## UNIWERSYTET JAGIELLOŃSKI

## Badanie oscylacji w przyszłych fabrykach neutrin przy użyciu programu GLoBES

Barbara Rejdych

## Praca Magisterska

wykonana w Zakładzie XIII Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego w Krakowie

> pod kierunkiem dr Anny Dąbrowskiej

> > Kraków, lipiec 2006

# Spis treści

1	Net	ıtrina i ich podstawowe własności	<b>5</b>					
	1.1	Historia odkrycia i podstawowe własności						
		neutrin	5					
		1.1.1 Neutrina w Modelu Standardowym	6					
		1.1.2 Skąd się biorą neutrina na Ziemi?	7					
	1.2	Odkrycie oscylacji neutrin	8					
	1.3	Opis oscylacji neutrin	10					
		1.3.1 Uproszczony przypadek oscylacji dwóch neutrin w próżni	10					
		1.3.2 Macierz mieszania dla 3 zapachów neutrin w próżni	14					
		1.3.3 Oscylacje w materii	16					
	1.4	Koncepcje przyszłych eksperymentów neutrinowych	21					
		1.4.1 Superwiązki neutrin	22					
		1.4.2 Wiązki $\beta$ neutrin	22					
		1.4.3 Fabryki neutrin	22					
2	Fab	ryki neutrin	24					
4	2 1	Ogólna idea konstrukcji	<b>2-</b> 94					
	$\frac{2.1}{2.2}$	Akceleratory protonów	$\frac{21}{97}$					
	$\frac{2.2}{2.3}$	3 Tarcza i pułapkowanie pionów						
	$\frac{2.0}{2.4}$	1 Rotacia fazy						
	$\frac{2.1}{2.5}$	Chłodzenie jonizacyjne wjązki	20 30					
	$\frac{2.0}{2.6}$	Akceleracia mionów	33					
	$\frac{2.0}{2.7}$	Pierścienie akumulacyjne	35					
	$\frac{2.1}{2.8}$	Etapy badań obecnych i planowanych eksperymentów	36					
	2.0	Lapy badan obeenyen i planowanyen eksperymentow	00					
3	$\operatorname{GL}$	oBES	38					
	3.1	Czym jest GLoBES	38					
	3.2	Jak otrzymać liczby rejestrowanych zdarzeń?						
	3.3	Funkcja rozdzielczości energetycznej	41					
		3.3.1 $\epsilon(E')$ "Wydajność po rekonstrukcji"	42					
		3.3.2 Algorytm rekonstrukcji energii	43					

	3.4	Najwa	żniejsze elementy języka AEDL	46	
		3.4.1	Reguły i uwzględnienie błędów systematycznych	52	
	3.5	Zmian	y parametrów oscylacji	54	
4	$\mathbf{Syn}$	nulacje	oscylacji neutrin przy pomocy GLoBESa	57	
	4.1	Badan	ie oscylacji neutrin z wykorzystaniem fabryk neutrin	57	
	4.2	Badanie oscylacji neutrin pochodzących z rozpadów $\mu$			
		4.2.1	Badanie kanału elektronowego	60	
		4.2.2	Badanie kanału mionowego	61	
	4.3	Analiz	za oscylacji neutrin dla "złotego kanału" $\nu_e  ightarrow  u_\mu$	66	
		4.3.1	Porównanie oscylacji dla "złotego kanału" w próżni i w materii	66	
		4.3.2	Badanie oscylacji neutrin w funkcji parametru $L\mathrm{dla}$ wybranych		
			wartości $E_{\mu}$ i fazy $\delta_{CP}$	66	
		4.3.3	Badanie wpływu hierarchii mas i wartości fazy $\delta_{CP}$ na wyniki		
			symulacji oscylacji neutrin	67	
		4.3.4	Badanie wpływu wartości kąta $\theta_{13}$ i hierarchii mas na oscy-		
			lacje neutrin	68	
	4.4	Analiz	za oscylacji neutrin dla "srebrnego kanału" $ u_e  ightarrow  u_ au$	76	
		4.4.1	Porównanie oscylacji dla "srebrnego kanału"w próżni i w ma-		
			terii	76	
		4.4.2	Badanie oscylacji w funkcji parametru $L$ dla wybranych wartośc	i	
			$E_{\mu}$ i fazy $\delta_{CP}$	76	
		4.4.3	Badanie wpływu hierarchii mas i wartości $\delta_{CP}$ na wyniki		
			symulacji oscylacji neutrin	77	
		4.4.4	Badanie wpływu wartości kąta $\theta_{13}$ i hierarchii mas na oscylacje	78	
	4.5	Propa	gacja wiązki	86	
	4.6	Wyzna	aczenie hierarchii mas	89	

## Wstęp

W Modelu Standardowym neutrina uznawane są za cząstki elementarne o zerowej masie. Przełom w fizyce nastąpił przyniósł w 1998 roku za sprawą wyników eksperymentu Super-Kamiokande, który pokazał niedobór atmosferycznych neutrin mionowych oraz ich przejścia w neutrina taonowe. Wyniki te zostały potwierdzone w eksperymencie K2K. Następnie eksperyment SNO przedstawił bezpośredni dowód występowania przejść  $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ . Z kolei uzyskane wyniki w eksperymencie KamLAND oznaczają przechodzenie reaktorowych antyneutrin elektronowych w antyneutrina mionowe i/lub taonowe  $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ , co było zgodne z wynikami eksperymentu SNO.

Obserwowany deficyt neutrin  $\nu_{\mu}$  (przez eksperymenty Superkamiokande i K2K) oraz  $\nu_e$  (przez eksperymenty SNO i KamLand) można interpretować jako świadecztwo tzw. oscylacji neutrin. Oscylacje oznaczają przemiany jednego rodzaju neutrin w inne w na drodze od punktu ich produkcji do miejsca, w którym są rejestrowane. Kwantowo-mechaniczny efekt oscylacji może zajść dla cząstek swobodnych różniących się masą. Tak więc obserwacja oscylacji świadczy o tym, że neutrina mają masę. A to oznacza zmianę spojrzenia na fizykę cząstek, a przynajmniej oznaczało rozszerzenie Modelu Standardowego.

Choć ostatnie lata przyniosły niewątpliwie wielkie odkrycia, wiele pozostaje do zrobienia. W przyszłych eksperymentach oscylacyjnych najbardziej zależeć nam będzie na pomiarze  $\theta_{13}$  z duża dokładnością, wyznaczeniu fazy łamania symetrii CP  $\delta_{CP}$  jak i rozwiązaniu zagadki hierarchii mas, tzn. który z możliwych schematów jest prawdziwy. Pomiary te mogą pomóc w poszukiwaniach nowej, wyższej symetrii Przyrody.

Obecnie istnieją trzy konkurencyjne koncepcje przyszłych eksperymentów neutrinowych drugiej generacji: tzw. "super wiązki", "wiązki  $\beta$  neutrin" oraz "fabryki neutrin", o których miałam przyjemność pisać tę pracę. Z wszystkich koncepcji przyszłych eksperymentów neutrin najatrakcyjniejsze wydają się być właśnie fabryki neutrin. Będą w nich dostępne zarówno wiązki  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  jak i  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  o wąskim spektrum energii. Stosunkowo niewielka statystyczna niepewność pomiarowa pozwoli na ostateczne ustalenie wartości parametrów oscylacji z dużą precyzją. Technologicznie będzie to jednak najtrudniejsza z trzech dróg do uzyskania wiązek neutrin bardzo dużej intensywności. Obecnie trwają prace nad projektem koncepcyjnym, jednak dzięki takim programom do symulacji jak GLoBESa można badać wpływ różnych wartości parametrów na oscylacje neutrin.

W ramach mojej pracy magisterskiej miałam postawione cztery zadania: przedstawienie wyników z fizyki neutrin ze szczególnym uwzględnieniem oscylacji, jak i teorii oscylacji; zaprezentowanie koncepcji budowy przyszłych fabryk; zapoznanie się z programem GLoBES oraz przeprowadzenie symulacji, mających na celu badanie oscylacji neutrin.

Pierwszy rozdział pracy poświęcony jest neutrinom. Omówiłam w nim krótko własności cząstek, ich źródła, najważniejsze dotychczasowe wyniki pomiarów, mechanizm oscylacji i przyszłe eksperymenty neutrinowe drugiej generacji. Drugi rozdział dotyczy ogólnej idei projektu fabryk neutrin, jak i rozwiązań technologicznych poszczególnych elementów konstrukcji. Kolejno przedstawiłam etapy pozyskiwania neutrin: źródło i akceleratory protonów, specjale tarcze produkcyjne pionów, elementy niezbędne do formowanie i akceleracji wiązki mionów oraz pierścienie akumulacyjne, w których będzie dochodziło do rozpadów mionów na neutrina. Trzeci rozdział zawiera opis funkcjonowana programu GLoBES wraz z krótkim zapoznaniem ze specjalnie stworzonym językiem, dzięki któremu z łatwością można tworzyć eksperymenty. W ostatnim rozdziale prezentuję uzyskane symulacje oscylacji neutrin w fabrykach neutrin. Skupiłam się w nich na analizie zależności sporządzonych dla różnych wartości parametrów oscylacji w funkcji odległości detektora od źródła neutrin. Dodatkowo zbadałam wpływ materii na oscylacje oraz zmianę widma wiązek neutrin różnych zapachów. Sporządzone zależności mogą posłużyć do znalezienia odpowiedniej odległości detektora do źródła neutrin, która pozwoli na ustalenie prawidłowej hierarchii mas, jak i wyznaczenia wartości fazy łamania symetrii CP  $\delta_{CP}$ .

## Rozdział 1

## Neutrina i ich podstawowe własności

F. Reines: "....the most tiny quantity of reality ever imagined by a human being"

## 1.1 Historia odkrycia i podstawowe własności neutrin

Fascynująca historia badań nad neutrinami rozpoczęła się na początku lat trzydziestych, kiedy Wolfgang Pauli przewidział ich występowanie w przyrodzie. Konieczność istnienia neutrin wynikała z analizy jądrowych rozpadów  $\beta$ . W rozpadzie  $\beta$  znajdujący się w jądrze neutron rozpadał się na proton i elektron:  $n \rightarrow p + e^-$ . Przemiana ta była bardzo kłopotliwa dla fizyków ze względu na dwa fakty. Po pierwsze było rzeczą wiadomą, że jądro atomowe podporządkowane jest określonej statystyce, definiowanej przez jego liczbę masową.<sup>1</sup> Podczas rozpadu beta całkowita liczba nukleonów nie zmieniała się, więc statystyka ta nie ma prawa się zmienić. A jednak emisja jednego elektronu o spinie równym  $\frac{1}{2}\hbar$  z rozpadu jądra naruszyłaby zasadę zachowania krętu. Po drugie, pomiary wykonane z dostateczną precyzją wykazały, że energia emitowanych elektronów ma widmo ciągłe. Stanowiło to problem, ponieważ z najbardziej ogólnych przesłanek wynikało, że jądra mogą mieć tylko ściśle określone wartości energii, a więc pochodzące z dwuciałowego rozpadu elektrony również powinny posiadać dyskretne wartości energii.

Wydawało się więc, że w rozpadach  $\beta$  jąder atomowych naruszone są zasady zachowania energii i krętu! Wolfgang Pauli podjął, jak to określił "desperacką próbę"

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Statystyką kwantową nazywamy statystyczną metodę badawczą, stosowaną do układów, które złożone są z wielkiej liczby cząstek i podlegają prawom mechaniki kwantowej. Nukleony w jądrach atomowych są fermionami i mają spin równy  $\hbar/2$ . Jądra o parzystych wartościach A mają spin całkowity (w jednostkach  $\hbar/2$ ) i podlegają statystyce Bosego-Einsteina. Jądra o nieparzystej wartości A mają spin połówkowy (w jednostkach  $\hbar/2$ ) i podlegają statystyce Fermiego-Diraca.

ratowania tych praw. W swoim słynnym liście skierowanym do "Lieben Radioactiven Damen und Herren", zapostulował, że w rozpadzie  $\beta$  produkowana jest dodatkowa neutralna cząstka o masie bliskiej lub równej zeru i o spinie  $s = 1/2\hbar$ .

Wówczas suma energii wyemitowanego elektronu i dodatkowej cząstki jest stała i równa energii przemiany  $\beta$ , a jądro po wyemitowaniu dwóch cząstek o spinie połówkowym nadal posiada spin całkowity lub połówkowy, jak pierwotne jądro.

Początkowo Pauli nadał swojej cząstce nazwę "neutron". Wkrótce tak samo nazwano odkrytą przez James'a Chadwicka cząstkę neutralną o masie bliskiej masy protonu. Wówczas W. Fermi ze względu na małą masę cząstki Pauliego przemianował ją z "neutronu" na "neutrino". A więc, jeżeli Pauli był ojcem nowej cząstki to W. Fermi był jej "ojcem chrzestnym" [1].

Od 4 grudnia 1930, czyli od dnia "narodzin" neutrin do dzisiaj stan wiedzy o nich niesłychanie się pogłębił. Na przełomie XX i XXI wieku neutrina były obiektami fizycznymi najintensywniej badanymi. Aż trzykrotnie<sup>2</sup> Nagrodą Nobla z fizyki zostały nagrodzone prace na temat neutrin.

#### 1.1.1 Neutrina w Modelu Standardowym

W Modelu Standardowym neutrina to cząstki elementarne, a ściślej neutralne leptony. W 1989 r w Europejskim Laboratorium Fizyki Cząstek CERN rozpoczęły się badania bozonu  $Z^0$  [2]. Całkowita szerokość (będąca miarą czasu życia  $Z^0$ ) i wartość przekroju czynnego odpowiadającego masie  $Z^0$  zależały od liczby rodzajów lekkich neutrin, na które rozpadał się ten bozon. Po wykonaniu precyzyjnych pomiarów w eksperymentach przy akceleratorze LEP ustalono, że istnieją trzy lekkie aktywne neutrina: neutrino elektronowe  $\nu_e$ , mionowe  $\nu_{\mu}$  oraz taonowe  $\nu_{\tau}$ . Razem z kwarkami (u, c, t, d, s, b) oraz naładowanymi leptonami ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ) neutrina stanowią grupę elementarnych fermionów. Według Modelu Standardowego te elementarne cząstki zgrupowane są w trzech rodzinach. (Patrz tabela 1.1) Każdemu z tych elementarnych fermionów odpowiada jego antycząstka.

Neutrina nie oddziaływają za pomocą oddziaływań silnych i elektromagnetycznych, ale jedynie za pośrednictwem oddziaływań słabych. Przekroje czynne na oddziaływania neutrin o energiach rzędu MeV są mniejsze niż  $10^{-40}cm^2$ .

Nie należy zapominać o bardzo istotnej kwestii: w Modelu Standardowym neutrina są cząstkami o zerowej masie, a jako cząstki pozbawione masy nie mogą wzajemnie w siebie przechodzić. Obowiązuje zatem zachowanie liczby leptonowej oddzielnie dla każdej z trzech rodzin. O tym będzie mowa dokładniej w dalszej części pracy. Drugą konsekwencją założenia zerowej masy neutrin jest występowanie

 $<sup>^{2}2002</sup>$ : "for pioneering contributions to astrophysics, in particular for the detection of cosmic neutrinos";1995:"for the detection of the neutrino"; 1988 "for the neutrino beam method and the demonstration of the doublet structure of the leptons through the discovery of the muon neutrino"

	Rodziny		
	I	II	III
kwarki	u	с	t
KWAIKI	d	$\mathbf{S}$	b
leptony	$\nu_e$	$ u_{\mu}$	$ u_{ au}$
	е	$\mu$	$\tau$

Tablica 1.1: Elementarne fermiony

wyłącznie lewoskrętnych neutrin oraz wyłącznie prawoskrętnych antyneutrin (tzn. rzut momentu pędu neutrina na jego kierunek ruchu wynosi  $-\hbar/2$ , a antyneutrina  $+\hbar/2$ ). Wobec tego obraz neutrina w lustrze byłby neutrinem prawoskrętnym, czyli cząstką nie występującą w przyrodzie.

#### 1.1.2 Skąd się biorą neutrina na Ziemi?

Przede wszystkim należy sobie uświadomić, że neutrina są, zaraz po fotonach, najczęściej występującymi cząstkami we Wszechświecie. Najmniej energetycznymi neutrinami sa neutrina reliktowe, czyli powstałe podczas Wielkiego Wybuchu. Szacuje się, że w każdym centymetrze sześciennym przestrzeni kosmicznej jest ich około 300, niestety ich energia jest rzędu  $10^{-4}$  eV, czyli zbyt mała, aby móc je zarejestrować. Najwięcej zaś neutrin, których oddziaływania jesteśmy w stanie rejestrować, dociera do Ziemi ze Słońca. Ich energia zawiera się w przedziałach od 0.4 MeV do 16 MeV. Standardowy Model Słońca przewiduje, że całkowity strumień neutrin słonecznych wynosi na powierzchni Ziemi koło  $7 \times 10^{10}$  na  $cm^2$  na sek. Innym, ale bardzo rzadkim źródłem neutrin o energiach 10-20 MeV jest zjawisko wybuchu Supernowej. Szerokie spektrum energii, bo rozciągające się przez kilka rzędów wielkości począwszy od MeV, posiadają neutrina atmosferyczne. Docierające do Ziemi promienie kosmiczne oddziałują w górnej warstwie atmosfery, w wyniku czego powstają mezony  $\pi$  i rzadziej K, których rozpady są źródłem leptonów  $\mu$  i  $\nu_{\mu}$ . Z kolei rozpady leptonów  $\mu$  są źródłem neutrin  $\nu_{\mu}$  i  $\nu_{e}$ . Za ziemi każdy rozpad  $\beta$  dostarcza neutrin, wśród nich najważniejszym naturalnym źródłem neutrin (dokładnie antyneutrin) są procesy rozpadu radioaktywnych jąder uranu, toru i potasu. Wśród ziemskich źródeł neutrin są też reaktory jądrowe i akceleratory. Typowa duża siłownia jądrowa ma moc 3 GW i wytwarza  $6 \times 10^{20}$  antyneutrin na sekundę. Tak więc tuż przy reaktorze strumień antyneutrin jest ogromny! Pomimo tak licznych źródeł neutrin w przyrodzie i niejednokrotnie ich silnych strumieni neutrin w przyrodzie fakt ich słabego oddziaływania powoduje, że są one szczególnie trudne do wykrycia. Na przykład dla neutrin o energii aż 10<sup>6</sup> GeV średnia

droga na oddziaływanie jest równa średnicy Ziemi.

### 1.2 Odkrycie oscylacji neutrin

Pośród doniosłych odkryć z zakresu fizyki znane są nieoczekiwane przypadki. Należy do nich odkrycie oscylacji neutrin. W latach '80 zapanowała wśród fizyków moda na prace nad modelami unifikacji oddziaływań cząstek. GUT (ang. Grand Unified Theories) pozwalają na opis wszystkich oddziaływań (oprócz grawitacyjnego) za pomocą tylko jednej stałej sprzężenia. [3] Jednocześnie mają wyjaśnić kwantowanie ładunku elektrycznego oraz przewidują istnienie nowych cząstek o masach rzędu  $10^{15-16}GeV/c^2$ , przenoszących oddziaływania naruszające zachowanie barionowej i leptonowej liczby kwantowej. W konsekwencji Teorie Wielkiej Unifikacji przewidywały rozpad protonu ze średnim czasem życia  $\tau_p \sim 10^{32-34}$  lat. Rozpoczęto więc przygotowania do eksperymentów, których celem było poszukiwanie rozpadu protonu. Taki był też pierwotny program naukowy eksperymentu Kamiokande.

