały się, nie były przedmiotem dalszych badań. Ograniczenie takie przyjęłam w związku z tym, że tylko neutrony przechodzące przez parafinę wejdą następnie do warstwy kadmu.

Na rysunku 5.3 pokazane zostało widmo energii neutronów wychodzących z bloku parafiny o grubości 14 cm po przeciwnej stronie do źródła cząstek. Liczba neutronów przechodzących przez materiał moderatora w stosunku do liczby cząstek pierwotnych zmalała o 82% i wynosi 1762 przypadki. Wobec tego, jeśli weźmiemy całkowitą liczbę neutronów wychodzących z parafiny (około 5500) i liczbę tych przypadków, które przeszły przez moderator (1762), to okaże się, że znaczna część wchodzących neutronów rozprasza się do tyłu. Na 10000 będzie to około 3750 przypadków. Ilustruje to rysunek 5.4, pokazujący rzut pędu neutronów na płasz-



Rysunek 5.3: Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o grubości 14 cm.

czyznę $(x, y)^1$ w momencie wyjścia z parafiny. Wygenerowanych zostało 10000 neutronów o energii 1 MeV (najbardziej prawdopodobna energia). Widoczna jest przewaga cofających się neutronów.

Rysunek 5.3 pokazuje też, że w obszarze energii 1 - 2 MeV, gdzie na wykresie 4.5 obserwujemy maksymalny strumień neutronów, po przejściu przez 14 cm moderatora pozostaje niewiele takich przypadków. Teraz największa liczba neutronów, bo ponad 68% (prawie 1200 przypadków) pojawia się przy energiach poniżej 0.1 MeV. Zostało to pokazane szczegółowo na rysunku 5.5.

Rysunek 5.5 (a) przedstawia widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o grubości 14 cm w zakresie od 0 do 10^{-5} MeV, natomiast rysunek (b) widmo energii neutronów w rezonansowym przedziale energii na wychwyt w izotopach kadmu, czyli od 10^{-5} do 10^{-2} MeV. Widać, że w zakresie energii poniżej 1 eV, strumień neutronów jest nadal wysoki. Taką energię ma około 890 przypadków, czyli 50% neutronów, podczas gdy w obszarze rezonansowym pojawia się około 160 neutronów, co stanowi 9% całości.

Wybór 14 cm parafiny okazał się zatem sensowny, ponieważ w parafinie wychwyconych zostało 45% neutronów, a około 17% neutronów wyszło z drugiej stony

¹Na osi odciętych (Ped X) zaznaczono x-owową składową pędu, oś rzędnych (Ped Y) zawiera y-ową składową pędu.



Rysunek 5.4: Rzut pędu neutronów na płaszczyznę (x, y) w momencie ich wyjścia z warstwy parafiny o grubości 14 cm, zlokalizowanej w środku układu współrzędnych. Neutrony generowane były wzdłuż osi x w kierunku ujemnych składowych. 5156 z 10000 wygenerowanych przypadków wychodzi z materiału, przy czym znaczna część neutronów cofa się. Zagęszczenie punktów w okolicy środka układu, przy punkcie (0, 0), świadczy o tym, że dużo neutronów wychodzących z parafiny ma już bardzo małe energie.

bloku. Ponadto są to już głównie neutrony o energiach z zakresu ~ eV. Przeprowadziłam również test, jak zmieni się powyższa statystyka przy zastosowaniu znacznie cieńszej warstwy parafiny, na przykład 4 cm. Przy takiej grubości parafiny obserwujemy wychwyt na poziomie poniżej 5%, ale znacznie więcej przechodzących neutronów powinno mieć energie z zakresu rezonansowych energii na wychwyt w izotopach kadmu.

Widmo energii neutronów przechodzących przez blok parafiny o grubości 4 cm pokazany został na wykresie 5.6. Znaczna część neutronów nie została cofnięta ani zatrzymana w moderatorze i przechodzi na drugą stronę. Strumień tych cząstek zmalał zaledwie o około 15%, i wynosi około 8700 przypadków. Mają one wyższe energie niż przy zastosowaniu parafiny o grubości 14 cm (szczegóły na rysunkach 5.7 (a) i (b)). Co prawda podobnie jak w poprzednim przypadku bardzo duża liczba neutronów (około 1330, co stanowi około 13% przypadków) ma energie poniżej 1 eV, tym niemniej porównywalna liczba cząstek (blisko 1270 przypadków,



Rysunek 5.5: Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o grubości 14 cm: (a) w przedziale energii poniżej 10^{-5} MeV, (b) w zakresie od 10^{-5} do 10^{-2} MeV.

czyli 8 razy więcej niż dla 14 cm parafiny) ma energie w zakresie rezonansowym na wychwyt neutronów w poszczególnych izotopach kadmu. Zatem około 70% neutronów wychodzących z bloku parafiny po stronie przeciwnej w stosunku do źródła, ma energie z zakresu powyżej obszaru rezonansów na proces absorpcji w kadmie.

W następnym kroku proces symulacji został przeprowadzony dla warstwy kadmu o wymiarach ($d \times 2000 \times 2000$) mm. Tym razem parametr "d" zmieniał się w zakresie od 2 do 40 mm (przyrost następował co 2 mm). Do badania efektywności materiału dla procesu wychwytu niskoenergetycznych neutronów użyto naturalnej mieszanki izotopów tego pierwiastka opisanej w rozdziale 4.3. Testy przeprowadzono dla 10000 neutronów, generowanych z energią początkową wynoszącą 86 eV, czyli o około 1 eV powyżej energii, dla której przekrój czynny na wychwyt neutronów w izotopie ¹¹³Cd ma największą wartość (szczegóły na rysunku 4.4).

Wykresy 5.8 (a) i (b) przedstawiają zależność wychodzących i wychwyconych neutronów (o energii początkowej 86 eV) w warstwie kadmu o zmieniającej się grubości. Początkowo liczba neutronów opuszczających kadm maleje stosunkowo szybko wraz z rosnącą grubością materiału. Na przykład w warstwie kadmu o grubości 7 mm wychwycona zostaje połowa wszystkich neutronów. Przy dalszym wzroście grubości warstwy kadmowej następuje wysycenie procesu i na przykład wychwyt 90% neutronów wymaga warstwy kadmu o grubości 35 mm. Zastosowanie grubszej warstwy kadmu nie przyczynia się więc do znacznego zwiększenia absorpcji swobodnych neutronów przez jądra kadmu. Warstwa kadmu o grubości 30 mm jest już na tyle wydajna, że wzrost o kolejne 10 mm jest praktycznie niezauważalny. Różnica wynosi zaledwie około 2%.



Rysunek 5.6: Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o grubości 4 cm.



Rysunek 5.7: Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o grubości 4 cm: (a) w przedziale energii poniżej 10^{-5} MeV, (b) w zakresie od 10^{-5} do 10^{-2} MeV.



Rysunek 5.8: Statystyka wychodzących i wychwyconych neutronów o energii początkowej 86 eV kadmie w zależności od grubości warstwy: (a) liczba neutronów wychodzących z kadmu, (b) liczba neutronów wychwyconych w kadmie.

Podobne symulacje przeprowadziłam także dla neutronów o energiach początkowych równych 0.01 eV, a więc w zakresie bardzo niskich energii. Wyniki tych symulacji pokazałam na rysunku 5.9. Widać, że prawie 100% wchodzących neutronów zostaje wychwyconych w warstwie kadmu o grubości 0.5 mm.

Nakładka kadmowa stosowana w detektorze dr hab. J. Mietelskiego, o czym była mowa w rozdziale 4.2, jest cienka. W osłonie detektora stosowana była folia kadmowa o grubości 2 mm. Do dalszego etapu prac (gdzie ważne jest, aby poszczególne warstwy materiałów ustawione kolejno po sobie miały określone grubości) wybrano dwie grubości kadmu: 2 mm, w celu sprawdzenia wydajności cienkiej nakładki wokół detektora dr Mietelskiego oraz 30 mm, dla której blisko 90% neutronów o energii 86 eV podlega wychwytowi.

W następnym kroku neutrony generowane były według rozkładu z rysunku 4.5 i kierowane na kolejno ustawione za sobą warstwy o wymiarach $(14 \times 200 \times 200)$ cm parafiny i $(0.2 \times 200 \times 200)$ cm kadmu. Wyniki symulacji dla tych dwóch materiałów, zlokalizowanych bezpośrednio jeden za drugim, pokazano na wykresie 5.10 (a). Jeśli porównamy otrzymane tym sposobem widmo neutronów z widmem z rysunku 5.3, to zauważalny jest znaczny spadek liczby neutronów przechodzących przez oba materiały w stosunku do strumienia neutronów przechodzących tylko przez parafinę. Około 900 neutronów z początkowej liczby 1762, czyli 51% przypadków, które z parafiny weszły do warstwy kadmowej, zostało w niej wychwycone. Natomiast, jeśli weźmiemy pod uwagę początkową liczbę neutronów, czyli 10000, to będzie to około 9%.

Interesujące teraz staje się pytanie, czy i jak bardzo ulegnie zmianie strumień



Rysunek 5.9: Statystyka wychodzących i wychwyconych neutronów o energii początkowej 0.01 eV w kadmie w zależności od grubości warstwy: (a) liczba neutronów wychodzących z kadmu, (b) liczba neutronów wychwyconych w kadmie.

neutronów po przejściu przez warstwę kadmu o grubości 3 cm, która wydaje się być bardziej odpowiednia dla wyżej energetycznych neutronów, także pojawiających się wśród cząstek wychodzących z parafiny. Wyniki symulacji dla 14 cm parafiny i 3 cm kadmu pokazano na rysunku 5.10 (b). Z 10000 neutronów przechodzących przez oba moderatory pozostaje blisko 600 przypadków, co stanowi około 6% całości. Liczba neutronów wychwyconych w kadmie wzrosła do około 950, czyli stanowi 54% neutronów, które z parafiny przeszły do kadmu. Oznacza to, że znaczna różnica w grubościach bloków kadmu (28 mm) nie przekłada się na dużą różnicę w wychwycie neutronów.

Podobne symulacje zostały przeprowadzone dla bloku z parafiny o wymiarach $(4 \times 200 \times 200)$ cm znajdującego się przed warstwą kadmu o wymiarach kolejno $(0.2 \times 200 \times 200)$ cm i $(3 \times 200 \times 200)$ cm. Wyniki przeprowadzonych testów przedstawiono na wykresach 5.11 (a) i (b). W przypadku cieńszej warstwy parafiny znacznie więcej neutronów w rezonansowym zakresie energii ma szanse dotrzeć do warstwy kadmowej i zostać w niej wychwycone. Na rysunku 5.11 (a) pokazano widmo energii neutronów po przejściu przez warstwę parafiny o grubości 4 cm i warstwę kadmu o grubości 2 mm. Przy takim wyborze grubości warstw ponad 7200 neutronów wychodzi z kadmu po przeciwnej stronie w stosunku do źródła cząstek, co stanowi aż 72% przypadków z 10000 wchodzących cząstek. W porównaniu z 9% przy zastosowaniu warstwy parafiny o grubości 14 cm różnica jest ogromna.