Badania neutrin atmosferycznych prowadzone były jedynie ze względu na fakt, że ich oddziaływania stanowiły największe tło w poszukiwaniach rozpadów protonu. Zauważono, że wyniki badań nad neutrinami atmosferycznymi nie pokrywają się z przewidywaniami. Neutrina atmosferyczne pochodzą głównie z rozpadów mezonów  $\pi$  (jedno neutrino mionowe  $\nu_{\mu}$  na rozpad) oraz z rozpadów leptonów  $\mu$ (jedno neutrino mionowe  $\nu_{\mu}$  i jedno neutrino elektronowe  $\nu_e$  na rozpad). Dla pojedynczego rozpadu mezonu  $\pi$  o energii na tyle niskiej, że pochodzący z niego lepton  $\mu$  również rozpadnie się w atmosferze, spodziewano się dwu neutrin mionowych  $\nu_{\mu}$  i jednego neutrina elektronowego  $\nu_e$ . Stosunek liczby neutrin mionowych do neutrin elektronowych powinien być więc równy dwa. Zaobserwowano, że jest on bliski jedynce, czyli że brakuje neutrin mionowych.

W 1995 roku wystartował eksperyment pod nazwą Super-Kamiokande [4], którego celem było precyzyjne przeanalizowanie anomalii neutrin atmosferycznych. Detektor Super Kamiokande o czynnej masie dziesięciokrotnie większej niż masa detektora Kamiokande pozwalał na pomiar energii i kierunku oraz na identyfikację leptonów  $\mu$  i e powstałych odpowiednio w oddziaływaniach  $\nu_{\mu}$  i  $\nu_{e}$ . Bardzo ważny okazał się pomiar liczby oddziaływań  $\nu_{\mu}$  w funkcji tzw. kąta zenitalnego, będącego miarą długości drogi neutrina od miejsca powstania do detektora. Najkrótszą drogę przebywają neutrina wytworzone w atmosferze nad detektorem (kilkanaście km), a najdłuższą - powstałe w atmosferze po przeciwnej stronie kuli ziemskiej (około 13 000 km). Z badań wynikało, że im dłuższa była droga  $\nu_{\mu}$  do detektora, tym większy był ich niedobór. Z kolei w granicach dokładności pomiaru i po uwzględnieniu znanych efektów liczba przypadków oddziaływań neutrin elektronowych  $\nu_{e}$  była zgodna z oczekiwaniami przy założeniu braku oscylacji. Pomiary wskazywały więc na przejścia  $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ .

Wyniki te zostały potwierdzone w eksperymencie K2K (KEK to Super-Kamiokande) - pierwszym eksperymencie akceleratorowym z długą bazą pomiarową. Wiązka neutrin  $\nu_{\mu}$  wytwarzana była z wykorzystaniem wiązki protonów z akceleratora w ośrodku KEK i posyłana na odległość 250 km do detektora Super-Kamiokande. Na terenie KEK znajdował się układ kilku detektorów, który miał za zadanie dokładny pomiar strumienia neutrin w funkcji ich energii zaraz po wytworzeniu wiązki. Wykorzystując te dane, przewidywano jak powinno wyglądać widmo energii neutrin oraz ilu oddziaływań  $\nu_{\mu}$  można było oczekiwać w detektorze Super-Kamiokande. Eksperyment K2K zbierał dane w dwóch etapach, podczas których zaobserwowano 108 przypadków oddziaływań, gdy powinno ich być około 150 [5].

Jednak nie tylko niedobór mionowych neutrin atmosferycznych niepokoił fizyków. Pierwszymi zarejestrowanymi neutrinami z pozaziemskiego źródła były neutrina słoneczne. Wiemy, że w centrum Słońca zachodzą procesy termojądrowej syntezy jąder lekkich pierwiastków oraz rozpady  $\beta^+$ , w których powstają neutrina elektronowe  $\nu_e$ . Standardowy Model Słońca określa liczbę i rozkład energii neutrin, które powinny docierać do powierzchni Ziemi. Jednak obserwowany w kilku eksperymentach strumień neutrin był znacznie mniejszy niż wynikało to z przewidywań teoretycznych.

W listopadzie 1999 r. swoją pracę badawczą rozpoczął podziemny eksperyment SNO (Sudbury Neutrino Observatory), prowadzony w pobliżu Sudbury w Kanadzie. Detektor SNO pozwalał na równoczesny pomiar różnych procesów oddziaływań neutrin elektronowych  $\nu_e$ . Dwa z nich polegały na oddziaływaniu neutrin z jądrami deuteru. Reakcja typu CC<sup>3</sup> zachodziła tylko dla  $\nu_e$ , a wynikiem jej są dwa protony i jeden elektron w stanie końcowym ( $\nu_e + d \rightarrow p + p + e$ ). Reakcja typu NC zachodziła dla wszystkich trzech rodzajów neutrin i polegała na rozbiciu jądra deuteru ( $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ ). Bardzo szybko, bo już latach 2001-2002, SNO ogłosił pierwsze wyniki swoich pomiarów neutrin słonecznych [6]. Zaobserwowano, że strumień neutrin elektronowych  $\nu_e$  wynosił:

$$\Phi_{CC} = (1, 76 \pm 0, 55 \pm 0, 09) \times 10^6 cm^{-2} sec^{-1}$$
(1.1)

Całkowity strumień neutrin wynosił:

$$\Phi_{NC} = (5, 09^{+0.44+0.46}_{-0.43-0.43}) \times 10^6 cm^{-2} sec^{-1}$$
(1.2)

i w granicach błędu był zgodny z tym, co przewidywał Standardowy Model Słońca dla neutrin elektronowych:

$$\Phi_{SSM} = (5,05^{+1,01}_{-0,81}) \times 10^6 cm^{-2} sec^{-1}.$$
(1.3)

 $<sup>^{3}\</sup>mathrm{CC}$  (ang. charge current) oznacza reakcję z wymianą prądów naładowanych, w których w wyniku oddziaływania neutrin powstają odpowiednie leptony naładowane. Jeśli neutrino występuje zarówno w stanie początkowym, jak i końcowym reakcji, to proces zachodzi przez wymianę prądów neutralnych i oznacza się go symbolem NC (ang. neutral current)

Stanowi to bezpośredni dowód występowania oscylacji  $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ . Drugim żnym eksperymentem, który pozwolił zweryfikować wyniki eksperymentu SNO

ważnym eksperymentem, który pozwolił zweryfikować wyniki eksperymentu SNO był rozpoczęty w 2002 roku niezwykle interesujący eksperyment KamLAND w Japoni. Stanowił on pierwszy eksperyment reaktorowy z bardzo długą bazą pomiarową. Detektor KamLAND zbudowany został na miejscu detektora Kamiokande. Jego zadaniem jest rejestrowanie antyneutrin elektronowych z ponad 30 siłowni jądrowych w Japonii i w Korei. W pracy opublikowanej już pod koniec 2002 roku stwierdzono osłabienie strumienia antyneutrin reaktorowych w zgodzie z wynikami eksperymentu SNO. Uzyskane wyniki oznaczają przechodzenie antyneutrin elektronowych w antyneutrina mionowe i/lub taonowe  $\overline{\nu_e} \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ .

### 1.3 Opis oscylacji neutrin

Obserwowany deficyt neutrin  $\nu_{\mu}$  (przez eksperymenty Superkamiokande i K2K) oraz  $\nu_e$  (przez eksperymenty SNO i KamLand) można interpretować jako świadectwo tzw. oscylacji neutrin<sup>4</sup>. Milowym krokiem w fizyce cząstek elementarnych stała się publikacja wydana przez kolaborację Super-Kamiokande z 1998 r., w której ogłoszono oscylacje neutrin atmosferycznych. [5] Jest to najbardziej cytowana praca w dziedzinie eksperymentalnej fizyki cząstek! Oscylacje oznaczają przemiany jednego rodzaju neutrin w inne w na drodze od punktu ich produkcji do miejsca, w którym są rejestrowane. Kwantowo-mechaniczny efekt oscylacji może zajść dla cząstek swobodnych różniących się masą. Tak więc obserwacja oscylacji świadczyła o tym, że neutrina mają masę. A to oznaczało zmianę spojrzenia na fizykę cząstek, a przynajmniej oznaczało rozszerzenie Modelu Standardowego. Przyjrzyjmy się teraz bliżej formalizmowi opisu oscylacji neutrin.

#### 1.3.1 Uproszczony przypadek oscylacji dwóch neutrin w próżni

Na początek zajmijmy się uproszczonym przypadkiem - oscylacjami dwóch zapachów neutrin  $\nu_{\alpha}$  i  $\nu_{\beta}$ , które są liniowymi kombinacjami stanów masowych  $\nu_1$ i  $\nu_2$ . Na stanach masowych  $\nu_1$  i  $\nu_2$  można rozpiąć pewną płaszczyznę, w której stany odpowiadające zapachom będą tworzyły układ osi obróconych o kąt $\theta$ , jak pokazano na rysunku 1.1 [7].

Stany zapachowe  $\nu_{\alpha}$  i  $\nu_{\beta}$ , są tu kwantową mieszaniną stanów masowych  $\nu_1$  i  $\nu_2$  zaś kąt  $\theta$  nazywa się kątem mieszania. Używając znanych wzorów na transformację obrotu możemy napisać [8]:

$$\begin{pmatrix} \nu_{\alpha} \\ \nu_{\beta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{1} \\ \nu_{2} \end{pmatrix}$$
(1.4)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>z łac. oscillatio "kołysanie, wahanie"



Rysunek 1.1: Dwa stany zapachowe neutrin  $\nu_{\alpha}$  i  $\nu_{\beta}$ są liniowymi kombinacjami stanów masowych  $\nu_1$  i  $\nu_2$  [7].

W skrócie:

$$\nu_k = \sum U_{kj} \cdot \nu_j, \tag{1.5}$$

gdzie:

k - numeruje stany zapachowe

j - stany masowe,

 $\mathbf{a}$ :

$$U = \left(\begin{array}{cc} \cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta \end{array}\right)$$

to macierz obrotu o kąt $\theta.$ 

Z kolei:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix},$$
(1.6)

czyli:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix}.$$
(1.7)

Ewolucja czasowa każdego ze stanów własnych masy może być zapisana jako fala biegnąca:

$$\nu_j(x,t) = \nu_j(0)e^{i(kx-\omega_j t)} = \nu_j(0)e^{i(px-E_j t)/h},$$
(1.8)

czyli:

$$\begin{pmatrix} \nu_1(x,t) \\ \nu_2(x,t) \end{pmatrix} = e^{ikx} \begin{pmatrix} e^{-iE_1t/h} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t/h} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix}.$$
(1.9)

Ponieważ ewolucja w czasie poszczególnych stanów masowych jest różna, dochodzi do przejść między poszczególnymi rodzajami neutrin, czyli neutrina się mieszają.

Jeśli skorzystamy teraz ze wzoru nr 1.7 otrzymamy:

$$\begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_{\alpha}(x,t)\\ \nu_{\beta}(x,t) \end{pmatrix} = e^{ikx} \begin{pmatrix} e^{-iE_{1}t/h} & 0\\ 0 & e^{-iE_{2}t/h} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_{\alpha}(0)\\ \nu_{\beta}(0) \end{pmatrix}$$
(1.10)

Przekształcając powyższe równanie otrzymamy wzór na ewolucję czasową stanów zapachowych:

$$\begin{pmatrix} \nu_e(x,t) \\ \nu_\mu(x,t) \end{pmatrix} = e^{ikx} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1t/h} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2t/h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_\mu(0) \end{pmatrix}$$
(1.11)

Wprowadzamy oznaczenie:

$$\mathbf{M} = \left(\begin{array}{cc} e^{-iE_1t/h} & 0\\ 0 & e^{-iE_2t/h} \end{array}\right)$$

będziemy mogli określić macierz ewolucji czasowej (równanie nr 1.11)  $\mathbf{W}$ . Macierz  $\mathbf{W}$  wyraża się w prosty sposób przez macierz  $\mathbf{M}$  oraz macierz obrotu  $\mathbf{U}$ :

$$\mathbf{W} = \mathbf{U} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{U}^T, \tag{1.12}$$

Otrzymaliśmy zatem funkcję falową  $\nu$  po czasie t, którą można zapisać wzorem:

$$|\nu(t)\rangle = e^{i\bar{p}\cdot\bar{x}}(\cos\theta \cdot e^{-iE_1t} |\nu_1\rangle + \sin\theta \cdot e^{-iE_2} |\nu_2\rangle).$$
(1.13)

Możemy obliczyć prawdopodobieństwo tego, że po czasie t zaobserwujemy neutrina  $\nu_{\beta}$ , mimo tego że w chwili t=0 były tylko neutrina  $\nu_{\alpha}$ :

$$P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}} = |<\nu_{\beta} \mid \nu(t) >|^{2} .$$
 (1.14)

$$P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}} = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( \kappa \frac{\Delta m^2 \cdot L}{E_{\nu}} \right), \qquad (1.15)$$

gdzie:

 $\kappa$  to stała,

Lto odległość detektora od źródła neutrin,

 $E_{\nu}$  to energia neutrina  $\nu$ , a

 $\Delta m^2$ oznacza różnię kwadratów mas:

$$\Delta_{jk} \equiv \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \tag{1.16}$$

Jeśli energię wyrazimy w GeV, odległość w km, a różnię kwadratów mas w  $eV^2$ , wówczas wzór na prawdopodobieństwo przybiera postać:

$$P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}} = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( \frac{1.267 \times \Delta m^2 [eV^2] \times L[km]}{E_{\nu} [GeV]} \right). \tag{1.17}$$

Jak zauważymy prawdopodobieństwo przejścia  $\nu_{\alpha}$  w  $\nu_{\beta}$  po przejściu drogi L zależy w tym najprostszym przypadku tylko od dwu parametrów teoretycznych,

różnicy kwadratów mas<br/> dwu stanów masowych  $\Delta m^2$ i kąta mieszani<br/>a $\theta$ między nimi oraz od dwu parametrów eksperymentalnych, którymi są długość drogi neutrin<br/> Li ich energia E. Ponieważ<br/> sinus jest funkcją okresową, wartość prawdopod<br/>obieństwa rośnie,<br/>a następnie maleje wraz z np. odległością. Stąd wzięła się nazwa "oscylacje".

Poniższy wykres 1.2 [7] przedstawia zależność prawdopodobieństwa  $P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}}$  od odległości *L* dla trzech różnych  $\Delta m^2 = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1} eV^2$  przy energii neutrina  $E_{\nu} = 20 GeV$  oraz maksymalnym kącie mieszania  $\theta = 45^0$ :



Rysunek 1.2: Zależność prawdopodobieństwa  $P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}}$  od odległości L dla trzech różnych  $\Delta m^2 = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1} eV^2$  przy energii neutrina  $E_{\nu} = 20 GeV$  oraz maksymalnym kącie mieszania  $\theta = 45^0$ .

Uproszczony przypadek oscylacji dwóch neutrin stanowią bardzo dobre przybliżenie dla oscylacji atmosferycznych  $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$  oraz słonecznych  $\nu_{e} \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ . Przejdźmy jednak teraz do dokładniejszego opisu oscylacji neutrin dla trzech stanów zapachowych ( $\nu_{e}, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ ) i trzech stanów masowych ( $\nu_{1}, \nu_{2}, \nu_{3}$ ).

#### 1.3.2 Macierz mieszania dla 3 zapachów neutrin w próżni

Istnieją jak wiadomo trzy stany zapachowe neutrin: neutrino elektronowe  $\nu_e$ , neutrino mionowe  $\nu_{\mu}$  i neutrino taonowe  $\nu_{\tau}$ . Są one cząstkami bardzo lekkimi, ale o niezerowych masach. Stany zapachowe neutrin  $\nu_{\mu}$ ,  $\nu_e$  i  $\nu_{\tau}$  są liniowymi kombinacjami stanów masowych  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  i  $\nu_3$ .

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$
(1.18)

Na stanach masowych  $\nu_1 \nu_2$  i  $\nu_3$  można rozpiąć pewną przestrzeń (w przypadku dwóch stanów masowych była to płaszczyzna), w której stany odpowiadające zapachom  $\nu_{\mu} \nu_e$  i  $\nu_{\tau}$  będą tworzyły układ obróconych odpowiednio o kąty  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  i  $\theta_{23}$ . Poniższy rysunek 1.3 ilustruje problem.



Rysunek 1.3: Stany zapachowe neutrin  $\nu_{\mu}$ ,  $\nu_{e}$  i  $\nu_{\tau}$  są liniowymi kombinacjami stanów masowych  $\nu_{1}$ ,  $\nu_{2}$  i  $\nu_{3}$  [9].

Stany zapachowe neutrin  $\nu_{\mu}$ ,  $\nu_{e}$  i  $\nu_{tau}$  są liniowymi kombinacjami stanów masowych  $\nu_{1}$ ,  $\nu_{2}$  i  $\nu_{3}$ :

$$\nu_i = \sum U_{MNSP \ ij} \cdot \nu_j, \tag{1.19}$$

gdzie:

i - numeruje stany zapachowe

j - stany masowe, a

 $U_{MNSP}$  - to unitarna macierz mieszania neutrin Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo

$$U_{MNSP} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0\\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}}\sin\theta_{13} \\ 0 & 1 & 0\\ -e^{-i\delta_{CP}}\sin\theta_{13} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & e^{i\alpha/2} & 0\\ 0 & 0 & e^{i\alpha/2+i\beta} \end{pmatrix}.$$
(1.20)

Pierwsza z macierzy opisuje mieszanie się neutrin słonecznych, trzecia zaś atmosferycznych. Druga macierz łączy te dwa sektory oraz zawiera fazę łamania symetrii CP  $\delta_{CP}$  w sektorze leptonowym. Czwarta macierz nie odgrywa roli przy oscylacjach neutrin, jest za to istotna przy opisie podwójnego bezneutrinowego rozpadu  $\beta$ .

Analogicznie jak dla uproszczonego przypadku oscylacji dwóch zapachów neutrin prawdopodobieństwo oscylacji dla trzech zapachów neutrin ma postać [9]:

$$P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}} = |\langle \nu_{\beta} \mid \nu(t) \rangle|^{2}, \qquad (1.21)$$

czyli:

$$P(\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}) = \sum_{jk} J_{\alpha\beta jk} e^{-i\Delta m_{jk}^2 L/2E}, \qquad (1.22)$$

gdzie

$$J_{\alpha\beta jk} = U_{\beta j} U^*_{\beta k} U^*_{\alpha j} U_{\alpha k}, \qquad (1.23)$$

 $\alpha,\beta,j,k$ numerują stany masowe neutrin. W przypadku antyneutrin prawdopodobieństwo uzyskujemy przez podstawienie:

$$J_{\alpha\beta jk} \to J^*_{\alpha\beta jk}.\tag{1.24}$$

Macierz  $U_{MNSP}$  może być sparametryzowana przez:

- 3 kąty mieszania (kąty Eulera):  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$
- 1 faza łamania symetrii CP (faza Diraca):  $\delta_{CP}$

Przy 3 stanach zapachowych prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy nimi wymaga formalizmu z 6 parametrami. Oprócz czterech parametrów:  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\delta_{CP}$ , występują jeszcze dwie różnice kwadratów mas:  $\Delta m_{32}^2$ ,  $\Delta m_{21}^2$ .