Zastosowanie grubszej, 3 cm warstwy kadmu spowoduje absorpcję neutronów wychodzących z parafiny na poziomie około 21% (dla warstwy kadmu o grubości 0.2 cm wychwyt neutronów był na poziomie 16%). Z 10000 wygenerowanych



Rysunek 5.10: (a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 14 cm parafiny i 2 mm kadmu. (b) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 14 cm parafiny i 3 cm kadmu.



Rysunek 5.11: (a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 4 cm parafiny i 2 mm kadmu. (b) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 4 cm parafiny i 3 cm kadmu.

neutronów przez 4 cm parafiny i 3 cm kadmu przejdzie ponad 5200 cząstek, czyli ponad 52%. Jest to o 20% mniej niż przy postawieniu warstwy kadmu o grubości 2 mm za blokiem z parafiny o grubości 4 cm, jednak nadal jest to bardzo duża liczba.

Różnica w efektywnościach na proces wychwytu niskoenergetycznych neutronów dla zastosowanych kombinacji warstw parafiny (4 cm) i kadmu (3 cm bądź 0.2 cm) jest podobna do tej, jaką mieliśmy w przypadku warstwy parafiny o grubości 14 cm. Przy ustawieniu grubej warstwy parafiny, a kolejno warstwy kadmu obojętnie jakiej grubości, znaczna część wychwytów następuje w parafinie, a tylko niewielka w kadmie. Jeśli parafina jest cienka, to duża liczba neutronów wchodzi do kadmu i może zostać tam wychwycona.

Wyniki liczbowe z symulacji przeprowadzonych dla poszczególnych kombinacji materiałów zamieściłam w tabeli 5.1. Zawiera ona zestawienie neutronów wychwyconych bądź przechodzących przez warstwę parafiny i kadmu. W tabeli podane są wartości w stosunku do bezwzględnej liczby 10000 neutronów w stanie początkowym.

A _{Parafina}	A_{Kadm}	$B_{Parafina}$	$C_{Parafina}$	B_{Kadm}	C_{Kadm}
14	0.2	4721	1762	888	849
14	3	4721	1762	949	584
4	0.2	565	8741	1364	7262
4	3	565	8741	1864	5245

Tablica 5.1: Zebrane wyniki dla wychwyconych i wychodzących neutronów dla parafiny i kadmu. Stosowane oznaczenia: A - grubość warstwy moderatora [cm], B liczba neutronów wychwyconych w danej warstwie, C - liczba neutronów przechodzących przez daną warstwą. Osiem razy więcej neutronów zostało wychwyconych w parafinie o grubości warstwy 14 cm niż w parafinie grubości 4 cm (B_{Parafina}). Pięciokrotnie mniej cząstek wchodzi do kadmu po przejściu przez 14 cm parafinę niż po przejściu przez 4 cm parafinę (C_{Parafina}). Dla warstwy kadmu o grubości 0.2 lub 3 cm (ustawionej za warstwą parafiny o grubości 14 cm) liczba wychwytów neutronów jest zbliżona (B_{Kadm}). Gdy warstwy kadmu (o grubości 0.2 lub 3 cm) znajdowały się za blokiem z parafiny o grubości 4 cm, liczba wychwyconych neutronów była o 500 większa przy 3 cm warstwie kadmu niż przy 0.2 mm warstwie kadmu. Ostatnia kolumna pokazuje liczbę neutronów przechodzących przez obie warstwy. Liczba neutronów wychwyconych dla kombinacji materiałów 14 i 0.2 cm, 14 i 3 cm, 4 i 0.2 cm oraz 4 i 3 cm wynosi odpowiednio 5609, 5670, 1929 i 2429 (suma wartości z kolumny B_{Parafina} i B_{Kadm}).

Zbadano także, w których izotopach kadmu i przy jakich energiach neutronów



Rysunek 5.12: (a) Widmo energii neutronów w momencie wychwytu przez ¹¹³Cd. (b) Widmo energii neutronów w momencie wychwytu przez ¹¹³Cd w zakresie poniżej 1 eV.

występuje największy wychwyt tych cząstek po ich przejściu przez 4 cm parafiny i przy grubości warstwy kadmowej 2 mm. Absorpcja neutronów w kadmie następowała w izotopach: ¹⁰⁸Cd - 0.02%, ¹¹⁰Cd - 0.57%, ¹¹¹Cd - 1.54%, ¹¹²Cd - 0.73%, ¹¹³Cd - 96.55% i ¹¹⁴Cd - 0.44% wychwyconych neutronów. Zależność liczby wychwyconych neutronów od ich energii w momencie wychwytu dla izotopu ¹¹³Cd, dla którego zaszło najwięcej procesów absorpcji, pokazana została na rysunku 5.12. Rysunek 5.12 (a) (uwaga skala logarytmiczna) przedstawia cały zakres energii, dla którego zachodził proces wychwytu neutronów, natomiast na rysunku 5.12 (b) pokazany został zakres energii do 1 eV. Jak już była o tym mowa w rozdziale czwartym, ¹¹³Cd jest szczególny przez to, że już dla energii rzędu 1 eV obserwuje się wzrost nierezonansowego przekroju czynnego na wychwyt neutronów. W obszarze rezonansowym wychwyconych zostało tylko 6 neutronów, a 98% wychwytów nastąpiło dla neutronów o energiach poniżej 1 eV.

5.2 Obserwacje zachowania się neutronów w materii detektora

Kolejnym etapem symulacji było badanie oddziaływania niskoenergetycznych neutronów w detektorze germanowym mającym kształt walca. Geometria detektora przedstawia się następująco: promień 3 cm i wysokość 6 cm. Boczne ścianki takiego detektora oraz jego górna część osłonięte zostały nakładką kadmową o grubości 0.2 cm, a następnie 14 cm (bądź 4 cm) warstwą moderatora z parafiny. Należy

53

dodać, że podobny detektor posłużył do zbierania danych dotyczących pomiarów promieniotwórczości naturalnej w warunkach podziemnych laboratoriów.

Wykres 5.13 (a) przedstawia widmo energii neutronów wchodzących z parafiny (14 cm) do kadmu (0.2 cm), natomiast (b) widmo neutronów wchodzących do detektora Ge. Są to rysunki uzyskane dla 100000 neutronów generowanych według rozkładu z rysunku 4.5 izotropowo w przestrzeni wokół detektora. Początkowa liczba neutronów została zwiększona dziesięciokrotnie (do 100 tysięcy) po to, by osiągnąć większą statystykę przypadków wchodzących do detektora. Podobna sytuacja została pokazana na wykresie 5.14, z tą różnicą, że osłona z parafiny miała grubość 4 cm.

Wyniki liczbowe symulacji przeprowadzonych dla cylindrów o grubości: 14 cm parafiny i 0.2 cm kadmu oraz 4 cm parafiny i 0.2 cm przedstawiłam w tabeli 5.2. Zawiera ona zestawienie neutronów wychwyconych bądź przechodzących przez oba moderatory w stosunku do wszystkich neutronów wchodzących do parafiny.

$A_{Parafina}$	A_{Kadm}	$B_{Parafina}$	$C_{Parafina}$	$D_{Parafina}$	C_{Kadm}	D_{Kadm}
14	0.2	3348	889	91	43	42
4	0.2	720	24	146	40	104

Tablica 5.2: Zebrane wyniki dla wychwyconych i przechodzących neutronów przez parafinę (o grubości 14 oraz 4 cm) i kadm (o grubości 0.2 cm) o cylindrycznym kształcie. Stosowane oznaczenia: A - grubość pierścienia [cm], B - liczba neutronów wchodzących do parafiny, C - liczba wychwyconych neutronów, D - liczba neutronów przechodzących. Do cylindra o grubości pierścienia 14 cm wchodzi pięciokrotnie więcej neutronów niż w przypadku cylindra o grubości pierścienia 4 cm (B_{Parafina}). W pierwszym przypadku zostało wychwyconych około 889 neutronów, czyli 25% z 3348 przypadków, a około 3% zostało przepuszczonych do środka, podczas gdy w drugim jest tylko 24 przypadki wychwyconych neutronów (3% z liczby 720) i dalej przechodzi aż 20% (odpowiednio C_{Parafina} i D_{Parafina}). W obu przypadkach wychwyt w kadmie był na podobnym poziomie (C_{Kadm}). Przy 4 cm parafiny dalej przeszło 2.5 razy więcej neutronów niż w przypadku 14 cm parafiny (D_{Kadm}).

5.3 Wyniki symulacji

Sygnaturą wychwytu neutronu w przypadku kadmu jest powstanie kolejnego izotopu tego pierwiastka o liczbie masowej A o 1 większej od danego izotopu, który zaabsorbował swobodny neutron. Nowopowstały izotop jest w stanie wzbudzonym i aby przejść do stanu o niższej energii wzbudzenia lub do stanu podstawowego



Rysunek 5.13: (a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 14 cm parafiny o powierzchni walcowej. (b) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 0.2 cm kadmu o powierzchni walcowej i wchodzących do detektora germanowego.



Rysunek 5.14: (a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 4 cm parafiny o powierzchni walcowej. (b) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 0.2 cm kadmu o powierzchni walcowej i wchodzących do detektora germanowego.

emituje foton o ściśle określonej energii. Energia tego fotonu odpowiada przejściom pomiędzy kolejnymi stanami energetycznymi jądra kadmu. W przypadku izotopu ¹¹³Cd (97% udział w całkowitym przekroju czynnym na wychwyt) powstają głównie fotony o energiach 558 keV, natomiast dla wodoru z parafiny będą to fotony o energiach 2.2 MeV. Dysponując detektorem o odpowiedniej zdolności rozdzielczej, można rejestrować i identyfikować poszczególne fotony i na tej podstawie określić ilość neutronów wychwyconych w danym materiale. Na rysunku 4.1 pokazano detektor germanowy stosowany w tego typu pomiarach. Może on zarejestrować sygnał od fotonu o energii zaledwie 30 keV. Maksymalna energia, jaką może mieć foton, aby powstał sygnał w detektorze, zależy od wielkości stosowanego kryształu germanowego. Identyfikacja fotonu w tego typu detektorach odbywa się na podstawie energii zdeponowanej w detektorze. Zatem, aby prawidłowo zidentyfikować foton, a pośrednio neutron i materiał, w którym nastąpił wychwyt, musi on zostawić praktycznie całą swoją energię wewnątrz materii czułej detektora.