Dla przykładu pełne wyrażenie na prawdopodobieństwo oscylacji neutrina elektronowego  $\nu_e$  w neutrino mionowe  $\nu_{\mu}$  ma postać:

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

$$(1.25)$$

gdzie: 
$$c_{ij} = cos\theta_{ij}$$
  
 $s_{ij} = sin\theta_{ij}$   
 $\Delta_{jk} \equiv \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E},$   
 $\widetilde{J} = c_{13}sin2\theta_{12}sin2\theta_{13}sin2\theta_{23}e^{i\delta},$  (1.26)

$$\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2. \tag{1.27}$$

Obecny stan wiedzy na temat wartości parametrów oscylacji przedstawia się następująco na poziomie  $\pm 2\sigma$  [10]:

$$\Delta m_{21}^2 = 7.92(1 \pm 0.09) \times 10^{-5} eV^2, \qquad (1.28)$$

$$\sin^2 \theta_{21} = 0.314(1^{+0.056}_{-0.047}), \tag{1.29}$$

$$\Delta m_{32}^2 = 2.4(1^{+0.5}_{-0.6}) \times 10^{-3} eV^2, \qquad (1.30)$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.44(1^{+0.18}_{-0.10}), \tag{1.31}$$

$$\sin^2\theta_{13} = 0.9^{+0.23}_{-0.9} \times 10^{-2}.$$
 (1.32)

Jak widzimy oscylacje neutrin zależą od różnic kwadratów mas neutrin  $\Delta m_{ij}^2$ , nie zaś od samych mas neutrin. Widać też, że  $|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{32}^2|^5$ . Na podstawie dotychczas prowadzonych eksperymentów nie umiemy powiedzieć czy  $m_3$  jest większa czy mniejsza od  $m_2$ , dlatego przyjmujemy, że możliwe są dwie "hierarchie mas". Rysunek nr 1.4 ilustruje problem.

#### 1.3.3 Oscylacje w materii

Do tej pory rozważaliśmy oscylacje neutrin w próżni. Kiedy neutrina napotykają na swojej drodze materię (np. Słońce, Ziemia), wskutek oddziaływań z materią modyfikowana jest propagacja neutrin. W rezultacie prawdopodobieństwo

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Ponieważ  $|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{32}^2|$  w wielu analizach dokonuje się przybliżenia:  $|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2|$ 



Rysunek 1.4: Możliwe dwie hierarcje mas.

oscylacji neutrin w materii jest inne niż w próżni i nosi nazwę efektu Mikheyeva-Smirnova-Wolfensteina (MSW). Wolfenstein podał teorię wpływu ośrodka materialnego na oscylacje neutrin, a Mikheyev i Smirnov wykazali, że ten efekt może być bardzo duży (rezonansowy).

Wpływ materii na propagację jest bardzo prosty do wyjaśnienia. Oczywistym jest fakt, że materia zawiera elektrony, ale żadnych mionów czy taonów. Neutrina trzech zapachów oddziaływają z elektronami, protonami i neutronami materii poprzez prądy neutralne NC. Neutrina elektronowe  $\nu_e$  dodatkowo oddziałują z elektronami poprzez prądy naładowane CC.

W konsekwencji w opisie propagacji dodatkowy potencjał pojawia się jedynie dla neutrin elektronowych  $\nu_e$ . Wkład od oddziaływań typu CC neutrin elektronowych  $\nu_e$  do efektywnego Hamiltonianu dany jest przez [9]:

$$V = \sqrt{2}G_F n_e, \tag{1.33}$$

gdzie:

 $G_F$  - stała Fermiego  $n_e$  - gęstość elektronów w materii. Gęstość elektronów w materii można obliczyć ze wzoru:

$$n_e = N_A \times Y_e \times \rho(x), \tag{1.34}$$

 $Y_e = \frac{Z}{A}$ to liczba elektronów na nukleon,

 $\rho$ - średnia wartość gęstości materii (ziemi).

W przypadku antyneutrin V zastępowane jest przez - V. Czyli zachowanie  $\nu$  i  $\bar{\nu}$  w materii jest różne (materia nie jest niezmiennicza względem symetrii CP)!

Hamiltonian dla trzech zapachów neutrin w materii będzie inny niż dla propagacji w próżni:

$$U\left(\begin{array}{ccc}m_1^2 & 0 & 0\\0 & m_2^2 & 0\\0 & 0 & m_3^2\end{array}\right)U^+ + \left(\begin{array}{ccc}D & 0 & 0\\0 & 0 & 0\\0 & 0 & 0\end{array}\right).$$
(1.35)

$$D = \pm 2V E_{\nu} \tag{1.36}$$

 $E_{\nu}$  - energia neutrin/neutrina,

 $m_i$  - kwadrat efektywnej masy,

 $\pm$  - znak + odpowiada neutrinom, znak - antyneutrinom.

Zauważmy, że kolejność mas w hamiltonianie jest istotna. Co oznacza, że oscylacje w materii wyróżniają znak różnicy kwadratów mas. Dodatkowy potencjał oddziaływania powoduje, że człony oscylacji nie są zależne od różnicy wkadratnów mas, ale od kwadratu efektywnych mas. Efekt materii jest widoczny w postaci rozbieżnych przebiegów rozkładu  $N(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  dla  $\Delta m_{32} < 0$  i  $\Delta m_{32} > 0$ co pokazuje rysunek nr 1.5. Badając oscylacje neutrin w materii będziemy mogli wyznaczyć znak  $\Delta m_{ij}^2$ , co pozwoli ustalić z jaką hierarchą mas neutrin mamy w rzeczywistości do czynienia. Na podstawie badan przejść neutrin przez materie Słońca znamy kolejność stanów  $m_1$  i  $m_2$ . (Patrz rysunek nr 1.4.) Z kolei dla ustalenia znaku  $\Delta m_{23}^2$  istotna będzie długość drogi neutrin przez Ziemie.

Wielu cennych informacji dostarczy badanie oscylacji  $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}$ , dlatego warto dokładniej przyjrzeć się formule prawdopodobieństwa na te oscylacje (te same które opisuje wzór nr 1.25, ale w materii):

$$P_{\nu_e\nu_{\mu}} \approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \frac{\sin^2((1-\hat{A})\Delta)}{(1-\hat{A})^2}$$
  

$$\pm \sin\delta \cdot \sin 2\theta_{13} \ \alpha \ \sin 2\theta_{12} \ \cos \theta_{13} \ \sin 2\theta_{23} \ \sin(\Delta) \ \frac{\sin(\hat{A}\Delta)\sin((1-\hat{A})\Delta)}{\hat{A}(1-\hat{A})}$$
  

$$+ \cos\delta \cdot \sin 2\theta_{13} \ \alpha \ \sin 2\theta_{12} \ \cos \theta_{13} \ \sin 2\theta_{23} \ \cos(\Delta) \frac{\sin(\hat{A}\Delta)\sin((1-\hat{A})\Delta)}{\hat{A}(1-\hat{A})}$$
  

$$+ \alpha^2 \ \sin^2 2\theta_{12} \ \cos^2 \theta_{23} \ \frac{\sin^2(\hat{A}\Delta)}{\hat{A}^2},$$
(1.37)

gdzie  $\Delta$ ,  $\alpha$  (parametr hierarchii) i  $\hat{A}$  rozumiemy jako:

$$\Delta \equiv \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_{\nu}} = \frac{1.267 \Delta m_{31}^2 [eV^2] L[km]}{4E_{\nu} [GeV]}$$
(1.38)

$$\alpha = \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} \tag{1.39}$$

Rozdział 1: Neutrina i ich podstawowe własności

$$\hat{A} = \pm \frac{D}{\Delta m_{31}^2} = \pm \frac{2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu}{\Delta m_{31}^2} = \pm \frac{2V E_\nu}{\Delta m_{31}^2} \tag{1.40}$$

Znak drugiego członu we wzorze na prawdopodobieństwo oscylacji  $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}$  (nr 1.37)zależy od tego, czy rozpatrujemy oscylacje  $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu} / \bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$  (wtedy +) czy  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e / \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}$  (wówczas -).

Z kolei znak A zależy zarówno od znaku  $\Delta m_{31}^2$  (kwestia hierarchii mas) jak i od tego, czy badane są neutrina (+) czy antyneutrina (-).

Jak możemy zauważyć wzór nr 1.37 zawiera liczne korelacje (z nieznaną lub częściowo znaną fazą  $\delta_{CP}$ ) i degeneracje parametrów (wynikająca z okresowości funkcji trygonometrycznych oraz kwadratów parametrów), które grają istotną rolę w analizie eksperymentów z długą bazą pomiarową.

Drugi i trzeci człon zawiera czynnik  $sin(\hat{A}\Delta)$ , a ostatni  $sin^2(\hat{A}\Delta)$ . Ponieważ  $\hat{A}\Delta = VL/2$ , te czynniki zależą jedynie od L. Kiedy  $\hat{A}L_{magic} = 2\pi$ , a więc  $sin(\hat{A}\Delta) = 0$ , mówimy o "magicznej odległości" (magic baseline). W magicznej odległości przeżywa tylko pierwszy człon i prawdopodobieństwo  $P_{\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu}$  nie zależy dłużej od wartości i błędów parametrów:  $\delta$ ,  $\alpha$  i  $sin2\theta_{12}$ . Możliwy jest wówczas "czysty pomiar"  $sin^2 2\theta_{13}$  oraz znaku  $\Delta m_{31}^2$ .

Zwróćmy uwagę, że efekt masowy będzie istotny, gdy V ma wartość porównywalną (lub większą ) z  $\Delta = \Delta m_{31}^2/(2E_{\nu})$ .  $\Delta m_{12}^2$  jest mała w porównaniu z  $\Delta m_{23}^2$ . Dlatego można dokonać przybliżenia:  $\Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{23}^2$ . Jest to o tyle użyteczne przybliżenie, że  $\Delta m_{23}^2$  umiemy wyznaczać z badań oscylacji "atmosferycznych":  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ i  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{\tau}$  [11].

Następnie zauważamy, że tylko drugi i trzeci człon zależą od fazy  $\delta_{CP}$  i obydwa zawierają odpowiednio czynnik  $sin2\theta_{13} \cdot \alpha$ , podczas gdy pierwszy człon, niezależny od fazy CP  $\delta$ , zawiera czynnik  $sin^22\theta_{13} \cdot \alpha^2$ .  $\delta_{CP}$  łamania symetrii CP jest zawsze tłumiona przez czynnik  $sin2\theta_{13} \cdot \alpha$ .

Latwo zauważyć, że wartość  $sin2\theta_{13}$  oraz parametr hierarchii  $\alpha$  zmienia wpływ poszczególnych członów we wzorze na prawdopodobieństwo oscylacji  $P_{\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}}$ . To oznacza, że istnieją pewne obszary na płaszczyźnie  $sin2\theta_{13} \times \alpha$ , w których pomiary będą sprzyjały badaniom poszczególnych parametrów oscylacji. Np. dla pomiaru łamania symetrii CP ( $\delta_{CP}$ ) zarówno  $sin2\theta_{13}$  jak i  $\alpha$  powinny być odpowiednio duże. Z kolei dla wyznaczenia znaku  $\Delta m_{31}^2$  i  $sin^22\theta_{13}$  parametr  $\alpha$  powinien być niewielki.

Wzór  $P_{\nu_e\leftrightarrow\nu_{\mu}}$  zawiera również degeneracje związane z własnościami funkcji trygonometrycznych. Pojawiający się w drugim i trzecim członie sin  $2\theta_{23}$  przyjmuje te same wartości dla  $\theta_{23}$  jak i dla  $\frac{\pi}{2} - \theta_{23}$ .

Sam fakt występowania  $\delta_{CP}$  we wzorze na prawdopodobieństwo oscylacji  $P_{\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}}$ stwarza możliwość pomiaru łamania symetrii CP w sektorze leptonowym. Jest to jedno z ambitniejszych wyzwań dla fizyki neutrin. Pomiar asymetrii CP dany jest przez stosunek:

$$N(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e \to \nu_\mu). \tag{1.41}$$

Rysunek nr 1.5 przedstawia prawdopodobieństwo oscylacji dla neutrin  $\nu$  i antyneutrin  $\bar{\nu}$  w funkcji odległości (bazy pomiarowej):



Rysunek 1.5: Prawdopodobieństwo oscylacji dla neutrin  $\nu$  i antyneutrin  $\bar{\nu}$  w funkcji odległości [9].

Górna i dolna gałąź wykresu odpowiada obliczeniom dla odwróconej hierarchii mas ( $\Delta m_{32}^2 < 0$ ) i normalnej hierarchii mas ( $\Delta m_{32}^2 > 0$ ), a odległość pomiędzy nimi wyznacza wielkość efektu masowego.

Po około 1000 km efekt masowy zaczyna dominować nad łamaniem symetrii CP. Widać, że wyznaczenie prawidłowej hierarchii mas jest możliwe dla eksperymentów z długą bazą pomiarową (L > 1000 km). Różny rodzaj linii odpowiada różnej wartości fazy CP  $\delta_{CP}$ :  $0^0$ ,  $+\frac{\pi}{2}$  oraz  $-\frac{\pi}{2}$ . W odległości około 7500km czułość na fazę CP  $\delta_{CP}$  zanika. Jest to dystans (L) dla którego  $sin^2(1.267\Delta m_{32}^2 L/E_{\nu}) \rightarrow 0$ , gdy przyjmiemy  $\Delta m_{32} = 0.0035 eV^2$  oraz  $E_{\nu} = 20 GeV$ .

Skomplikowane formuły na prawdopodobieństwo oscylacji neutrin przy przejściu przez materię sprawiają, że interpretacja wyników uzyskanych w symulacjach nie będzie łatwa. W przyszłych eksperymentach oscylacyjnych najbardziej zależeć nam będzie na:

- pomiarze  $\theta_{13}$  z duża dokładnością
- pomiarze  $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$ , gdzie  $\delta_{CP} = 0$  lub  $\delta_{CP} = \pi$  będzie oznaczać brak łamania symetrii CP, a  $\delta_{CP} = \pi/2$  lub  $\delta_{CP} = 3\pi/2$  maksymalne łamanie symetrii CP.
- rozwiązanie zagadki hierarchii mas, tzn. który z możliwych schematów jest prawdziwy)

## 1.4 Koncepcje przyszłych eksperymentów neutrinowych

Konwencjonalne wiązki neutrin powstają z rozpadów naładowanych mezonów  $\pi$  i K. Jeśli wiązka składa się z  $\pi^+$  i  $K^+$ :

$$\pi^+ \to \mu^+ \ \nu_\mu, \tag{1.42}$$

$$K^+ \to \mu^+ \ \nu_\mu. \tag{1.43}$$

otrzymamy prawie czystą wiązkę  $\nu_{\mu}$ . Zanieczyszczenia stanowić beta  $\nu_e$  i  $\bar{\nu}_{\mu}$ . Neutrina elektronowe pochodzić beta głownie z trójciałowego rozpadu kaonów:

$$K^+ \to \pi^0 \ e^+ \ \nu_e. \tag{1.44}$$

Z kolei antyneutrina mionowe pochodzić będą z rozpadów szybkich  $\pi^-$ , które trafiły do wiązki  $\pi^+$ :

$$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \tag{1.45}$$

Jeśli źródłem neutrin będzie wiązka  $\pi^-$  i  $K^+$  dostaniemy wiązkę  $\bar{\nu}_{\mu}$ :

$$\pi^- \to \mu^- \ \bar{\nu}_\mu, \tag{1.46}$$

$$K^- \to \mu^- \ \bar{\nu}_\mu. \tag{1.47}$$

(analogicznie jak w przypadku  $\nu_{\mu}$ ) z dodatkiem  $\bar{\nu}_e$  z rozpadów szybkich  $pi^+$  oraz  $\nu_{\mu}$  z trójcalowego rozpadu kaonów:

$$K^- \to \pi^0 \ e^- \ \bar{\nu}_e \tag{1.48}$$

Składowa  $\nu_e$  (lub  $\nu_e$ ) jest zbyt mala, aby badać oscylacje  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  (lub  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ ), ponieważ prawdopodobieństwo produkcji kaonów jest kilka razy mniejsze niż pionów. Stanowi jedynie niepożądane tło w badaniach przejść  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ 

#### 1.4.1 Superwiązki neutrin

Istnieją 3 konkurencyjne koncepcje przyszłych eksperymentów neutrinowych. Pierwsza z nich to tzw. "super wiązki", czyli konwencjonalne wiązki, ale o bardzo dużej intensywności. W tym celu powstać musza akceleratory dostarczające wiązek protonów wielkiej intensywności (do 4 MW).

Innowacja superwiązek polegać będzie na umieszczeniu detektora poza główną osią wiązki. Taka konfiguracja nosi nazwę "off axis"i daje kinematyczne ogniskowanie energii wiązki. Pozwoli to na znaczne zmniejszenie udziału  $\nu_e$ , przy stosunkowo małym zmniejszeniu intensywności wiązki  $\nu_{\mu}$  dla wybranej energii. Dodatkowo intensywności wiązki (ok. MW) będzie znacznie większa niż w przypadku konwencjonalnych sposobów uzyskiwania (wiązek) neutrin.

W przyszłości powstaną z pewnością 2 eksperymenty oparte na pomyśle super wiązek: planowany na 2009 rok T2K w Japonii oraz eksperyment NO $\nu$ A (w Stanach Zjednoczonych). Głównym celem użycia super wiązek będzie dokładniejszy pomiar  $sin\theta_{13}$  (z dokładnością do około 0.01).

Drugą możliwością mogą być wiązki  $\beta$  neutrin.

#### 1.4.2 Wiązki $\beta$ neutrin

Wiązka protonów będzie skierowana na tzw. "tarczę produkcyjną", gdzie w wyniku zderzenia produkowane będą radioaktywne jony: <sup>6</sup>He lub <sup>18</sup>Ne. Te będą przyspieszane i akumulowane. Następnie w "pierścieniach rozpadów" w wyniku rozpadu  $\beta$  jądra <sup>6</sup>He powstaną  $\bar{\nu}_e$  ( $E_{\nu}^{max} = 3.5 MeV$ ), a w wyniku rozpadu jądra <sup>18</sup>Ne -  $\nu_e$  ( $E_{\nu}^{max} = 3.5 MeV$ ):

$${}^{6}He \rightarrow {}^{6}Li + e^{-} + \bar{\nu}_{e} \tag{1.49}$$

$${}^{18}Ne \to {}^{18}F + e^+ + \nu_e$$
 (1.50)

Symulacje pokazują, ze tą metodą będą uzyskiwane czyste wiązki o intensywnościach  $2.1 \times 10^{18} \bar{\nu}_{\mu}/rok$  oraz  $0.4 \times 10^{18} \nu_{\mu}/rok$  [12] [13]. Proponuje się budowę takiej wiązki w CERNie w oparciu o protony z akceleratora SPL (*Super Proton Liniac*) i skierowanie jej do oddalonego o 130 km laboratorium Frejus.

#### 1.4.3 Fabryki neutrin

Trzecia koncepcja przyszłych intensywnych źródeł neutrin to tak zwane fabryki neutrin. Wiązka protonów o dużej intensywności (1-4 MW) skierowana będzie na tarczę wykonaną z pierwiastka o dużej liczbie porządkowej Z (dużej liczbie protonów w jądrze). W wyniku zderzenia powstaną piony  $\pi^{\pm}$ , które rozpadną się:

$$\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu \pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$$
(1.51)

Powstałe  $\pi^+$  lub  $\pi^-$  przyspieszone do energii  $E_{\mu} \sim 50 GeV$  magazynowane będą w pierścieniach akumulacyjnych (*storage rings*) z długimi prostymi odcinkami. Właśnie w tych prostoliniowych sekcjach następować będą "użyteczne" rozpady  $\mu$ :

$$\begin{array}{l}
\mu^+ \to e^+ \ \nu_e \ \bar{\nu}_\mu \\
\mu^- \to e^- \ \bar{\nu}_e \ \nu_\mu
\end{array}$$
(1.52)

W ten sposób powstanie intensywna wiązka, i co ważne, o równej liczbie  $\nu_e$  i  $\bar{\nu}_{\mu}$  lub  $\bar{\nu}_e$  i  $\nu_{\mu}$ . Widmo energii neutrin będzie bardzo dokładnie określone, ponieważ zależy od znanej kinematyki rozpadu  $\mu$ .

Poprzez nachylenie pierścieni względem poziomu możliwe będzie skierowanie wiązki neutrin wgłąb ziemi i wybieranie dowolnie długiej bazy pomiarowej L, na przykład odpowiadającej "magicznej odległości".

Z wszystkich przedstawionych koncepcji przyszłych eksperymentów neutrin najatrakcyjniejsze wydają się być fabryki neutrin. Będą dostępne zarówno wiązki  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  jak i  $\nu_{\mu}$ ,  $\bar{\nu}_{\mu}$  o wąskim spektrum energii w przeciwieństwie do klasycznych "wide-band". Stosunkowo niewielka statystyczna niepewność pomiarowa pozwoli na ostateczne ustalenie wartości parametrów oscylacji.

Technologicznie będzie to jednak najtrudniejsza z trzech dróg do uzyskania wiązek neutrin bardzo dużej intensywności.

## Rozdział 2

## Fabryki neutrin

W tym rozdziale przedstawione zostaną projekty przyszłych fabryk neutrin [14]-[18]. Zostałe one zaproponowane w połowie lat siedemdziesiątych niezależnie przez Kushkareva, Wojcickiego i Collinsa. Pierwszy opis konstrukcji przedstawił Steve Geer w swojej pracy z 1998. Obecne projekty przyszłych fabryk neutrin jest przygotowany niezależnie w trzech ośrodkach: w Stanach Zjednoczonych, Europie (CERN) oraz Japonii. Pomimo różnych koncepcji, wszystkie projekty opierają się na podobnym schemacie.

### 2.1 Ogólna idea konstrukcji

Jak wspomniałam powyżej w fabrykach neutrin wiązka wysokoenergetycznych neutrin elektronowych  $\bar{\nu}_e$  ( $\nu_e$ ) i neutrin mionowych  $bar\nu_{\mu}$  ( $\nu_{\mu}$ ) będzie uzyskiwana z intensywnej wiązki mionów przyspieszonych do dużych energii.

Istotny fakt determinuje przyszłe projekty. Jak wiemy, neutrina są elektrycznie obojętnymi leptonami, a w związku z tym ich tor nie może być modelowany przy pomocy pola magnetycznego. Jednak z dużym przybliżeniem można przyjąć, że powstałe neutrina będą miały ten sam kierunek, jaki miały rozpadające się miony. Dlatego wiązka mionów musi być odpowiednio ukształtowana. Z tego samego powodu rozpady mionów powinny odbywać się na prostoliniowych odcinkach, nakierowanych na detektor. Takie postępowanie zapewni jak największą intensywność wiązki neutrin w dalekim detektorze.

Diagram (2.1) przedstawia poszczególne komponenty przyszłych fabryk neutrin [16]:

Proces generowania strumienia mionów zaczyna się od impulsowego bombardowania tarczy protonami o umiarkowanych energiach (5-15 GeV). Piony i kaony produkowane w tarczy rozpadają się na miony, które następnie muszą być szybko przyspieszane do energii 20-50 GeV przed wstrzyknięciem ich do pierścieni akumu-



Rysunek 2.1: Schemat fabryk neutrin.

lacyjnych [15]. Zanim to nastąpi wiązka musi spełniać określone warunki. Po pierwsze, należy zmniejszyć widmo energetyczne mionów, czyli dokonać tzw "rotacji fazy". Podczas tego etapu szybsze miony muszą być spowolnione, a wolniejsze przyspieszone. Po drugie, techniki akceleracji wymagają wąskich wiązek tzn. o niewielkim poprzecznym rozmiarze i małym kącie rozmycia. Ponieważ wyprodukowane miony mają duży rozrzut pędów i kątów emisji, należy je "schłodzić" (cooling), czyli zmniejszyć rozrzut ich kierunków pędów. Ponieważ miony żyją 2.2  $\mu$ s musi być to wykonane niezmiernie szybko. Ostatnim etapem w fabrykach neutrin będzie rozpad uformowanej wiązki mionów  $\mu$  w specjalnych "pierścieniach akumulacyjnych". Istnieje kilka możliwości zastosowania różnych rozwiązań technologicznych. W dalszej części pracy zarysowane zostaną ogólne idee rozwiązań. Rysunek 2.2 przedstawia schemat konstrukcji fabryki neutrin, który powstał w CERNie.



Rysunek 2.2: Projekt przyszłej fabryki neutrin w CERNie [17].

Na rysunku widoczny jest liniowy akcelerator protonów, w którym moc wiązki najprawdopodobniej będzie wynosiła 4 MW, a końcowa energia 2.2 GeV. Jednak liniowy akcelerator nie zapewni odpowiedniej struktury czasowej wiązki protonów. Dlatego po przyspieszeniu protony zostają wprowadzone do sekcji, w której zostaną zgromadzone i przekształcone w impulsowa wiązkę. Tak uformowana wiązką protonów będzie bombardować widoczna na rysunku tarczę. W wyniku zderzeń powstana piony, o pędach charakteryzujących się dużym rozmyciem kirunkowym i o szerokim widmie energetycznym. Z tego powodu za tarczą ustawiony będzie układ magnesów, którego celem będzie pułapkowanie pionów. W kolejnej części konstrukcji pochwycone piony rozpadną się na miony. Przed przyspieszeniem miony musza być wprowadzone do dwóch osobnych modułów, w których nastąpi "rotacja fazy" oraz "chłodzenie" wiązki. System przyspieszający miony składać się będzie z trzech elementów. Pierwszy stanowić będzie liniowy akcelerator, który oprócz nadania mionom energii 2 GeV będzie ogniskować wiązkę przy użyciu magnesów kwadrupolowych i solenoidów. Pozostałymi dwoma elementami będą liniowe akceleratory wielokrotnego przyspieszania RLA (recirculating linear accelerators). Przyspieszone miony do energii 50 GeV zostana wstrzyknięte do pierścienia akumulacyjnego o kształcie trójkata.

### 2.2 Akceleratory protonów

Ujemne jony wodoru  $H^-$  (protony) mogą być otrzymywane w procesie ogrzewania gazowego wodoru aż do stanu plazmy. Wówczas jony są "wychwytywane" z plazmy przy użyciu silnego pola elektrycznego. Uzyskane w ten sposób jony posiadają relatywnie małą energię, a tym samym niewielką prędkość.

Ważne jest (ze względu na tarczę o czym będzie mowa w dalszej części tego rozdziału), aby wiązki protonów nie były ciągłe, lecz impulsowe. Ciągły protonów musi zostać przekształcony na serię "paczek" (*bunches*).W tym celu należy zastosować "selektor prędkości" (*chopper*).Urządzenie usunie niechciane paczki cząstek z wiązki ze 100% wydajnością.

W przyszłych fabrykach neutrin akcelerator protonów powinien dostarczać wiązkę o mocy 1-4 MW i energii 5-15 GeV w postaci krótkich, ale intensywnych paczek cząstek. To wymaganie jest inne niż w przypadku obecnych akceleratorów protonów wykorzystywanych do uzyskiwania neutronów w procesie spalacji.<sup>1</sup> Wówczas potrzebna jest wiązka składająca się z wielu długich, ale o małej intensywności paczek cząstek. A więc przyszłe fabryki neutrin wymagać będą skonstruowania nowych źródeł i akceleratorów protonów. Nowopowstałe konstrukcje będą miały zastosowanie w wielu innych projektach np. w celu akceleratorowo sterowanej transmutacji odpadów radioaktywnych. Przy pomocy metod Monte Carlo przeprowadzono symulacje produkcji cząstek z tarczy. Okazało się, że stosunek  $\pi/\mu$  jest proporcjonalny do mocy wiązki, ale względnie nieczuły na zmianę energii protonów  $2 \leq E \leq 30 GeV$ . Liczba protonów w wiązce (N) jest proporcjonalna do 1/E [18]. Dodatkowo w akceleratorach protonów o dużej mocy należy ograniczyć szybkość strat mocy. Nie powinny być większe niż 1W/m. Istnieje kilka programów, których celem jest rozwój odpowiednich (nowych) technologii.

W CERNie są prowadzone prace nad nadprzewodzącym liniowym akceleratorem protonów SPL - *Superconducting Proton Linac*. Będzie on przyspieszać jony do 3.5 GeV, a moc wiązki będzie wynosić około 4-5 MW. Głównymi elementami SPL będą: część przewodząca (nazywana Liniac4), część nadprzewodząca (eliptyczne wnęki rezonansowe), kołowa pulsacyjna część akumulacyjna i kompresor [19].

Innym rozwiązaniem jest wykorzystanie synchrotronów. Nisko energetyczny synchrotron jest w stanie szybciej przyspieszać cząstki niż liniowy akcelerator. Jeśli częstotliwość f, energia protonów E oraz moc wiązki W są stałe, mamy pewność, że w każdym cyklu przyspieszania mamy tę samą liczbę protonów N, co stanowi dodatkowy atut koncepcji użycia synchrotronów.

 $<sup>^1</sup>$ Spalacja (*spallation*) - kruszenie jądra atomowego - to w fizyce jądrowej proces, w którym ciężkie jądro atomowe, bombardowane protonami, emituje kilka nukleonów. W wyniku procesu spalacji masa atomowa bombardowanego jądra zmniejsza się.

### 2.3 Tarcza i pułapkowanie pionów

W wyniku zderzeń protonów z tarczą powstawać będą piony [14]. Liczba wyprodukowanych cząstek zależy od liczby atomowej Z. Duża liczba pionów będzie osiągana, gdy tarcza będzie wykonana z materiału o dużej liczbie atomowej Z.

Istnieje jednak poważny problem przy konstruowaniu wydajnych źródeł pionów. Oddziaływanie intensywnych paczek protonów z tarczą powoduje jej szybkie uszkodzenie w wyniku szoku termicznego.

Generalnie istnieją dwa sposoby redukcji efektu zniszczenia materiału. Pierwszy zakłada użycie obrotowej tarczy w kształcie pierścienia. Prędkość jej obrotu musi być dostosowana do częstotliwości uderzających kolejnych paczek protonów, aby bombardowany był za każdym razem inny fragment tarczy. Wykorzystanie takiego rozwiązania wymaga dodatkowo stworzenia odpowiedniego systemu chłodzącego, w celu obniżenia temperatury "zbombardowanego" materiału.

Prace nad tego typu rozwiązaniem są prowadzone przez UK Neutrino Factory Collaboration. Rysunek 2.3 przedstawia schemat projektu tarczy [21].





Alternatywnym rozwiązaniem jest wykonanie tarczy w postaci strumienia płynnej rtęci. Użycie tego typu materiału zwiększa produkcję pionów dwukrotnie w porównaniu ze stałymi tarczami węglowymi. Szok termiczny powoduje rozdrobnienie strumienia tarczy. Z tego powodu prędkość strumienia musi być taka, aby stale nowa objętość płynnej tarczy była wystawiona na działanie protonów. Według przewidywań prędkość przepływu będzie wynosiła około 30 m/s. Dodatkowo wymagane jest, aby tarcza była umieszczona pod niewielkim kątem względem osi wiązki protonów, w celu ograniczenia ponownej absorpcji powstałych pionów.

Parametry płynnej tarczy rtęciowej naświetlanej impulsową wiązką protonów będą testowane w eksperymencie MERIT. Projekt ten został zatwierdzony w CERNie i będzie prowadzony przez międzynarodową kolaborację. Rozpoczęcie eksperymentu planowane jest na rok 2007. W eksperymencie MERIT strumień rtęci o średnicy 15 cm i prędkości 20 m/s, znajdujący się w polu magnetycznym solenoidu 15 T, będzie wystawiony na działanie intensywnej wiązki protonów z akceleratora PS w CERNie. Zaletą impulsowej wiązki protonów jest to, że elektromagnes nie musi pracować w sposób ciągły. Impuls o mocy 5 MVA. dostarczony do elektromagnesu, powoduje wytworzenie przez niego pola magnetycznego 15 T przez okres 1 s. Dodatkowo miedziany elektromagnes musi być chłodzony ciekłym azotem do temperatury 80 K. Protony z PS będą dostarczane w formie od 1 do 4 paczek zawierających 5 – 7 × 10<sup>12</sup> protonów na paczkę. Jeśli wszystkie 4 paczki będą "wypełnione", wówczas 28 × 10<sup>12</sup> protonów uderzy w tarczę w ciągu 2 $\mu s$ , dając maksymalny depozyt energii 180 J/g. W eksperymencie MERIT pomiędzy wiązką protonów a tarczą będzie wynosić 100 mrad.

Powstałe piony mają różne energie, a ponadto produkowane są pod różnymi kątami. Dlatego pierwszym etapem musi być ich kolimacja (pułapkowanie). Opracowano dwa schematy, według których można to realizować. Pierwszy z nich nazywa się "magnetyczny róg" (magnetic horn). Skupia on albo dodatnie albo ujemne cząstki zanim nastąpi ich transport do sekcji rozpadu. Projekt rogu ma tę zaletę, że stosunkowo łatwo ogniskuje cząstki najbliżej tarczy. Drugi wykorzystuje silne pole magnetyczne solenoidu (około 20 T) w celu jednoczesnego złapania dodatnich i ujemnych cząstek. Zaletą solenoidu jest jego wysoka efektywność.

## 2.4 Rotacja fazy

Pochwycone piony  $\pi^{\pm}$  rozpadają się na miony  $\mu^{\pm}$  w polu magnetycznym o wartości 1.25 T (patrz równanie 1.51). Powstałe miony są produkowane w krótkich impulsach (1 ns), ale w szerokim zakresie energii. To powoduje, że cząstki o wyższej energii poruszą się szybciej, a tym samym przesuną się na czoło. Z kolei miony o niższej energii pozostaną z tyłu. Ta korelacja pomiędzy energią i położeniem musi zostać usunięta. Wymaga to etapu nazywanego "rotacją fazy" (*phase rotation*), podczas którego szybsze miony muszą być spowolnione, a wolniejsze przyspieszone. Wykorzystywany jest do tego system wnęk rezonansowych (RF system)<sup>2</sup>, które wykorzystują właśnie korelacje pomiędzy energią mionów i ich prędkością.

Na rysunku 2.4 znajduje się schemat tarczy, etap pułapkowania pionów oraz

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Akcelerator wysokiej częstotliwości - akcelerator cząstek przyspieszający je za pomocą pola elektrycznego o wysokiej częstotliwości. Cząstki przyspieszane muszą przebiegać przez przestrzeń akceleracyjną wyłącznie wtedy, gdy pole przyspieszające ma właściwy kierunek. W przeciwnym razie, cząstka albo nie będzie doznawać przyspieszenia (brak pola), albo będzie hamowana (pole w niewłaściwym kierunku) [20].

etap rotacji fazy.



Rysunek 2.4: Protony uderzają w strumień płynnej rtęci z lewej strony. Tarcza znajduje się z polu magnetycznym 20T. Następnie silne pole magnetyczne jest płynnie zmniejszane do wartości 1.75T, które jest utrzymywane w obszarze, gdzie następuje rotacja fazy [14].

Po dokonaniu rotacji fazy wiązka jest niemal mono-energetyczna, ale jej poprzeczny rozmiar musi zostać zredukowany. W tym celu stosuje się proces zwany chłodzeniem jonizacyjnym (chłodzeniem przez jonizację) wiązki.

### 2.5 Chłodzenie jonizacyjne wiązki

"Chłodzenie" (*cooling*) ma na celu zmniejszenie emitancji wiązki, czyli jej skupienie przestrzenne i pędowe.

Dla różnych koncepcji fabryk neutrin rozważano korzyści płynące z redukcji emitancji wiązki mionów przed wstrzyknięciem jej do akceleratora i systemu akumulacyjnego. Istnieją ku temu dwa powody. Po pierwsze, zmniejszenie poprzecznych rozmiarów wiązki spowoduje zwiększenie liczby mionów wewnątrz akceleratora. Po drugie, akceleracja wiązki o małym przekroju poprzecznym będzie wymagała systemu przyspieszającego o mniejszych rozmiarach, a więc zredukuje koszty jego budowy.

Ponadto, wydajne chłodzenie jest niezbędne, jeśli chcemy utrzymać wiązkę w pierścieniu akumulacyjnym. Idea chłodzenia jonizacyjnego polega na użyciu

lekkiego absorbenta, w którym miony będą tracić energię na jonizację ośrodka.<sup>3</sup> Oczywiście zmiana energii cząstek spowoduje zmniejszanie składowych prędkości mionów we wszystkich kierunkach. Dlatego miony po przejściu przez absorbent należy przyspieszyć, jednak tylko w jednym wybranym kierunku (do przodu). Służą do tego wnęki rezonansowe RF. Rysunek 2.5 obrazuje ideę chłodzenia jonizacyjnego.



Rysunek 2.5: Idea chłodzenia jonizacyjnego [14]

Istotnym problemem, który musi być uwzględniony przy konstrukcji systemów chłodzących, jest krótki czas życia mionów ( $\tau = 2.2\mu s$ ). Z tego powodu staje się niezbędne, aby proces chłodzenia i przyspieszania był jak najszybszy.

Technika chłodzenia jonizacyjnego będzie zastosowana w międzynarodowym eksperymencie *Muon Ionisation Cooling Experiment*, w skrócie *MICE*. Eksperyment został zatwierdzony i będzie prowadzony w Rutherford Appleton Laboratory (RAL).

Główne komponenty eksperymentu MICE są przedstawione na rysunku 2.6.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Energia jonizacji to energia potrzebna do jednostkowej jonizacji atomu, tzn. oderwania jednego elektronu z atomu. Energia jonizacji maleje ze wzrostem numeru okresu (większa odległość od jądra i słabsze siły przyciągania elektronu z powłoki walencyjnej) a generalnie (z licznymi wyjątkami, biorąc pod uwagę kolejne wartości) rośnie wraz ze wzrostem numeru grupy.