Na potrzeby niniejszej symulacji przyjęto dwie geometrie detektora. W pierwszym przypadku rozważania były czysto teoretyczne, gdyż był to blok o wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm. German zokalizowany był bezpośrednio za warstwą kadmu. Jego zadaniem był pomiar fotonów powstałych w wyniku wychwytu neutronów we wcześniejszych warstwach, parafinie i kadmie. Rysunek 5.15 (a) przedstawia widmo energii fotonów wchodzacych do detektora germanowego. Są to fotony powstałe w parafinie o grubości 14 cm i w kadmie o grubości 0.2 cm. Jak widać, znaczna część fotonów w wyniku oddziaływania na drodze od miejsca powstania do detektora, straciła pewną ilość swojej energii. Na rysunku 5.15 (b) pokazany został depozyt energii tych fotonów w germanie. Wyraźnie widoczne są dwie linie przy energiach 558 keV (ponad 230 przypadków) i 2.2 MeV (blisko 400 przypadków), które można prawidłowo zinterpretować jako pochodzące z wychwytu neutronów przez jądra kadmu i wodoru. Można zatem założyć niewielką stratę energii przez foton (< 10%), a mimo to nadal będzie możliwość jego prawidłowej identyfikacji. Zidentyfikować będzie można około 90% fotonów z kadmu i ponad 75% fotonów z parafiny. Pozostałe fotony będą stanowić tło.

Zupełnie inny charakter widma tych fotonów uzyskamy, jeśli zastosujemy grubszą warstwę kadmu. W tym przypadku była to grubość 3 cm, dla której wcześniej prowadzono analizę strumienia neutronów. Wykresy 5.16 (a) i (b) pokazują uzyskane drogą symulacji widmo oraz depozyt energii fotonów w detektorze. Na rysunku 5.16 (a) widoczna jest tylko linia o energii 2.2 MeV, a więc linia wodorowa. Nastąpił znaczny spadek strumienia fotonów docierających do germanu. Fotonów z kadmu praktycznie nie ma, więc znikają one w tle. Jest to spowodowane tym, że fotony te zostały zatrzymane w warstwie kadmowej i tylko niewielka ich liczba dotarła do germanu. Oczywiście fotony z wodoru są także widoczne na rysunku 5.16 (b), gdzie pokazano depozyt energii w germanie. Na rysunkach 5.17 (a) i (b) przedstawiono widmo i depozyt energii fotonów powstałych w procesie absorpcji neutronów w parafinie (4 cm) i kadmie (2 mm). Całkowity strumień fotonów docierających do detektora jest mniejszy w porównaniu do tego, jaki obserwowaliśmy na wykresie 5.15 (a). Różnica polega także na tym, iż więcej fotonów powstaje w kadmie, co widać szczególnie na wykresie 5.17 (a). Jest to spowodowane tym, że po przejściu przez cienką warstwę parafiny więcej neutronów dociera do warstwy kadmowej i ulega w niej wychwyceniu. Widoczny, choć mniejszy, będzie także sygnał od fotonów z parafiny. Z wykresu 5.17 (b) można zauważyć, że znaczna liczba fotonów powinna być możliwa do zidentyfikowania (86% czyli około 310 fotonów z kadmu i 76% (115) fotonów z parafiny).

Dla porównania wykonane zostały testy dla warstwy kadmu o grubości 3 cm przy zachowaniu niezmienionej grubości warstwy parafiny (4 cm). Wyniki przeprowadzonych symulacji pokazane zostały na rysunkach 5.18. Kształt widma z wykresu 5.18 (a) jest zbliżony do 5.17 (a), jednak strumień fotonów docierających do detektora drastycznie zmalał. Podobną sytuację mieliśmy także przy porównaniu rysunków 5.15 (a) i 5.16 (a). Przy zastosowaniu takich grubości warstw i nielicznych fotonów osiągających warstwę germanu, wydajność detektora jest praktycznie stuprocentowa. Analiza otrzymanych wyników wskazuje na to, że warstwa kadmu o grubości 3 cm, mimo że jest korzystna ze względu na wychwyt neutronów, jest za gruba do stosowania w osłonie detektora, ponieważ pochłania fotony pochodzące z absorpcji neutronów.

Wydajność detektora germanowego o podobnej geometrii i grubości 6 cm byłaby zatem bardzo duża. Nie należy się jednak spodziewać, że detektor taki rzeczywiście zostałby zbudowany.