Rysunek 2.6: Ostateczny schemat eksperymentu MICE planowany na rok 2007 [22].

Konstrukcja MICE zawierać będzie trzy moduły w postaci absorbent/cewka ogniskująca (AFC-absorber/focus-coil AFC) i dwa moduły w postaci wnęka przyspieszająca/cewka sprzęgająca (accelerating-cavity/coupling-coil RFCC). Każdy moduł AFC zawierać bedzie 20 l ciekłego wodoru wewnatrz pary nadprzewodzacych cewek ogniskujących, które utrzymają wiązkę w centrum absorbenta. Płynny wodór będzie najbardziej efektywnym materiałem użytym do chłodzenia przez jonizację z powodu dużej energii jonizacji oraz stosunkowo dużej długości radiacyjnej. Budowa bezpiecznych systemów zawierających ciekły wodór stanowi poważne wyzwanie konstrukcyjne. Moduły AFC i systemy wodorowe będą kontrolowane przez aktywne i pasywne systemy zabezpieczeń. Po opróżnieniu absorbenta wodór będzie przechowywany w formie wodorków metali. Moduły RFCC musza uzupełnić stratę energii mionów po przejściu przez absorbent. Pole magnetyczne, wytworzone przez cewke sprzegająca bedzie modelowało wiazke mionów wewnatrz modułu. Przyspieszanie nastąpi w czterech miedzianych wnękach (201 MHz), które wywołują gradient 8 MV/m. W celu utrzymania efektu chłodzenia, ilość materiału, przez który przechodzi wiązka musi być jak najmniejsza. Z tego powodu użyto cienkie okno z berylu.

W przyszłych fabrykach neutrin należy zredukować emisję promieniowania elektromagnetycznego z powierzchni wnęk kanału chłodzącego. Nie będzie to łatwe zadanie, ponieważ wnęki będą operowały gradientem dwukrotnie większym niż MICE (16 MV/m). Dodatkowo stopień emisji promieniowania elektromagnetycznego z powierzchni wnęk zawsze jest znacząco powiększony przez siłę Lorentza, spowodowaną intensywnym polem elektrycznym. Dla eksperymentu MICE ustalono, że emisja będzie w dopuszczalnych granicach.

Wiązka mionów wchodząca do eksperymentu może być zanieczyszczona pionami i trzeba będzie odróżnić piony od mionów. Identyfikacja mionów i pionów będzie dokonywana przy pomocy detektorów scyntylacyjnych wykorzystujących metodę czasu przelotu (TOF) oraz przy pomocy progowego licznika Czerenkowa. System TOF będzie równocześnie wykorzystany do wyzwalania eksperymentu MICE oraz do ustalenia fazy pola RF we wnękach w momencie, gdy miony będą przemierzać akcelerator. Z kolei poniżej kanału chłodzącego znajdować się będą system TOF, licznik Czerenkowa oraz kalorymetry. Ich zadaniem będzie rozróżnianie mionów od elektronów, powstałych w kanale z rozpadu mionów.

Eksperyment MICE zbierze dostatecznie dużo danych, aby oszacować niepewności efektów systematycznych w procesie chłodzenia. Jest to kluczowa kwestia, ponieważ błędy systematyczne nie są dobrze zrozumiane. W tym celu eksperyment będzie budowany etapami. Pierwsze pomiary będą dokonane w 2008 roku przy użyciu dwóch spektrometrów i jednego modułu AFC. W kolejnym etapie dołączony zostanie pierwszy moduł RFCC oraz drugi moduł AFC. Uruchomienie eksperymentu w ostatecznej postaci nastąpi dopiero w 2009.

### 2.6 Akceleracja mionów

Powróćmy do ogólnej konstrukcji fabryk neutrin. Po dwóch kluczonych etapach: rotacji fazy i chłodzeniu wiązka będzie już odpowiednio uformowana. Teraz miony należy przyspieszyć. Z powodu krótkiego czasu życia mionów ich przyspieszenie do ostatecznej prędkości musi nastąpić w jak najkrótszym czasie.

Akceleracja cząstek niestabilnych musi być zakończona w ciągu kilku lub kilkunastu okrążeń. Z tego powodu pewne parametry, jak wartość pola magnetycznego czy parametry wnęk rezonansowych (faza, napięcie) nie będą mogły być zmieniane podczas procesu przyspieszania cząstek. Wymagane będą radiowe częstotliwości zmian pola elektrycznego.

Wiele projektów fabryk neutrin zakłada, że miony będą przyspieszane w liniowych akceleratorach do kilku GeV oraz w jednym lub dwóch liniowych akceleratorach wielokrotnego przyspieszania RLA (*recirculating linear accelerators*), w których osiągną energię 20 - 50 GeV. Schemat zastosowania RLA w fabrykach neutrin ilustruje rysunek 2.7. W każdym pełnym okrążeniu RLA miony przechodzą przez dwa liniowe akceleratory a także przez dwa łuki o kształcie półokręgów (łączące liniowe akceleratory). Pomiędzy liniowymi akceleratorami a łukami znajdują się urządzenia (*spreaders*), które rozdzielają miony o różnych energiach oraz które scalają wiązkę(*combiners*). Rozdzielanie i scalanie wiązki staje się coraz bardziej skomplikowane i kosztowne wraz z rosnącą liczbą okrążeń [23].
Wiele prac zostało poświęconych różnym koncepcjom akceleratorów RLA. W Fermi National Accelerator Laboratory opracowano schemat przedstawiony na rysunku 2.7.



Rysunek 2.7: Koncepcja fabryk neutrin zaproponowana w Fermi National Accelerator Laboratory [26].

Wstępnie wiązka musi być przyspieszona w liniowym akceleratorze, w celu uzyskania adiabatycznego tłumienia zarówno poprzecznej jak i podłużnej składowej pędu. Następnie wiązka będzie wprowadzona do nadprzewodzącego akceleratora RLA operującego niską częstotliwością 200 MHz. Przypuszczalnie możliwe będą jedynie cztery okrążenia, ze względu na trudności związane z separacją. Ostatecznie wiązka będzie wyprowadzona i wstrzyknięta do drugiego nadprzewodzącego akceleratora RLA (400 MHz), w którym możliwych będzie już pięć okrążeń [14].

Ostatnio zaproponowano, że akceleratory o stałym polu magnetycznym ze zmiennym gradientem pola elektrycznego FFAG (*fixed field alternating gradient*) pod wieloma względami mogą być lepsze od akceleratorów typu RLA [26].

W akceleratorach FFAG orbity przyspieszanych cząstek są stabilizowane za pomocą soczewek magnetycznych ogniskujących i rozogniskowujących, ustawionych naprzemiennie. Układ można porównać do układu optycznego odpowiednio ustawionych soczewek rozpraszających i skupiających używanych do formowania wiązki optycznej. Użycie soczewek magnetycznych powoduje zmniejszenie oscylacji cząstek wokół stabilnej orbity, co pozwala na stosowanie mniejszych komór próżniowych, a tym samym znacznie mniejszych układów magnesów. Ma to duże znaczenie dla akceleratorów wysokich energii, gdyż zmniejsza ich koszt [20].

Akceleratory typu FFAG [26] są urządzeniami, które przyspieszają cząstki do wysokich energii (czynnik co najmniej 2) bez zmiany wartości pól magnetycznych. Stała wartość pola magnetycznego podczas akceleracji, pozwoli na szybkie przyspieszenie cząstek.

Dodatkowo, przyspieszanie mionów w pierścieniach FFAG odbywać się będzie w jednej pętli zamiast kilku, jak to ma miejsce w akceleratorach typu RLA. Mniejsza liczba wnęk rezonansowych będzie użyta, a w zamian wzrośnie liczba okrążeń w celu przyspieszenia mionów od 6 do 20 GeV/c.

Prowadzono również prace nad specjalną kratownicą stałego pola (*fixed-field lattices*), która może powodować wzrost energii nawet o czynnik 4 [24].

Zastąpienie akceleratorów typu RLA pierścieniami FFAG zredukuje koszt przyspieszania mionów. Akceleratory FFAG nadające energię od 10 do 20 GeV będą miały obwód jedynie 0.5 km. Przyspieszanie cząstek nastąpi zaledwie w dziesięciu okrążeniach.

Prace nad akceleratorami mionów nadal trwają, ponieważ wiele problemów pozostaje bez rozwiązania, na przykład zniekształcenie podłużnej składowej wiązki.

# 2.7 Pierścienie akumulacyjne

Miony przyspieszone do docelowej energii 20-50 GeV będą wstrzyknięte do pierścieni akumulacyjnych. W nadprzewodzących wnękach po pewnym czasie miony rozpadną się na neutrina i elektrony (patrz równanie ??).

Z dużym przybliżeniem można uznać, że powstałe neutrina będą miały kierunek rozpadających się mionów. Dlatego bardzo ważne jest, aby rozpady mionów następowały na prostoliniowych odcinkach pierścieni akumulacyjnych w kierunku detektora.

Istnieje kilka koncepcji pierścieni akumulacyjnych, ale wszystkie musiały uwzględnić konieczność użycia przynajmniej dwóch prostoliniowych odcinków. Wówczas będzie możliwe wykorzystanie dwóch (lub większej liczby) detektorów w różnej odległości od źródła neutrin.

Tabela 2.1 zawiera porównanie parametrów pierścieni akumulacyjnych zaprojektowanych w Fermilabie i CERNie. Projekt CERNu zakłada uzyskanie większego strumienia neutrin. W związku z tym ta koncepcja jest bardziej wymagająca dla akceleratora protonów, tarczy i chłodzenia wiązki. Jednocześnie jest mniej kłopotliwa ze względu na emitancję  $\epsilon_{xn}$ , rozmycie energii  $\sigma_e$  oraz konstrukcję systemu przyspieszającego i składującego miony [18].

Parametr	Fermilab	CERN	
Energia	50	50	GeV
Kształt	tor wyścigowy	trójkąt lub muszka	
Odległość detektora	$\approx 3000$	1000 i 3000	$\mathrm{km}$
Czas	$2\cdot 10^7$	$10^{7}$	$\mathbf{s}$
Projektowany strumień $\nu$ w detektorze	$2 \cdot 10^{20}$	$2.8\cdot10^{20}$	$1/\mathrm{rok}$
Znormalizowana emitancja $\epsilon_{xn}$	3.2	1.67	mm
Względna szerokość połówkowa $\sigma_e$	1.0	0.5	%
Obwód	1753	2075 lub 2008	m

Tablica 2.1: Porównanie parametrów pierścieni akumulacyjnych zaprojektowanych w Fermilab i CERNie [18].

# 2.8 Etapy badań obecnych i planowanych eksperymentów

Fabryki neutrin oferują lepsza czułość i precyzję niż inne akceleratory drugiej "generacji"(super wiązki i wiązki  $\beta$  neutrin) Technika akceleracji  $\mu$  jest obecnie rozwijana przez międzynarodowe kolaboracje. Badania nad fabrykami neutrin wchodzą w kolejny etap. Trwają prace nad projektem koncepcyjnym (*conceptual design report CDR*). Jeśli uda się go ustalić pod koniec tej dekady i rezultaty obecnych eksperymentów neutrinowych potwierdzą potrzebę powstania fabryk neutrin, wówczas prace nad nimi zostana istotnie przyspieszone [27]. Etapy badań obecnych i planowanych eksperymentów przedstawia tabela 2.8.



Rysunek 2.8: Rozwój eksperymentów z długą bazą pomiarową [27].

# Rozdział 3

# GLoBES

Fabryki Neutrin powstaną dopiero za kilkanaście lat, ale dzięki licznym symulacjom możemy przewidywać, jakie dane zbiorą przyszłe eksperymenty. Poznajmy GLoBESa [28].

# 3.1 Czym jest GLoBES

W 2001 roku P. Hubert, M. Lindner i W. Winter stworzyli GLoBESa, a w lipcu 2004 roku program stał się ogólnie dostępny[29]. Nazwa jest skrótem ang. Genetar Long Baseline Experiment Simulator. Jest to uniwersalny program do symulacji oscylacji neutrin w eksperymentach akceleratorowych z długą bazą pomiarową oraz w eksperymentach reaktorowych (źródła neutrin muszą być: pojedyncze, stacjonarne i punktowe). Z jednej strony zawiera bogaty, **abstrakcyjny** język AEDL - język pozwalający na łatwy opis eksperymentów (*ang. Abstract Experiment Definition Language*), a z drugiej strony dostarcza bibliotek w języku C, aby przetwarzać wejściowe dane w celu obliczenia prawdopodobieństw oscylacji, czy wartości  $\Delta \chi^2$ .



Rysunek 3.1: Moduły GLoBESa.

Na rysunku nr 3.1 przedstawiony jest schemat modułów GLoBESa. Tabela nr 3.1 zawiera spis oraz krótki opis wszystkich prototypów eksperymentów instalowanych z GLoBESem.

## 3.2 Jak otrzymać liczby rejestrowanych zdarzeń?

Prześledźmy najpierw ogólną koncepcję obliczania przez program liczby rejestrowanych w detektorze zdarzeń. Pierwszym krokiem jest wyznaczenie liczby przypadków dla danego typu oddziaływania (IT ang. Interaction Type) w zależności od początkowego zapachu oraz energii neutrina. Drugim krokiem jest uwzględnienie efektów detektora wynikających z niepewności rekonstrukcji zdarzeń. Liczba zdarzeń w przedziale energii o szerokości dE' dla określonego kanału dana jest przez wzór:

$$\frac{dn_{\beta}^{IT}}{dE'} = N \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} dE \ d\hat{E} \ \underbrace{\Phi_{\alpha}(E)}_{produkcja} \times \underbrace{\frac{1}{L^{2}} P_{\alpha \to \beta}(E, L, \rho; \theta_{23}, \theta_{12}, \theta_{13}, \Delta m_{31}^{2}, \Delta m_{21}^{2}, \delta_{CP})}_{propagacja} \times \underbrace{\sigma_{f}^{IT}(E) k_{f}^{IT}(E - \hat{E})}_{oddzialywanie} \times \underbrace{T_{f}(\hat{E}) V_{f}(\hat{E} - E')}_{detekcja}.$$
(3.1)

gdzie:

 $\alpha$ - zapach początkowego neutrina

 $\beta$ - zapach końcowego neutrina

 $\Phi_{\alpha}(E)$ - to strumień pierwotnych neutrin (przed oscylacją) o zapachu  $\alpha$  ze źródła

L - długość bazy pomiarowej

 ${\cal N}$ - czynnik normalizacji

 $\rho$  - gęstość materii

 ${\cal E}$  - rzeczywista energia neutrina - docierającego do detektora

- $\hat{E}$  energia wtórnej cząstki
- E' zrekonstruowana energia neutrina wynik z eksperymentu

Eksperyment	Nazwa pliku	Krótki opis			
Konwencjonalne wiązki:					
MINOS	MINOS.glb	eksperyment MINOS,5 lat <sup>1</sup>			
OPERA	OPERA.glb	eksperyment OPERA, 5 lat			
ICARUS	ICARUS.glb	eksperyment ICARUS, 5 lat			
Pierwsza generacja Superwiązek:					
T2K	JHFSKnew.glb	J-PARC to Super-K, 5 lat			
	JHFSKantinew.glb	J-PARC to Super-K, 5 lat			
	JHFSKcomb.glb	J-PARC to Super-K,			
		1.25 roku dla $\nu$ i 3.75 roku dla $\overline{\nu}$			
NOνA	NUMI9.glb	NuMI OA 9km/712 km, 5 dla $ u$			
	NUMI9anti.glb	NuMI OA 9km/712 km, 5 dla $\overline{ u}$			
	NUMI9comb.glb	NuMI OA 9 $km/712$ km,			
		1.43 dla $\nu$ i 3.57 lat dla $\overline{\nu}$			
	NUMI12.glb	NuMI OA 12km/712 km, 5 dla $ u$			
	NUMI12anti.glb	NuMI OA 12km/712 km, 5 dla $\overline{\nu}$			
	NUMI12comb.glb	NuMI OA $12 \mathrm{km}/712 \mathrm{km}$ ,			
		1.43 dla $\nu$ i 3.57 lat dla $\overline{\nu}$			
Zaawansowane Superwiązki:					
J-PARC-HK	JHFHKAll.glb	J-PARC to Hyper-K, 2 lata dla $\nu$ i 6 lat dla $\overline{\nu}$			
Fabryki neutrin					
NuFact-I	NuFact1.glb	Initial stage NF,2.5 roku dla $\nu$ i 2.5 dla $\overline{\nu}$ ,			
		masa detektora = 10 kt, $P_{Tg} = 0.75 MW$			
NuFact-II	NuFact2.glb	Advanced stage NF, 2.5 roku dla $\nu$ i 2.5 dla $\overline{\nu}$ ),			
		masa detektora = 50 kt, $P_{Tg} = 4MW$			

Tablica 3.1: Prototypy eksperymentów instalowane wraz z GLoBESem[30].

Przyjrzyjmy się dokładniej członowi oddziaływania. Jest on złożony z dwóch czynników: całkowitego przekroju czynnego  $\sigma_{\beta}^{IT}(E)$  (dla neutrina o zapachu  $\beta$  oraz dla konkretnego typu oddziaływania IT w detektorze) i rozkładu energii wtórnej cząstki  $k_{\beta}^{IT}(E - \hat{E})$ . Własności detektora modelowane są przez funkcję progową  $T_{\beta}(\hat{E})$  (wynikającą z ograniczonej rozdzielczości lub cięć w analizie) oraz funkcji rozdzielczości energetycznej wtórnej cząstki (energy resolution function of the secondary particle):  $V_{\beta}(\hat{E} - E')$ .

Jednak rozwiązanie numeryczne takiej podwójnej całki wymaga dużego wysiłku. Dlatego je rozdzielamy. Najpierw obliczamy całkę po  $\hat{E}$ , gdzie jedynymi elementami zawierającymi  $\hat{E}$  są:  $k_{\beta}^{IT}(E-\hat{E})$ ,  $T_{\beta}(\hat{E})$  i  $V_{\beta}(\hat{E}-E')$ . Definiujemy:

$$R_{\beta}^{IT}(E, E')\epsilon_{\beta}^{IT}(E') \equiv \int_{0}^{\infty} d\hat{E} \ T_{\beta}(\hat{E}) \ k_{\beta}^{IT}(E - \hat{E})V_{\beta}(\hat{E} - E').$$
(3.2)

I tak:  $R_{\beta}^{IT}(E, E')$  opisuje energetyczną odpowiedź (energy response) detektora tj. neutrino z prawdziwą energią E jest zrekonstruowane z energią pomiędzy E'a E' + dE' z prawdopodobieństwem  $R_{\beta}^{IT}(E, E')dE'$ . Funkcja R(E, E') jest też nazywana "funkcją rozdzielczości energetycznej"<sup>2</sup>. Z kolei funkcja  $\epsilon_{\beta}^{IT}(E')$ , czyli "wydajność po rekonstrukcji" (post-smearing efficiencies) opiszę w następnym podrozdziale, gdy będziemy umieli precyzować cięcia i funkcje progowe po wykonaniu rekonstrukcji energii neutrina.

Tak więc możemy zapisać, że liczba zdarzeń w konkretnym przedziale energii i oraz kanale reakcji c dana jest wzorem:

$$n_{i}^{c} = \int_{E_{i} - \Delta E_{i}/2}^{E_{i} - \Delta E_{i}/2} dE' \frac{dn_{\beta}^{IT}}{dE'}(E').$$
(3.3)

gdzie:

 $\Delta E_i$  to szerokość *i*-tego przedziału energii.

Ostatecznie dostajemy wzór na liczbę rejestrowanych przypadków:

$$n_{i}^{c} = \frac{N}{L^{2}} \int_{E_{i} - \Delta E_{i}/2}^{E_{i} - \Delta E_{i}/2} dE' \int_{0}^{\infty} dE \ \Phi^{c}(E) P^{c}(E) \sigma^{c}(E) R^{c}(E, E') \epsilon^{c}(E').$$
(3.4)

## 3.3 Funkcja rozdzielczości energetycznej

Definicja i implementacja funkcji rozkładu energii w GLoBESie jest dość wyrafinowana. W szczególności wybór odpowiednich parametrów zależy od eksperymentu i częstotliwości oscylacji badanego neutrina. Wybór ten ma także wielki

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Aktualnie z programie występuje jako macierz rozmycia (ang. smearing matrix)

wpływ na szybkość obliczeń. W następnym punkcie przedstawione są zasady rozmywania energii.

## 3.3.1 $\epsilon(E')$ "Wydajność po rekonstrukcji"

Funkcję rozdzielczości energetycznej  $R^c(E, E')$  i jej definicję już poznaliśmy. Jeżeli chodzi o wydajność po rekonstrukcji  $\epsilon(E')$  generalnie jej wartość jest wyznaczana za pomocą metod Monte Carlo dla danego eksperymentu. To pociąga za sobą konieczność podziału symulowanych zdarzeń ze względu na zrekonstruowaną energię E'.

Możemy dokonać uproszczenia całki:

$$\int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i - \Delta E_i/2} dE' \ R^c(E, E') \epsilon^c(E') \simeq \ \hat{\epsilon}_i^c \cdot \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i - \Delta E_i/2} dE' \ R^c(E, E').$$
(3.5)

Tutaj  $\hat{\epsilon}_i^c$  oznacza "dyskretną wydajność po rekonstrukcji dla *i*-tego przedziału".

Wówczas równanie na liczbę zdarzeń w konkretnym przedziale energi<br/>iioraz kanale reakcji c upraszcza się do wzoru:

$$n_{i}^{c} \simeq \frac{N}{L^{2}} \int_{0}^{\infty} dE \ \Phi^{c}(E) P^{c}(E) \sigma^{c}(E) \hat{\epsilon}_{i}^{c} \cdot \int_{E_{i} - \Delta E_{i}/2}^{E_{i} - \Delta E_{i}/2} dE' \ R^{c}(E, E').$$
(3.6)

Oczywiście całkę po zrekonstruowanej energii E' obliczam niezależnie od parametrów oscylacji. Dlatego zdefiniujmy funkcję pomocniczą  $K_i^c$  zwaną "jądrem *i*-tego przedziału" (*ang. bin kelner*):

$$K_i^c(E) = \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i - \Delta E_i/2} dE' \ R^c(E, E').$$
(3.7)

Dzięki temu wzór na liczbę zdarzeń  $n_i^c$  przybiera postać:

$$n_i^c \simeq \hat{\epsilon}_i^c \frac{N}{L^2} \int_0^\infty dE \ \Phi^c(E) P^c(E) \sigma^c(E) K_i^c(E).$$
(3.8)

Powyższą całkę można obliczać bezpośrednio przy użyciu zwykłych metod numerycznych. Jednak w wielu przypadkach jest to zbyt powolny sposób.

W związku z tym poniżej przedstawiony jest schemat przybliżenia, w którym obliczana jest wartość funkcji podcałkowej w ustalonych punktach próbkowania (sampling points).

#### 3.3.2 Algorytm rekonstrukcji energii

Algorytm rekonstrukcji energii składa się z kilku etapów (rysunek nr 3.2).



Rysunek 3.2: Etapy, w których GLoBES dokonuje rekonstrukcji energii.

ad 1) Etap punktów próbkowania.

Na tym poziomie następuje obliczanie wartości funkcji podcałkowej w wybranych punktach na skali energii E. Możemy swobodnie wybierać liczbę punktów próbkowania oraz przedział próbkowania, czyli zakres energii (skalą jest rzeczywista energia padających neutrin E). Najlepiej, aby wartość funkcji podcałkowej była równa zero poza wybranym przedziałem/zakresem. Jeżeli nie może to być spełnione, wystarczające jest, aby przedział próbkowania był o około 6 szerokości przedziału większy niż zakres energii E' obejmujący interesujące nas przedziały.

ad 2) Etap podziału na przedziały energii.

Ten etap zależy od eksperymentu oraz jego analizy. Ustawienie szerokości przedziałów na wartości mniejszej niż rozdzielczość w energii nie poprawi otrzymanych wyników. Największa i najmniejsza energia oraz liczba przedziałów muszą być zawsze podane w programie. Na wypadek dużej liczby zdarzeń (duża wartość funkcji podcałkowej) w granicach zakresu energii E' zalecane jest, aby zakres energetyczny do końcowej analizy był około 3 razy większy niż błąd kalibracji energii. W ten sposób unikniemy efektów cięć.

ad 3) Etap analizy:

Na tym poziomie określamy, jaki ostatecznie interesuje nas zakres zrekonstruowanej energii. Dokonujemy tak zwanych " cięć energetycznych".





Rysunek 3.3: Etapy, w których GLoBES dokonuje rekonstrukcji/rozmycia energii.

Należy jeszcze wspomnieć o efektach przed i po rozmyciu. Efekty przed rozmyciem brane są pod uwagę na etapie próbkowania, a efekty po rozmyciu na etapie podziału na przedziały. Przykładami tych efektów są "wydajności energetyczne" (multiplikatywne czynniki) oraz tła (addytywne do liczby zdarzeń). Te komponenty mogą być wprowadzane przed lub po wykonaniu całki (na  $n_i^c$  danej wzorem 3.4). Z programie nazwano je odpowiednio @pre\_smearing\_efficiencies, @pre\_smearing\_background (funkcje E) i @post\_smearing\_efficiencies, @post\_smearing\_background (funkcje E'). Bardzo istotne jest, aby liczba czynników i składników po rozmyciu energii była równa liczbie przedziałów energii.

Ogólne schemat postępowania już znamy, zobaczmy na czym polega najprostszy algorytm obliczania całki na  $n_i^c$ .

Sposób obliczenia:

$$n_i^c \simeq \hat{\epsilon}_i^c \frac{N}{L^2} \int_0^\infty dE \ \Phi^c(E) P^c(E) \sigma^c(E) K_i^c(E)$$
(3.9)

opiera się na założeniu, że funkcja podcałkowa jest względnie stała w kolejnych przedziałach próbkowania. Oznacza to, że używane w obliczeniach komponenty prawie się nie zmieniają dla kolejnych przedziałów energii.

Ten algorytm jest dobry, jeśli:

- Żadne szczegóły nie są tracone tj. odstępy pomiędzy punktami próbkującymi są mniejsze niż rozdzielczość energii.
- Końce obszaru próbkowania dobrane są zgodnie z opisem z punktu 1.
- Oscylacje neutrin są powolne względem skali próbkowania.

W takim przypadku możemy zapisać:

$$n_{i}^{c} = \frac{N}{L^{2}} \sum_{j=1}^{N} dE \ \Phi^{c}(E_{j}) P^{c}(E_{j}) \sigma^{c}(E_{j}) K_{i}^{c}(E_{j}) \Delta E_{j}.$$
(3.10)

Zalety tego sposobu są oczywiste! Po pierwsze wszystkie czynniki zależne od parametrów oscylacji są liczone tylko raz dla wartości *E*, która znana jest z wyprzedzeniem. Dodatkowo prawdopodobieństwo może być wyliczane dla uprzednio znanej wartości energii, a to oznacza, że obliczanie amplitudy przejścia dla wszystkich kanałów może następować jednocześnie. Jest to bardzo dobra metoda, gdy ustalamy dużą liczbę punktów próbkowania. Główne założenie o (niezmienności) czynników wydaje się być niezmiernie ograniczające, ale w praktyce tak nie jest. Kiedy dokonujemy analizy danych wygenerowanych przez ten sam algorytm, błędy pomiędzy wysymulowanymi a dopasowanymi danymi redukują się. Przede wszystkim jest to bardzo prosty i zbieżny sposób całowania (zbliża się do rzeczywistego wyniku wraz ze zmniejszającym się krokiem próbkowania).

Algorytm ten nazywa się @type = 1. Obliczenie "jądra przedziału"  $K_i^c$  wykonywane jest przez GLoBESa. Za to funkcja rozdzielczości energetycznej  $R^c(E, E')$ wyrażona jest przez rozkład Gaussa:

$$R^{c}(E, E') = \frac{1}{\sigma(E)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-E')^{2}}{2\sigma^{2}(E)}},$$
(3.11)

gdzie  $\sigma(E)$  oznacza odchylenie standardowe pomiaru energii. Jest ono zdefiniowane jako "standardowe", czyli ma postać:

$$\sigma(E) = \alpha \cdot E + \beta \cdot \sqrt{E} + \gamma. \tag{3.12}$$

Wartości czynników  $\alpha, \beta, \gamma$  są podawane przez użytkownika.

Wiemy już, jakie dane wejściowe musi posiadać program, aby obliczył liczbę interesujących przypadków. Nie wiemy jednak, jak je podać.

# 3.4 Najważniejsze elementy języka AEDL

Celem języka AEDL jest opis złożonych eksperymentów (nawet wielu równocześnie), stosując ograniczoną liczbę parametrów. Pozwala to na zmianę ustawień symulacji bez konieczności zmiany struktury danych wejściowych. Dzięki temu wykorzystuje się uniwersalne metody obliczania liczby rejestrowanych w detektorze zdarzeń oraz  $\chi^2$ . Zdefiniowane eksperymenty zapisane są w pliku tekstowym (z rozszerzeniem \*.glb) przy użyciu składni AEDL. Aby symulacja została prawidłowo wykonana, muszą zostać określone następujące elementy: wiązka (ang. flux), przekrój czynny (ang. cross section), kanał (ang. channel), energia (ang. energy) i reguła (ang. rule) oraz wartości zmiennych dotyczących detektora (ang. detector) i bazy pomiarowej (ang. baseline).

Prześledźmy strukturę pliku NuFact2.glb, zawierającego opis jednej z wersji fabryki neutrin[33].

Pierwsza linijka (każdego) eksperymentu musi być postaci: !% GLoBES

Następnie definiujemy wiązkę neutrin, którą będziemy używać:

```
/* beam */
flux(# nu_plus)<
@builtin = 1
@parent_energy = 50.0
@stored_muons = 5.33e+20
@time = 8.0
>
```

W ten sposób, korzystając z "wbudowanej" w program wiązki neutrin @builtin = 1, stworzyliśmy własną o nazwie "#nu\_plus". Istnieją dwa rodzaje wbudowanych wiązek neutrin i dla nich program automatycznie oblicza widmo energii. Pierwsza (@builtin = 1) odpowiada rozpadowi mionów dodatnich  $\mu^+$ ,

$$\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_e,$$
 (3.13)

a druga (**@builtin = 2**) mionów ujemnych  $\mu^-$ 

$$\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$
 (3.14)

Energia rodziców neutrin, czyli mionów, została ustalona na 50 GeV. Zakładamy, że będzie zachodzić 5.33e+20 rozpadów mionów na rok. Oraz, że takie źródło będzie dostępne przez 8 lat.

Opiszmy teraz prosty detektor o masie 50.0 [kton]:

```
/*detector*/
$target_mass = 50.0
$bins = 20
$emin = 4.0
$emax = 50.0
```

W tym miejscu została też określona największa i najmniejsza energia oraz liczba przedziałów energii.

Następnie podajemy przekrój czynny:

```
/*cross section */
cross($ \sharp $CC)<
@cross_file= "XCC.dat"
>
```

Komenda **cross** informuje kompilator, że zaczyna się środowisko przekroju czynnego. Wskazujemy, że przekrój czynny zawarty w pliku **XCC.dat** będzie się nazywać "#CC", co pozwoli na późniejsze wskazanie typu oddziaływania. GLoBES spodziewa się danych podanych w formie:

```
log_{10}E \quad \hat{\sigma_{\nu_e}} \quad \hat{\sigma_{\nu_{\mu}}} \quad \hat{\sigma_{\nu_{\tau}}} \quad \hat{\sigma_{\bar{\nu}_e}} \quad \hat{\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}}} \quad \hat{\sigma_{\bar{\nu}_{\tau}}}
gdzie \hat{\sigma}(E) = \sigma(E)/E \ [10^{-38} cm^2/GeV^2]
```

W symulacjach fabryk neutrin wykorzystywane są dwa przekroje czynne: całkowity przekrój czynny dla wymiany prądów naładowanych (rysunek nr 3.4)oraz całkowity przekrój czynny dla wymiany prądów neutralnych "XNC.dat" (rysunek nr 3.5).

Poniżej pokazane są oba rozkłady przekrojów czynnych w funkcji energii[31] [32]:



Oddziaływanie poprzez prądy naładowane

Rysunek 3.4: Całkowity przekrój czynny dla wymiany prądów naładowanych.



#### Oddziaływanie poprzez prądy neutralne

Rysunek 3.5: Całkowity przekrój czynny dla wymiany prądów neutralnych.

Oscylacje neutrin zależą od długości bazy pomiarowej oraz od gęstości materii. Bardzo istotne jest dokładne określenie tych parametrów.

```
/* baseline */
$profiletyp = 3
$densitytab = {3.5}
$lengthtab = {3000.0}
```

Istnieją 3 profile gęstości materii [34]. Tabela nr 3.2 zawiera możliwe profile gęstości materii.

profile typ	$dodatkowe \ zmienne$	opis typu
1	\$ baseline	zakładamy, że na całej długości \$baseline
		mamy do czynienia ze stałą gęstością
2	\$ base line, \$ density steps	całą długość bazy dzielimy na
		określoną liczbę równoodległych
		kroków i dla każdego wyliczamy
		średnią wartość gęstości
3	\$ length tab, \$ density steps	wymieniamy grubości warstw
		i odpowiednio podajemy ich gęstości

Tablica 3.2: Możliwe profile gęstości materii dostępne w GLoBESie.

W naszym przykładzie od źródła do detektora neutrina pokonują jednolitą warstwę 3000.0 km o średniej gęstość  $3.5g/cm^3$ .

Kolejnym elementem, który musimy zdefiniować jest funkcja rozdzielczości energetycznej:

```
/* energy resolution */
energy(#MINOS)<
@type = 1
@sigma_e = {0.15, 0.0, 0.0}
>
```

Określiliśmy funkcję o nazwie #MINOS, która używa algorytmu pierwszego typu, czyli najprostszego i najszybszego, już zadanego wzorami (3.11) oraz (3.12). W zmiennej  $\texttt{Osigma_e}$  podaliśmy kolejno współczynniki:  $\alpha, \beta \ i \ \gamma$ .

Mamy teraz wszystkie elementy, aby stworzyć odpowiednie kanały dla fabryki neutrin. Kanały to etap pośredni pomiędzy fizyką oscylacji neutrin, daną przez prawdopodobieństwo oscylacji  $P_{\alpha\to\beta}$ , a obserwowanym w detektorze sygnałem i tłem. Rysunek nr 3.6 ilustruje ogólną koncepcję kanału.

Kanały opisują drogę od początkowego zapachu neutrin w źródle do rejestracji zdarzeń w detektorze dla zdefiniowanego typu oddziaływania (IT) i końcowego zapachu ( $\beta$ ). Dlatego kanał zawiera opis początkowego neutrina, znak CP ( $\nu \setminus \bar{\nu}$ ), zapach zarejestrowanego neutrina, wpływ przekroju czynnego dla wybranego typu oddziaływania oraz funkcję rozdzielczości energetycznej.



Rysunek 3.6: Ogólna koncepcja kanałów.

Jak już pisałam w pierwszym rozdziale, w fabrykach neutrin wiązka składa się z pary  $\nu_{\mu}\bar{\nu}_{e}$  lub z pary  $\bar{\nu}_{\mu}\nu_{e}$ . W celu wyznaczenia kąta mieszania  $\theta_{13}$  i fazy łamania CP  $\delta_{CP}$  badać się będzie przede wszystkim oscylacje  $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{e}$ . Najłatwiejszą eksperymentalnie sygnaturę takiej oscylacji będzie obecność dwu mionów przeciwnych znaków: jeden z oddziaływania typu CC  $\nu_{\mu}$  ( $\bar{\nu}_{\mu}$ ) z wiązki, a drugiego z oddziaływania typu CC  $\bar{\nu}_{\mu}$  ( $\nu_{\mu}$ ) pochodzącego z oscylacji  $\bar{\nu}_{e}$  ( $\nu_{e}$ ) z wiązki. W związku z tym w fabrykach neutrin szczególnie interesują nas dwa rodzaje kanałów: "pojawianie się neutrin (antyneutrin) mionowych  $\nu_{\mu}$ " i "zanikanie neutrin (antyneutrin) mionowych  $\nu_{\mu}$ ". Tłem dla takich sygnałów są: część neutrin (wszystkich zapachów) oddziałujących przez prądy neutralne (NC) oraz pewien procent neutrin o błędnie zidentyfikowanym ładunku (oddziałujące przez prądy naładowane CC). W związku z tym chcemy zdefiniować następujące kanały:

- "pojawianie się neutrin mionowych"#nu\_mu\_appearance  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$
- "pojawianie się anty-neutrin mionowych" **#nu\_mu\_bar\_appearance**  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$
- "zanikanie anty-neutrin mionowych"  $#nu_mu_bar_disappearance \bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}$
- "zanikanie neutrin mionowych"  $\texttt{#nu_mu_disappearance} \ \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$
- "neutrina oddziałujące przez wymianę prądów neutralnych"  $\#\texttt{nu_NC_bckg}$   $\nu_\mu \to \nu_x$
- "pojawianie się antyneutrin mionowych" **#nu\_bar\_NC\_bckg**  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{x}$

Przykładowo dla #nu\_mu\_appearance i #nu\_NC\_bckg robimy to tak:

```
/* channels */
```

```
>
```

Tworząc kanał, najpierw podajemy nazwę wiązki, która będzie dostępna w eksperymencie (**#one**/**#two**). Drugi element może być postaci + lub -, co odpowiednio oznacza, czy będziemy mieli co czynienia z neutrinami  $\nu_x$  (+), czy antyneutrinami  $\bar{\nu}_x$  (-). Trzecia i czwarta pozycja określa zapach neutrina początkowego i końcowego. Następnie podajemy nazwę przekroju czynnego na detekcję neutrin oraz funkcję rozdzielczości energetycznej. Definiując kanały, podajemy także **@post\_smearing\_efficiencies**, czyli "wydajności po rozmyciu". (Zauważmy: liczbę przedziałów ustaliliśmy na 20, dlatego tyle też musimy podać wydajności.) Polecenie **NOSC\_** oznacza wyłączenie oscylacji.

Tworzenie kanałów to jeszcze nie koniec definiowania eksperymentu! Ostatnim etapem jest łączenie kanałów w reguły.