W dalszych symulacjach detektorem był walec germanowy o promieniu 3 cm i wysokości 6 cm, co stanowi realne i spotykane rozmiary dla tego typu detektorów. W tym przypadku detektor był "osłonięty" od świata zewnętrznego poprzez cylinder z kadmu o grubości 0.2 cm i cylinder z parafiny o grubości 14 cm (tak jak to opisano w rozdziale 5.2). Symulacja została przeprowadzona dla 100000 neutronów generowanych izotropowo w przestrzeni wokół detektora. Energia fotonów wchodzacych do kryształu germanowego, została pokazana na wykresie 5.19 (a). Podobnie jak w przypadku detektora w kształcie prostopadłościanu, niektóre fotony w wyniku oddziaływań na swej drodze od miejsca powstania do detektora straciły część energii początkowej. W detektorze o powierzchni walcowej mamy jednak do czynienia ze znacznie mniejszą liczbą przypadków fotonów, a jeszcze mniejsza ilość może zostać poprawnie zidentyfikowana na podstawie depozytu energii. Jedynie 14 fotonów powstałych w wyniku wychwytu neutronów w kadmie, zachowało swoją energię na drodze do detektora, a zaledwie 6 z nich zdeponowało całą energię w germanie i zostawiło sygnał, który będzie można powiązać z wychwytem neutronu. Niestety sygnał ten występuje na sporym tle od fotonów, które zdeponowały w detektorze tylko część swojej energii. Fotonów z parafiny będzie jeszcze mniej i dodatkowo mają one wyższą energię, co przy małych wymiarach detektora spowoduje, że nie zobaczymy ich w rzeczywistym detektorze (szczegóły na rysunku 5.19 (b)). Niewielki strumień fotonów w detektorze jest konsekwencją tego, iż bardzo dużo neutronów generowanych wokół detektora wcale do niego nie trafia lub "zahacza" o jego krawędź i wychodzi na zewnątrz.

Posiadanie detektora o większych rozmiarach, mogłoby dać znacznie lepsze rezultaty, co wykazały symulacje przeprowadzone dla germanu w kształcie prostopadłościennego bloku.



Rysunek 5.15: (a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (14 cm) i kadmie (2 mm) i wchodzących do detektora germanowego w kształcie bloku o wymiarach ($6 \times 200 \times 200$) cm. (b) Depozyt energii fotonów w detektorze germanowym w kształcie bloku o wymiarach ($6 \times 200 \times 200$) cm.



Rysunek 5.16: (a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (14 cm) i kadmie (3 cm) i wchodzących do detektora germanowego w kształcie bloku o wymiarach ($6 \times 200 \times 200$) cm. (b) Depozyt energii fotonów w detektorze germanowym w kształcie bloku o wymiarach ($6 \times 200 \times 200$) cm.



Rysunek 5.17: (a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (4 cm) i kadmie (2 mm) i wchodzących do detektora germanowego w kształcie bloku o wymiarach ($6 \times 200 \times 200$) cm. (b) Depozyt energii fotonów w detektorze germanowym w kształcie bloku o wymiarach ($6 \times 200 \times 200$) cm.



Rysunek 5.18: (a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (4 cm) i kadmie (3 cm) i wchodzących do detektora germanowego w kształcie bloku o wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm. (b) Depozyt energii fotonów w detektorze germanowym w kształcie bloku o wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm.



Rysunek 5.19: (a) Widmo energii fotonów wchodzących do detektora germanowego o cylindrycznym kształcie osłoniętego warstwą kadmu (0.2 cm) i parafiny (14 cm). (b) Depozyt energii fotonów wchodzących do detektora.

Podsumowanie

Celem pracy było zbadanie oddziaływania neutronów niskich energii, jako tła w podziemnym laboratorium do badań neutrin. Analiza tego typu tła jest niezwykle ważnym etapem w procesie planowania przyszłych eksperymentów nastawionych na poszukiwanie rzadkich zjawisk, jak oscylacje niskoenergetycznych neutrin czy rozpad protonu. Przy zastosowaniu programu Geant4 przeprowadzone zostały symulacje oddziaływania neutronów w materiałach stosowanych jako moderatory i do wychwytu termicznych neutronów (parafina, kadm). Rozważane było rozpraszanie elastyczne i wychwyt neutronów w przypadku parafiny, co przekładało się na końcowe energie neutronów opuszczających materiał i wielkość strumienia tych cząstek. W przypadku kadmu istotnym i dominującym procesem był wychwyt neutronów niskich energii. Na podstawie wykonanych testów dokonany został dobór optymalnej grubości warstw tych materiałów. Obserwowane były także fotony emitowane przez jądra wzbudzone, powstałe w wyniku wychwytu neutronów w izotopach kadmu i parafiny. Fotony te posiadają dobrze określone energie i są sygnaturą procesu absorpcji neutronów przez jądra poszczególnych atomów. Efektem tych poszczególnych kroków była symulacja oddziaływania neutronów w przenośnym detektorze germanowym służącym do pomiarów promieniowania kwantów gamma.

Przeprowadzona analiza pozwala przewidzieć, ile przypadków wychwytu neutronów uda się zidentyfikować na podstawie pomiaru depozytu energii fotonów w detektorze germanowym z nakładką wykonaną z parafiny i blachy kadmowej. Dała ona bardzo interesujący wynik: o ile nakładka z parafiny i kadmu bardzo dobrze spełnia swoją rolę w wychwycie neutronów, o tyle typowy detektor germanowy jest za mały, aby cała energia powstających fotonów była w nim efektywnie deponowana. Przy odpowiednio dużym krysztale germanu detektor germanowy z nakładką parafinowo-kadmową byłby bardzo dobrym instrumentem pomiarowym niskoenergetycznych neutronów.

Podziękowania

Chciałabym bardzo serdecznie podziękować Panu dr Krzysztofowi Cieślikowi za pomoc i opiekę naukową w trakcie pisania tej pracy. Szczególne podziękowania chciałabym złożyć Pani prof. dr hab. Agnieszce Zalewskiej za wsparcie i cenne uwagi merytoryczne, które pojawiały się podczas rozważań nad kolejnymi fragmentami pracy. Jestem również niezmiernie wdzięczna Panu dr hab. Jerzemu Mietelskiemu za dyskusję na temat detektorów germanowych i udostępnienie do wglądu takiego detektora.