#### 3.4.1 Reguły i uwzględnienie błędów systematycznych

Wyznaczenie reguł (*rules*) eksperymentu jest ostatecznym połączeniem etapu obliczania liczby rejestrowanych w detektorze przypadków z analizą statystyczną. Informacje zawarte w regułach precyzują, jak liczone jest  $\chi^2$  na podstawie podanych kanałów i szacowanych błędów pomiarowych. Rysunek nr 3.7 ilustruje ogólną koncepcję reguł

Dlatego reguły składają się zasadniczo z dwóch części. Pierwsza opisuje, jak liczby



Rysunek 3.7: Ogólna koncepcja reguł.

zdarzeń (rejestrowanych w detektorze) dla sygnału i tła są komponowane z uprzednio zdefiniowanych kanałów. Druga część uściśla, jakie błędy systematyczne są brane pod uwagę oraz jakie są ich wartości. Każda reguła prowadzi do wartości  $\Delta\chi^2$ . Suma wartości  $\Delta\chi^2$  z poszczególnych reguł stanowi  $\Delta\chi^2$  dla całego eksperymentu. Wewnątrz każdej reguły, liczby zdarzeń są dodawane, a ich systematyka jest rozpatrywana niezależnie dla każdej reguły. Bardzo dogodne jest, aby łączyć kanały dla różnych rodzajów oscylacji i typów oddziaływania w jedną logiczną konstrukcję, jaką jest reguła.

Dla każdej reguły liczba neutrin przypadających na *i*-ty przedział energii i wchodzących w skład sygnału (*signal event rate*) może być kombinacją więcej niż jednego kanału:

$$s_i = \alpha_{c_{s1}} \cdot n^{c_{s1}} + \alpha_{c_{s2}} \cdot n^{c_{s2}} + \dots$$
(3.15)

Gdzie:  $\alpha$  to ogólne czynniki normalizacyjne, nazywane też wydajnościami po rozmyciu energii, wynikającymi z własności detektora. Generalnie przy tworzeniu sygnału reguły ma sens użycie tylko jednego kanału. Z kolei liczba neutrin przypadająca na przedział energii  $b_i$  wchodzący w skład tła (*background event rate*) jest kombinacją jednego lub więcej kanałów:

$$b_i = \beta_{c_{b1}} \cdot n^{c_{b1}} + \beta_{c_{b2}} \cdot n^{c_{b2}} + \dots$$
(3.16)

Czynniki normalizacyjne  $\beta$  mają często specjalne znaczenie, np<br/> mogą odpowiadać procentowi błędnie zidentyfikowanych zdarzeń na skutek z<br/>łej identyfikacji zapachu lub na skutek pomylenia neutrina z antyneutrinem.

W celu uwzględnienia błędów systematycznych wykorzystywana jest tak zwana metoda "pull method" [35]. Polega ona na wprowadzeniu K dodatkowych parametrów, z których każdy opisuje wpływ określonego błędu systematycznego na liczbę obserwowanych zdarzeń. Te dodatkowe parametry dają dodatkowe przyczynki do funkcji  $\chi^2$ . Minimalizacja tak uzyskanej funkcji  $\chi^2$  względem tych dodatkowych parametrów prowadzi do wyznaczenia  $\chi^2_{pull}(\lambda)$ , gdzie  $\lambda$  oznacza zestaw określonych parametrów oscylacji. Zaleta tej metody polega na tym, że przy niewielkiej liczbie źródeł błędów systematycznych K (zwykle cztery) i większej liczbie punktów pomiarowych N (zwykle dwadzieścia) jest ona znacznie szybsza niż klasyczna metoda polegająca na obracaniu macierzy  $N \times N$ .

Przy zastosowaniu tej metody normalizacja sygnału (i analogicznie tła) wyraża się bardzo prosto:

$$s_i(a) = a \cdot s_i, \tag{3.17}$$

gdzie a jest dodatkowym parametrem.

W GLoBSie istnieją dwa rodzaje parametryzacji błędu kalibracji energii. W fabrykach neutrin używana jest tzw. "metoda T", która na następującą postać (zarówno dla sygnału jak i dla tła):

$$s_i(a,b) \equiv s_i(a) + b \cdot s_i E'_i / (E'_{max} - E'_{min})), \qquad (3.18)$$

gdzie b jest kolejnym dodatkowym parametrem.  $E'_{max}$  i  $E'_{min}$  to wartości wyznaczone przez **\$emin** i **\$emax**.  $E'_i$  oznacza zrekonstruowaną energię *i*-tego przedziału energii. Ten sposób traktowania normalizacji prowadzi do liniowej deformacji widma energii.

Całkowita liczba zdarzeń  $x_i$  w *i*-tym przedziale energii jest więc funkcją czterech zmiennych:

$$x_i(a, b, c, d) = s_i(a, b) + b_i(c, d).$$
(3.19)

gdzie zmienne a, b, c i d oznaczają:

a - normalizację sygnału

b - przesunięcie sygnału

c - normalizację tła

d - przesunięcie tła

Jedna z reguł ustalona w symulacji fabryki neutrin ma postać:

```
rule(#Nu_Mu_Disappearance)<</pre>
```

```
@signal =
                       0.450#nu_mu_disappearance
                     0.001 : 0.0001
@signalerror =
@background =
                          10#nu_NC_bckg
@backgrounderror =
                              2e-06 : 0.0001
                              1e-05 : 0
@backgroundcenter =
                         0
@errordim_sys_on =
@errordim_sys_off =
                         2
                          4 : 50
@energy_window =
```

**©sinnal** odpowiada sygnałowi w eksperymencie. Używamy wcześniej już zdefiniowanego kanału **#appearance** przemnożonego przez stałą całkowitą wydajność 0.45. (Wartości "wydajności" obliczone są metodami MC.)

Zmienne @signallerror oraz @backgrounderror mają dwie komponenty: normalizację : przesunięcie. Zmienna @background określa skład tła dla interesującej wiązki. W tym uproszczonym przypadku jest to kanał #disappearance przemnożony przez ułamek  $1.0e^{05}$ , czyli neutrina mionowe ze źle zidentyfikowanym ładunkiem. Kolejna zmienna @backgroundcenter pozwala przeskalować jednocześnie cały układ tła, stworzonego z poszczególnych komponentów. Jest bardzo przydatna, gdy tło sygnału składa się z więcej niż jednego elementu, w przeciwnym razie zazwyczaj jest równa 1. Wybór parametrów @errordim\_sys\_X decyduje o tym, jak potraktowane zostaną systematyczne błędy[30]. Z kolei "@energy\_window" wyznacza ostateczny przedział energii rejestrowanych neutrin, jakie będziemy brać pod uwagę (od 4.0 GeV do 50.0GeV).

W GLoBESie całkowita liczba zdarzeń jest proporcjonalna do: Masa detektora  $[kt/t] \times czas trwania eksperymentu [lata] \times energia źródła [MW/GW] \times przydatne rozpady mionów [lata<sup>-1</sup>]$ 

# 3.5 Zmiany parametrów oscylacji

AEDL jest potężnym narzędziem do opisywania różnorodnych eksperymentów. Ten rozdział zawiera opis dodatkowych poleceń umożliwiających uzyskanie danych z różnych etapów tworzenia eksperymentów.

Pakiet GLoBES zawiera program globes (jego komponenty są instalowane wraz z wszystkimi bibliotekami). Argumentem polecenia globes jest nazwa pliku zawierającego eksperyment z rozszerzeniem .glb. Podając taką komendę na podstawie reguł (*rule level*) wyliczona zostanie całkowita liczba rejestrowanych przez detektor zdarzeń. Pełny opis eksperymentu jest brany pod uwagę: wszystkie wydajności, tła , efekty rozmycia (związane z rekonstrukcją energii), itd. czyli uzyskujemy te dane, które wykorzystywane są później do liczenia  $\chi^2$ . Możemy zażądać wypisania pełnego widma energii, czyli liczby neutrin w każdym przedziale energii. Służy do tego polecenie:

globes -s NuFact2.glb

Spektralne wartości są wypisywane w postaci tabeli, gdzie pierwsza kolumna zawsze zawiera centralne wartości energii kolejnych przedziałów.

Zamiast liczby wszystkich neutrin obserwowanych w detektorze (szacowanej na podstawie reguł), możemy sprawdzić, jaka jest liczba neutrin w kolejno definiowanych kanałach (*channal level*). Służy do tego opcja -c.

GLoBES umożliwia także zaniedbanie poszczególnych efektów detektora. Odpowiednie polecenia i ich opisy przedstawione są w tabeli nr 3.3:

-f	Wyłączenie efektów po rozmyciu energii
	$(the \ post-smearing \ efficiencies)^3$
-g	Wyłączenie tła po rozmyciu energii
	$(the\ post-smearing\ backgrounds$
-b	Wyłącznie funkcji rozdzielczości energetycznej
	(energy resolution function) - pozwala zobaczyć
	liczbę neutrin w wiązce przed rozmyciem

Tablica 3.3: Polecenia związane z wyłączeniem efektów detektora i ich opis.

Wszystkie komendy (o ile się nie wykluczają) można łączyć.

Wpisując:

#### globes -c -b -g -f NuFact2.glb

otrzymuje się tzw "surowe" liczby zdarzeń, będące wynikiem złożenia strumienia neutrin, prawdopodobieństwa oscylacji i przekroju czynnego na określone oddziaływanie neutrin. Nie uwzględniają one żadnych efektów aparaturowych.

Jako domyślne parametry oscylacji GLoBES używa poniższych wartości:

$sin^2 2\theta_{12} = 0.8$	$\Delta m_{21}^2 = 7 \cdot 10^{-5} eV$	2
$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$	$\Delta m_{31}^2 = 3 \cdot 10^{-3} eV$	2
$sin^2 2\theta_{23} = 1.0$	$\delta = 0$ .	

Oczywiście istnieje możliwość zmiany tych parametrów! Wywołując stworzony eksperyment, należy dodatkowo użyć polecenia -p. Uruchomienie symulacji wygląda wówczas tak:

#### globes -p.'0.8, 0.1, 1.0, 0, 0.00007, 0.003' NuFact2.glb

gdzie liczby w '', oddzielone przecinkami odpowiadają wartościom kolejnych parametrów oscylacji:  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta, \Delta m._{21}^2, \Delta m._{31}^2$ 

Ponadto jest możliwe wyłączenie oscylacji poleceniem -N lub ich włączenie -O.

# Rozdział 4

# Symulacje oscylacji neutrin przy pomocy GLoBESa

# 4.1 Badanie oscylacji neutrin z wykorzystaniem fabryk neutrin

Po zapoznaniu się z funkcjonowaniem programu GLoBES oraz z jego możliwościami, przejdziemy do prezentacji symulacji. Przypomnijmy, że prawdopodobieństwo oscylacji neutrin pomiędzy trzema zapachami wymaga formalizmu z sześcioma parametrami:  $\Delta m_{31}^2 \ (\approx \Delta m_{32}^2), \ \Delta m_{21}^2, \ \theta_{12}, \ \theta_{23}, \ \theta_{13}$  i  $\delta_{CP}$ . Wartości pierwszych czterech parametrów są stosunkowo dobrze znane (wzory: 1.28, 1.29, 1.30, 1.31). Dla wartości  $\theta_{13}$  znana jest jedynie górna granica 8<sup>0</sup>, a o wartości fazy  $\delta_{CP}$  nic nie wiemy. Ponadto, nie wiadomo jaka jest hierarchia mas, czyli czy  $\Delta m_{23} < 0$  czy  $\Delta m_{23} > 0$  (rysunek 1.4).

Neutrina w fabrykach neutrin jak wiemy powstają z rozpadów przyspieszonych mionów (równanie 1.52). Co ważne liczba produkowanych neutrin elektronowych (antyneutrin elektronowych) jest równa liczbie antyneutrin mionowych (antyneutrin mionowych). Widmo energii neutrin danego zapachu jest precyzyjnie znane, ponieważ scharakteryzowane jest całkowicie przez kinematykę rozpadów mionów. Jedynym parametrem, który można zmieniać jest energia mionów. Zazwyczaj rozważa się energię mionów z przedziału od 10 do 50.

Z poprzedniego rozdziału wiadomo, że definiując eksperyment możemy zmieniać energię mionów E, jak i odległość detektora od źródła neutrin L tak, aby najlepiej dostosować je do pomiaru parametrów oscylacji neutrin.

•  $\theta_{13} = 1^0$  lub  $\theta_{13} = 8^0$  (na wykresach oznaczone: th13)

funkcji L dla różnych wartości parametrów:

- $\delta_{CP} = 0$  brak łamania symetrii CP,  $\delta_{CP} = \pi/2$  maksymalne łamanie symetrii CP oraz  $\delta_{CP} = \pi/4$  (na wykresach oznaczone: CP=0, pi/2, pi/4)
- $\Delta m_{31} = 0.00258 \ MeV$  dla normalnej hierarchii mas oraz  $\Delta m_{31} = -0.0025 \ MeV$  dla odwróconej hierarchii mas (na wykresach oznaczone: "+"dla normalnej hierarchii, "-"dla odwróconej hierarchii).
- dwóch wartości energii mionów  $E = 10 \ GeV$  oraz  $E = 50 \ GeV$ . (na wykresach oznaczone: E=10, 50 ~GeV )

Dla pozostałych parametrów oscylacji przyjmuję następujące stałe wartości:

- $\Delta m_{21}^2 = 0.00008 \ MeV$
- $\theta_{23} = 45^0$  czyli  $\theta_{23} = \pi/4$
- $\theta_{12} = 31.72^0 \ (sin^2 2\theta_{12} = 0.8)$

Powróćmy jeszcze do kwestii możliwych kanałów oscylacji w fabrykach neutrin. Rysunki 4.1 oraz 4.2 przedstawiają zestawienie kanałów oscylacyjnych w przypadku pierwotnej wiązki neutrin pochodzącej z rozpadów mionów dodatnich i ujemnych:

$$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + v_{e} + v_{\mu} \qquad (anty_m->anty_e) \\ \downarrow V_{e} \quad (anty_m->anty_e) \\ \downarrow V_{\mu} \quad (anty_m->anty_m), zanikanie \\ V_{e} \quad (e->e), zanikanie \quad V_{e} \\ \downarrow V_{\mu} \quad (e->m) \\ \downarrow V_{\tau} \quad (e->t) \end{cases}$$

Rysunek 4.1: Kanały oscylacji neutrin powstałych w fabrykach neutrin z rozpadu mionów dodatnich [7].

Rysunek 4.2: Kanały oscylacji neutrin powstałych w fabrykach neutrin z rozpadu mionów ujemnych.

W prowadzonej analizie używałam następującej konwencji nazw:

- "kanał elektronowy", czyli badaniu możliwych oscylacji  $\nu_e$  (pochodzących z  $\mu^+$ ) oraz  $\bar{\nu}_e$  (pochodzących z  $\mu^-$ )
- "kanał mionowy", czyli jednoczesnym badaniu możliwych oscylacji  $\bar{\nu}_{\mu}$  (pochodzących z  $\mu^+$ ) oraz  $\nu_{\mu}$  (pochodzących z  $\mu^-$ )
- "złoty kanał"  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu ~({\rm z}~\mu^+)$
- "srebrny kanał"  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau ~({\rm z}~\mu^+)$

Przedstawione symulacje przeprowadzone były w ten sposób, że podczas obliczania liczby neutrin uwzględniane były: rozproszenie strumienia neutrin, prawdopodobieństwa oscylacji neutrin i przekrój czynny na oddziaływanie neutrin poprzez prądy naładowane (patrz rysunek 3.4). Nie uwzględniają one żadnych efektów aparaturowych. Przewidziany czas trwania symulowanego eksperymentu wynosi 4 lata, a liczbą rozpadów mionów szacuje się na 10.66e + 20.

Przeprowadzane symulacje oscylacji neutrin wytworzonych w fabrykach neutrin mają ogromne znaczenie przy planowaniu nowych eksperymentów. Ich analiza jest ważna z punktu widzenia przyszłych fabryk neutrin (generacja wiązek neutrin). Będzie mieć też istotny wpływ na wybór rodzaju detektora oraz ustalenie jego położenia względem źródła neutrin.

# 4.2 Badanie oscylacji neutrin pochodzących z rozpadów $\mu$

#### 4.2.1 Badanie kanału elektronowego

Na rysunku 4.3 przedstawione są kanały zaniku neutrin (antyneutrin) elektronowych (liczba neutrin, która nie zmieniła zapachu) oraz kanały pojawienia się neutrin (antyneutrin) mionowych i taonowych w materii dla wartości parametrów:  $\theta_{13} = 8^0$  i  $E = 50 \ GeV$  przy założeniu braku łamania symetrii CP oraz normalnej hierarchii mas. Rysunek 4.4 przedstawia te same oscylacje, jednak w próżni.

W przypadku oscylacji neutrin w materii widoczne jest charakterystyczne minimum liczby antyneutrin mionowych i taonowych w odległości około 7000 km od źródła neutrin. Detektor ustawiony w tej odległości najlepiej zmierzy efekt masowy, jeśli będą do dyspozycji wiązki zarówno z  $\mu^+$  jak i  $\mu^-$ . Efekt nie jest widoczny dla neutrin mionowych i taonowych, co wynika z faktu, że neutrina i antyneutrina inaczej oscylują w materii. Na obu rysunkach wyraźnie zauważalne jest, że krzywe oscylacji antyneutrin za każdym razem znajdują się poniżej krzywych oscylacji neutrin. Powodem tego jest mniejszy przekrój czynny na oddziaływanie antyneutrin niż neutrin (patrz rysunek 3.4). Na rysunku 4.5 podobnie jak na ry-



Rysunek 4.3: Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w legendzie w funkcji odległości L (w materii).

sunku 4.3 przedstawiono kanały pojawiania się neutrin mionowych i taonowych dla tych samych parametrów. Jednak zamiast kanału zanikania neutrin (antyneutrin) elektronowych przedstawione zostały liczby neutrin elektronowych, które przeoscylowały w inne (fioletowa krzywa). Dzięki takiemu zestawieniu kanałów z łatwością można sprawdzić, że pojawiające się neutrina (antyneutrina) mionowe i taonowe sumują się do liczby brakujących neutrin (antyneutrin) elektronowych. Oznacza to, że brakujące neutrina (antyneutrina) elektronowe przeoscylowały w neutrina (antyneutrina) mionowe i taonowe. Mniejsza liczba pojawiających się neutrin taonowych niż mionowych wynika z mniejszej wartości prawdopodobieństwa przejścia  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$ .



Rysunek 4.4: Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w legendzie w funkcji odległości L (w próżni).



Rysunek 4.5: Rozkłady liczb pojawiających się neutrin $\nu_\mu$ i $\nu_\tau$ oraz liczby zanikających neutrin $\nu_e$ w funkcji odległości L.

#### 4.2.2 Badanie kanału mionowego

Podobnie jak dla kanału elektronowego, dla wartości parametrów:  $\theta_{13} = 8^0$  i  $E = 50 \ GeV$  przy założeniu braku łamania symetrii CP oraz normalnej hierarchii mas przedstawione zostały wyniki symulacji dla zaniku neutrin (antyneutrin) mionowych i dla pojawienia się neutrin (antyneutrin) elektronowych i taonowych. Na rysunku 4.6 przedstawione zostały oscylacje w materii, a na rysunku 4.7 w próżni.