Spis rysunków

Schemat detektora HyperKamiokande.Schemat detektora MEMPHYS.Schemat detektora GLACIER.Schemat detektora LENA.	14 14 16 17
Widok skał otaczających komorę solną w Polkowicach - Sieroszowi- cach przeznaczoną na lokalizację dla podziemnego detektora GLA- CIER [13]	20
Stopień obciążenia poszczególnych fragmentów podziemnej komory solnej [13]	21
Natychmiastowa zmiana obciążenia i przesunięcie skał po wydrąże- niu komory [13]	21
Ruch skał w otoczeniu komory solnej po upływie 30 lat od wydąże- nia [13]	22
Widmo promieniowania gamma z próbki soli kamiennej. Widać wy- raźny sygnał pochodzący od aktywności w badanej próbce izotopu ⁴⁰ K [14]	23
Widmo energii neutronów produkowanych w skale (NaCl) otacza- jącej detektor w laboratorium w Boulby. Niebieska kropkowana li- nia przedstawia widmo energii neutronów powstałych z toru. Zie- loną przerywaną linią zaznaczono energie neutronów pochodzących z rozpadu uranu. Linia czerwona jest sumą dwóch poprzednich. Za- wartość izotopów w soli to odpowiednio: 60 ppb uranu i 130 ppb	
toru [17]	27
linia oraz po przejściu przez różne grubości warstw moderatora CH_2 (zaznaczone cienkimi przerywanymi liniami) [17]	28
	Schemat detektora HyperKamiokande. Schemat detektora MEMPHYS. Schemat detektora GLACIER. Schemat detektora LENA. Widok skał otaczających komorę solną w Połkowicach - Sieroszowi- cach przeznaczoną na lokalizację dla podziemnego detektora GLA- CIER [13]. Stopień obciążenia poszczególnych fragmentów podziemnej komory solnej [13]. Natychmiastowa zmiana obciążenia i przesunięcie skał po wydrąże- niu komory [13]. Ruch skał w otoczeniu komory solnej po upływie 30 lat od wydąże- nia [13]. Widmo promieniowania gamma z próbki soli kamiennej. Widać wy- raźny sygnał pochodzący od aktywności w badanej próbce izotopu ⁴⁰ K [14]. Widmo energii neutronów produkowanych w skale (NaCl) otacza- jącej detektor w laboratorium w Boulby. Niebieska kropkowana li- nia przedstawia widmo energii neutronów powstałych z toru. Zie- loną przerywaną linią zaznaczono energie neutronów pochodzących z rozpadu uranu. Linia czerwona jest sumą dwóch poprzednich. Za- wartość izotopów w soli to odpowiednio: 60 ppb uranu i 130 ppb toru [17]. Widmo neutronów ze skały na granicy laboratorium - gruba ciągła linia oraz po przejściu przez różne grubości warstw moderatora CH2 (zaznaczone cienkimi przerywanymi liniami) [17].

SPIS RYSUNKÓW

3.3	(a) Widmo energii neutronów ze skały na granicy laboratorium (puste symbole) oraz po przejściu przez warstwę ołowiu (pełne symbole). (b) Widmo energii neutronów ze skały na granicy laboratorium (pełne symbole) oraz po przejściu przez warstwę ołowiu i moderatora CH_2 (puste symbole) [16].	30
41	Schemat cylindrycznego detektora germanowego Ge(Li) [19]	35
4.2	Zdjęcie detektora germanowego podczas pomiaru tła fotonowego w kopalni soli w Polkowicach - Sieroszowicach (J. Kisiel, kwiecień 2005).	35
4.3	Przekrój czynny na proces elastycznego rozpraszania neutronów na jądrach wodoru.	37
4.4	Wykresy przekrojów czynnych na proces wychwytu neutronów w izotopach kadmu: (a) 110 Cd, (b) 111 Cd, (c) 112 Cd, (d) 113 Cd, (e) 114 Cd,	
4.5	(f) ¹¹⁶ Cd	38 39
5.1	Rozpraszanie i wychwyt neutronów w bloku parafiny o grubości 14 cm i długości bocznych ścian 2 m: (a) odbicie się i powrót neu- tronu, (b) przejście neutronu przez warstwę, (c) wychwyt neutronu (niebieski tor) z emisja fotonu (czerwony tor), (d) sześciokrotny	
5.2	zoom przypadku z rysunku 5.1 (a)	42
5.3	parafiny. (b) Liczba neutronów wychwyconych w parafinie Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o	43
5.4	grubości 14 cm	44
5.5	parafiny ma już bardzo małe energie	45
	grubości 14 cm: (a) w przedziale energii poniżej 10^{-5} MeV, (b) w zakresie od 10^{-5} do 10^{-2} MeV	46
5.6	Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o	
	grubości 4 cm	47

5.7	Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę parafiny o grubości 4 cm: (a) w przedziale energii poniżej 10^{-5} MeV, (b) w zakresie od 10^{-5} do 10^{-2} MeV	47
5.8	Statystyka wychodzących i wychwyconych neutronów o energii po- czątkowej 86 eV kadmie w zależności od grubości warstwy: (a) liczba neutronów wychodzacych z kadmu. (b) liczba neutronów wychwy-	
	convch w kadmie.	48
5.9	Statystyka wychodzących i wychwyconych neutronów o energii po- czątkowej 0.01 eV w kadmie w zależności od grubości warstwy: (a) liczba neutronów wychodzacych z kadmu (b) liczba neutronów	
	wychwyconych w kadmie	49
5.10	(a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 14 cm pa- rafiny i 2 mm kadmu. (b) Widmo energii neutronów przechodzących	10
	przez warstwę 14 cm parafiny i 3 cm kadmu	50
5.11	(a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę $4~{\rm cm}$ pa-	
	rafiny i 2 mm kadmu. (b) Widmo energii neutronów przechodzących	
	przez warstwę 4 cm parafiny i 3 cm kadmu	50
5.12	(a) Widmo energii neutronów w momencie wychwytu przez ¹¹³ Cd.	
	(b) Widmo energii neutronow w momencie wychwytu przez ¹¹³ Cd	50
5 19	w zakresie ponizej 1 ev	92
0.15	rafiny o powierzchni walcowej. (b) Widmo energii neutronów prze-	
	chodzących przez warstwę 0.2 cm kadmu o powierzchni walcowej i	5 4
5.14	(a) Widmo energii neutronów przechodzących przez warstwę 4 cm pa-	94
	rahny o powierzchni walcowej. (b) Widmo energii neutronów prze-	
	chodzących przez warstwę 0.2 cm kadmu o powierzchni walcowej i wobodzących do dotaktowe norman oworz	54
515	(a) Widmo operaji fotonów powstałych w porofinie (14 cm) i kad	94
0.10	mie (2 mm) i wchodzacych do detektora germanowego w kształ	
	cie bloku o wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm (b) Depozyt energii fo-	
	tonów w detektorze germanowym w kształcje bloku o wymiarach	
	$(6 \times 200 \times 200)$ cm.	58
5.16	(a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (14 cm) i kadmie	
	(3 cm) i wchodzących do detektora germanowego w kształcie bloku o	
	wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm. (b) Depozyt energii fotonów w detek-	
	torze germanowym w kształcie bloku o wymiarach (6 $\times 200 \times 200$) cm.	58
5.17	(a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (4 cm) i kad-	
------	--------------------------------------------------------------------------------	----
	mie (2 mm) i wchodzących do detektora germanowego w kształ-	
	cie bloku o wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm. (b) Depozyt energii fo-	
	tonów w detektorze germanowym w kształcie bloku o wymiarach	
	$(6 \times 200 \times 200)$ cm.	59
5.18	(a) Widmo energii fotonów powstałych w parafinie (4 cm) i kadmie	
	(3 cm)i wchodzących do detektora germanowego w kształcie bloku o	
	wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm. (b) Depozyt energii fotonów w detek-	
	torze germanowym w kształcie bloku o wymiarach $(6 \times 200 \times 200)$ cm.	59
5.19	(a) Widmo energii fotonów wchodzących do detektora germanowego	
	o cylindrycznym kształcie osłoniętego warstwą kadmu (0.2 cm) i pa-	
	rafiny (14 cm). (b) Depozyt energii fotonów wchodzących do detek-	
	tora	60

Bibliografia

- C.L. Cowan, Jr., F. Reines i inni, "Detection of the Free Neutrino: A Confirmation", Science 124, 103 (1956)
- [2] SuperKamiokande Collaboration, "Evidence For Oscillation Of Atmospheric Neutrinos", Phys. Rev. Lett. (1998)1562-1567, hep-ex/9807003
- [3] SNO Collaboration, "Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory", Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301, nucl-ex/0204008
- [4] KamLAND Collaboration, "First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance", hep-ex/0212021
- [5] K2K Collaboration, "Detection of Accelerator-Produced Neutrinos at a Distance of 250 km", hep-ex/0103001
- [6] http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/minos_3-30-06.html
- [7] http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/ProjetOverview/projetoverview2002.htm
- [8] Raymond Davis Jr., Don S.Harmer, "Solar Neutrinos", Chemistry Department, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973 (1964)
- [9] "Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with Kam-LAND", Nature 436, 499-503 (28 July 2005) | doi: 10.1038/nature03980
- [10] C. Rubbia, "The Liquid Argon Time Projection Chamber: a New Concept for Neutrino Detector", CERN-EP/77-08 (1977)
- [11] A. Rubbia, "Experiments For CP-Violation: A Giant Liquid Argon Scintillation, Cerenkov And Charge Imaging Experiment?", hep-ph/0402110
- [12] http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research/lena.html
- [13] W. Pytel, "Salt cavern stability analisis preliminary study", CBPM "Cuprum" OBR, Wrocław

- [14] J.W. Mietelski, E. Tomankiewicz, S. Grabowska, "Raport z pomiarów aktywności naturalnych substancji radioaktywnych w próbkach soli z kopalni miedzi w Sieroszowicach", Instytut Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk
- [15] J. Dorda, J. Kisiel, "Wyniki wstępnych badań próbek pobranych w komorze solnej Ps1", Uniwersytet Śląski
- [16] M.J. Carson i inni, "Neutron background in large-scale xenon detectors for dark matter searches", hep-ex/0404042
- [17] M.J. Carson i inni, "Simulations of neutron background in a time projection chamber relevant to dark matter searches", hep-ex/0503017
- [18] http://geant4.web.cern.ch/geant4/
- [19] http://www.nuph.us.edu.pl/ZFJiJZ/html/lba/lba_pliki/aparatura.htm
- [20] http://www.nndc.bnl.gov/
- [21] http://reat.space.qinetiq.com/gps/new_gps_sum_files/gps_sum.htm