Wyraźnie widać wpływ materii na oscylacje powstałych antyneutrin elektronowych, co wynika z faktu innego oddziaływania tych neutrin z materią. W przeciwieństwie do kanału elektronowego nie ma charakterystycznego minimum oscylacji dla powstałych antyneutrin taonowych, które przeoscylowały z  $\bar{\nu_{\mu}}$ , gdyż te nie oddziałują w sposób wyróżniony z materią (porównaj rysunek 4.6 z rysunkiem 4.3). Podobnie jak w przypadku kanału elektronowego, krzywe oscylacji antyneutrin za każdym razem znajdują się poniżej krzywych oscylacji neutrin, co wiąże się z mniejszym przekrojem czynnym na oddziaływania neutrin.

Ponadto, wyraźnie widoczny jest dominujący wpływ oscylacji  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  i  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{\tau}$  (niebieskie krzywe) nad oscylacjami  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  i  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{e}$  (czerwone krzywe), co jest zgodne z obserwacjami doświadczalnymi.



Rysunek 4.6: Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w legendzie w funkcji odległości L (w materii).



Rysunek 4.7: Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w legendzie w funkcji odległości L (w próżni).

# 4.3 Analiza oscylacji neutrin dla "złotego kanału" $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$

W tym podrozdziale zostaną zaprezentowane symulacje, których celem jest zobrazowanie wpływu zmiany parametrów takich jak  $\theta_{13}$ ,  $\delta_{CP}$ ,  $E_{\mu}$  oraz  $\Delta m_{31}$ (czyli rozważanie normalnej lub odwróconej hierarchii mas) na oscylacje neutrin. Poniższa analiza sporządzona jest dla złotego kanału, czyli przejść  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ .

### 4.3.1 Porównanie oscylacji dla "złotego kanału" w próżni i w materii

W poprzednim rozdziale przedstawiona została różnica pomiędzy oscylacjami w próżni i w materii. Poniższe wykresy obrazują efekt masowy dla złotego kanału  $(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e})$ .

Symulacje zostały przeprowadzone dla dwóch wartości  $\theta_{13}$ . Rysunek 4.8 przedstawia oscylacje przy założeniu  $\theta_{13} = 1^0$ , a rysunek 4.9 -  $\theta_{13} = 8^0$ . W obu przypadkach energia mionów wynosiła  $E = 50 \ GeV$ . Dodatkowo uwzględniona została możliwość występowania maksymalnego łamania symetrii CP ( $\delta_{CP} = \pi/2$ ) lub jej zachowania ( $\delta_{CP} = 0$ ).

Wpływ materii na oscylacje  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$  jest bardzo widoczny. Można zauważyć, że dla mniejszego kąta  $\theta_{13}$  uwydatniają się rozbieżności pomiędzy wykresami dla tej samej gęstości ( $\rho = 0$  lub  $\rho = 3.5 \ g/cm^{3}$ ) spowodowane różną fazą  $\delta_{CP}$ .

Pomiar fazy  $\delta_{CP}$  przy założeniu  $\theta_{13} = 1^0$  będzie możliwy wówczas, gdy detektor umieścimy w odległości mniejszej niż około 3000 km od źródła neutrin. Zależność od fazy obserwujemy też dla odległości L > 10000 km.

## 4.3.2 Badanie oscylacji neutrin w funkcji parametru L dla wybranych wartości $E_{\mu}$ i fazy $\delta_{CP}$

Od tego momentu wszystkie prezentowane symulacje w tym podrozdziale będą uwzględniały efekty masowe, czyli rozważane będę oscylacje neutrin w materii dla  $\rho = 3.5g/cm^3$ .

Rysunki 4.10 - 4.13 przedstawiają zależność liczby neutrin w funkcji odległości *L* dla energii mionów  $E = 10 \ GeV$  i  $E = 50 \ GeV$  oraz dla wartości fazy łamania symetrii CP:  $\delta_{CP} = 0$  i  $\delta_{CP} = \pi/2$ . Dwa pozostałe parametry,  $\theta_{13}$  oraz hierarchia mas, były ustalone. W rozkładach przedstawionych na rysunkach 4.10 i 4.11 przyjęto wartość  $\theta_{13} = 1^0$ , z kolei na rysunkach 4.12 i 4.13  $\theta_{13} = 8^0$ . Normalna hierarchia mas została założona dla rozkładów na rysunkach 4.10 i 4.12, odwrócona hierarchia zaś dla rozkładów na rysunkach 4.11 i 4.13.

Analizując przestawione rozkłady można stwierdzić, że zarówno dla normalnej jak i odwróconej hierarchii mas zmiana energii mionów nie wpływa wyraźnie na



Rysunek 4.8: Porównanie oscylacji dla złotego kanału w próżni i materii dla  $\theta_{13} = 1^0$ .

zmianę liczby przypadków oscylacji. Dla małych odległości L znów widoczna jest różnica liczby przypadków w zależności od  $\delta_{CP}$  dla  $\theta_{13} = 1^0$  dla obu hierarchii mas. Rozkłady są niemal nierozróżnialne dla wartości  $\theta_{13} = 8^0$ , zwłaszcza dla normalnej hierarchii mas.

## 4.3.3 Badanie wpływu hierarchii mas i wartości fazy $\delta_{CP}$ na wyniki symulacji oscylacji neutrin

Rozkłady dla ustalonej energii mionów 50 GeV oraz wartości kata  $\theta_{13} = 1^0$  (lub 8<sup>0</sup>) przy założeniu różnych wartości fazy  $\delta_{CP}$  i hierarchii mas zostały porównane na rysunkach 4.14 i 4.15.

Okazuje się, że hierarchia mas ma bardzo duży wpływ na liczbę przypadków oscylacji. Dla  $\theta_{13} = 8^0$  w przypadku normalnej hierarchii mas widzimy stosunkowo niewielką różnicę ze względu na  $\delta_{CP}$ . Umożliwia to rozróżnienie przypadków dla różnych hierarchii mas dla odległości L powyżej 1500 km ze względu na duże różnice w liczbie obserwowanych neutrin. Z kolei dla  $\theta_{13} = 1^0$  wygenerowane



Złoty kanał E=50 GeV th13=8st

Rysunek 4.9: Porównanie oscylacji dla złotego kanału w próżni i materii dla  $\theta_{13} = 8^0$ .

rozkłady silnie zależą od założonej wartości fazy  $\delta_{CP}$ . Badanie hierarchii mas okazałoby się dużo prostsze, gdyby wartość  $\theta_{13}$  była bliska obecnie znanej górnej granicy tej wielkości (8<sup>0</sup>).

Dla przypomnienia, normalna hierarchia mas oznaczona jest "+", a odwrócona "\_".

# 4.3.4 Badanie wpływu wartości kąta $\theta_{13}$ i hierarchii mas na oscylacje neutrin

Dla ustalonych wartości  $E = 50 \ GeV$  oraz  $\delta_{CP} = \pi/2$  generowane były przypadki oscylacji dla wartości  $\theta_{13} = 1^0$  i  $\theta_{13} = 8^0$  oraz dla obu hierarchii mas w funkcji odległości L. Wszystkie rozkłady zostały zestawione na rysunku 4.16.

Dla odwróconej hierarchii mas w odległości L około 9000 km obserwujemy minimum w oscylacjach bez względu na wartość  $\theta_{13}$ .

Na bardzo małych odległościach poniżej 1000 km niemal nie rozróżniamy wykresów dla różnych hierarchii mas. Krzywe odpowiadające przypadkom dla tych


Rysunek 4.10: Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13} = 1^0$  przy założeniu normalnej hierarchii mas.

samych wartości  $\theta_{13}$  pokrywają się bez względu na przyjętą hierarchię mas. Można również zauważyć, że bez względu na hierarchie mas większa liczba neutrin przeoscyluje przy założeniu wartości  $\theta_{13} = 8^0$ .



Rysunek 4.11: Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13} = 1^0$  przy założeniu odwróconej hierarchii mas.



Rysunek 4.12: Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13} = 8^0$  przy założeniu normalnej hierarchii mas.



Rysunek 4.13: Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13}=8^0$  przy założeniu odwróconej hierarchii mas.



Rysunek 4.14: Analiza oscylacji neutrin dla złotego kanału w zależności od możliwej hierarchii dla  $\theta_{13}=1^0.$ 



Rysunek 4.15: Analiza oscylacji neutrin dla złotego kanału w zależności od możliwej hierarchii dla  $\theta_{13}=8^0.$ 



Rysunek 4.16: Rozkłady liczby neutrin dla różnych hierarchii mas oraz wartości $\theta_{13}\,$ dla złotego kanału.

#### 4.4 Analiza oscylacji neutrin dla "srebrnego kanału" $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$

W tym podrozdziale analizowane są oscylacje neutrin dla "srebrnego kanału", czyli dla przejść  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$ . Celem zaprezentowanych symulacji jest zobrazowanie wpływu zmiany parametrów  $\theta_{13}$ ,  $\delta_{CP}$ ,  $E_{\mu}$  oraz  $\Delta m_{31}$  (czyli hierarchii mas) na oscylacje neutrin.

#### 4.4.1 Porównanie oscylacji dla "srebrnego kanału"w próżni i w materii

Symulacje zostały przeprowadzone dla dwóch wartości  $\theta_{13}$ . Rysunek 4.17 przedstawia oscylacje przy założeniu  $\theta_{13} = 1^0$ , a rysunek 4.18 -  $\theta_{13} = 8^0$ . Dodatkowo uwzględniona została możliwość występowania maksymalnego łamania symetrii CP ( $\delta_{CP} = \pi/2$ ) lub jej zachowania ( $\delta_{CP} = 0$ ). W obu przypadkach energia mionów wynosiła E = 50 GeV.

Wpływ materii jest mniej znaczący niż w przypadku "złotego kanału" (patrz rysunki 4.8 i 4.9 ). Mniejsza wartość  $\theta_{13}$  (1<sup>0</sup>) uwydatnia rozbieżności spowodowane różnymi  $\delta_{CP}$ , zwłaszcza na małych odległościach od źródła neutrin. Większa wartość  $\theta_{13}$  (8<sup>0</sup>) powoduje, że efekt masowy zaczyna dominować nad łamaniem symetrii CP (wpływem zmian  $\delta_{CP}$ ). Przy założeniu  $\theta_{13} = 1^0$  dla odległości mniejszych niż 4500 km można wyznaczyć wartość  $\delta_{CP}$  zarówno dla oscylacji w materii jak i próżni.

# 4.4.2 Badanie oscylacji w funkcji parametru L dla wybranych wartości $E_{\mu}$ i fazy $\delta_{CP}$

Od tego momentu wszystkie prezentowane symulacje w tym podrozdziale będą uwzględniały efekty masowe, czyli rozważane będę oscylacje neutrin w materii (o  $\rho = 3.5g/cm^3$ ). Symulacje przeprowadzane były dla ustalonej wartości  $\theta_{13}$  jak i hierarchii mas przy jednoczesnej zmianie wartości energii mionów (z których powstają neutrina elektronowe)  $E = 10 \ GeV$  i  $E = 50 \ GeV$  oraz dla różnych wartości fazy  $\delta_{CP} = 0$  i  $\delta_{CP} = \pi/2$ . Prezentowane wykresy przedstawiają zależność liczby przypadków neutrin w funkcji odległości L. W rozkładach przedstawionych na rysunkach 4.19 i 4.20 ustalona została wartość  $\theta_{13} = 1^0$ , z kolei na rysunkach 4.21 i 4.22 -  $\theta_{13} = 8^0$ . Normalna hierarchia mas została założona w przypadkach przedstawionych na rysunkach 4.19 i 4.21, odwrócona hierarchia zaś na rysunkach 4.20 i 4.22.

Podobnie jak dla złotego kanału, zmiana energii mionów (w zakresie 10 - 50 GeV) nie ma dużego wpływu na przebieg oscylacji neutrin bez względu na  $\delta_{CP}$  i wybór hierarchii mas. Krzywe dla tych samych  $\delta_{CP}$  niemal się pokrywają. Znów



Rysunek 4.17: Porównanie oscylacji dla srebrnego kanału w próżni i materii dla  $\theta_{13} = 1^0$ .

można zauważyć, że dla  $\theta_{13} = 1^0$  wpływ zmiany  $\delta_{CP}$  na oscylacje neutrin jest stosunkowo większy niż dla  $\theta_{13} = 8^0$ .

Dla wartości  $\theta_{13} = 1^0$  obserwujemy dużo mniejszą liczbę przypadków neutrin, które przeoscylowały (w porównaniu z rozkładami dla  $\theta_{13} = 8^0$ ). Przy założeniu normalnej hierarchii mas ze względu na małą liczbę rejestrowanych przypadków neutrin nie będziemy w stanie wyznaczyć wartość  $\delta_{CP}$ , pomimo silnej zależności od  $\delta_{CP}$ . W przypadku odwróconej hierarchii mas ustalenie wartości  $\delta_{CP}$  będzie utrudnione, również ze względu na niską statystykę rejestrowanych neutrin.

#### 4.4.3 Badanie wpływu hierarchii mas i wartości $\delta_{CP}$ na wyniki symulacji oscylacji neutrin

Wykresy na rysunkach 4.23 i 4.24 pozwalają porównać przypadki oscylacji neutrin w funkcji parametru L dla obydwu hierarchii mas oraz różnych wartości  $\delta_{CP}$ przy jednoczesnym ustaleniu energii mionów  $E = 50 \ GeV$  oraz wartości kąta  $\theta_{13}$ .

Jeśli założymy, że kąt  $\theta_{13}$  będzie wynosił 1<sup>0</sup>, pomiar hierarchii mas będzie



Rysunek 4.18: Porównanie oscylacji dla srebrnego kanału w próżni i materii dla  $\theta_{13} = 8^0$ .

utrudniony, ze względu na rozbieżności przypadków spowodowane różną  $\delta_{CP}$ , jeżeli wcześniej nic nie będziemy wiedzieli o fazie  $\delta_{CP}$ . Wyznaczenie hierarchii mas byłoby możliwe na stosunkowo niewielkich odległościach L (L < 1000km) dla  $\delta_{CP} = 0$ , ponieważ wówczas wybór hierarchii mas ma ogromny wpływ na liczbę neutrin. Jeśli jednak  $\delta_{CP} = \pi/2$ , dla małych wartości nie jest rozróżnialna.

Zakładając, że wartość  $\theta_{13}$  wynosi 8<sup>0</sup>, dla normalnej hierarchii mas liczba generowanych neutrin nie zależy od wartości  $\delta_{CP}$  dla odległości: L > 8000 km, a w przypadku odwróconej hierarchii mas już dla L > 4000 km. Mniejsze rozbieżności spowodowane różnymi wartościami  $\delta_{CP}$  powodują, że możliwe byłoby wyznaczenie prawidłowej hierarchii mas już dla L powyżej 2000 km.

## 4.4.4 Badanie wpływu wartości kąta $\theta_{13}$ i hierarchii mas na oscylacje

Generowane były przypadki oscylacji dla różnych wartości  $\theta_{13} = 1^0$  i  $\theta_{13} = 8^0$ oraz dla obu hierarchii mas przy jednoczesnym ustaleniu wartości  $E = 50 \ GeV$ 



Rysunek 4.19: Zależność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13} = 1^0$  przy założeniu normalnej hierarchii mas.

oraz $\delta_{CP}=\pi/2~$ . Wszystkie rozkłady oscylacji $\nu_e\to\nu_\tau$ w funkcji Lzostały zestawione na rysunku 4.25.

Dla bardzo małych odległości liczba oscylacji neutrin zależy wyłącznie od wartości kąta  $\theta_{13}$  ( $L < 500 \ km$ ). Krzywe odpowiadające rozkładom dla tych samych wartości  $\theta_{13}$  pokrywają się bez względu na przyjętą hierarchię mas. Zatem dla  $L < 500 \ km$  ten kanał oscylacji nie jest czuły na hierarchię mas. Można również zauważyć, że bez względu na hierarchie mas większa liczba neutrin będzie oscylowała przy założeniu większej wartości  $\theta_{13}$ . Dodatkowo przypadki generowane przy założeniu odwróconej hierarchii bardziej oddają oscylacyjny charakter przejść  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$ . Równocześnie widać jak wielki wpływ na te oscylacje ma wartość  $\theta_{13}$ .



Rysunek 4.20: Zależność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13} = 1^0$  przy założeniu odwróconej hierarchii mas.



Rysunek 4.21: Zależność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13}=8^0$  przy założeniu normalnej hierarchii mas.



Rysunek 4.22: Zależność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla  $\theta_{13} = 8^0$  przy założeniu odwróconej hierarchii mas.



Rysunek 4.23: Analiza oscylacji neutrin dla srebrnego kanału w zależności od możliwej hierarchii mas dla  $\theta_{13} = 1^0$ .



Rysunek 4.24: Analiza oscylacji neutrin dla srebrnego kanału w zależności od możliwej hierarchii mas dla  $\theta_{13}=8^0.$ 



Rysunek 4.25: Rozkłady liczby neutrin dla różnych hierarchii mas oraz wartości $\theta_{13}\,$ dla złotego kanału

### 4.5 Propagacja wiązki

Program GLoBES posiada opcję, dzięki której można badać widmo energetyczne wiązki (dowolnie wybranych neutrin lub antyneutrin). Możemy zatem zobrazować korelacje pomiędzy liczbą neutrin, które przeoscylowały w danym kanale oscylacji a ich energią w funkcji parametru L. Wykresy 4.26 i 4.27 przedstawiają widmo wiązki pojawiających się  $\nu_{\mu}$  (które przeoscylowały z  $\nu_{e}$ ) w funkcji odległości od źródła L [km]. Wykresy 4.28 i 4.29 przedstawiają widmo wiązki pojawiających się  $\nu_{\tau}$  (które przeoscylowały z  $\nu_{e}$ ) w funkcji odległości od źródła L [km]. Jednocześnie wykresy obrazują, w jaki sposób oscylacje zależą od energii neutrin dla "złotego"i "srebrnego kanału". Dla wszystkich symulacji została określona jednakowa wartość energii mionów  $E = 50 \ GeV$ , fazy CP  $\delta_{CP} = 0$  oraz założono normalną hierarchię mas.

W rozkładach użyłam dolnej wartość  $E_{\nu} = 4 \ GeV$ . To ograniczenie wiąże się z możliwościami przyszłego detektora. Detektor musi być w stanie identyfikować ładunek cząstek. Najczęściej jako przyszły detektor dla fabryk neutrin rozpatruje się magnetyczny kalorymetr z żelaza. Aby zidentyfikować znak mionów, niezbędne jest aby, określić cięcie energetyczne na poziomie  $E_{\nu} = 4 \ GeV$ . z tego powodu nie brałam pod uwagę neutrin o energii mniejszej niż 4 GeV..



Rysunek 4.26: Widmo energetyczne dla złotego kanału przy założeniu  $\theta_{13}=1^0$ w funkcji parametru L.



Rysunek 4.27: Widmo energetyczne dla złotego kanału przy założeni<br/>u $\theta_{13}=8^0~$ w funkcji parametru L.



Rysunek 4.28: Widmo energetyczne dla srebrnego kanału przy założeniu  $\theta_{13}=1^0$ w funkcji parametru L.



Rysunek 4.29: Widmo energetyczne dla srebrnego kanału przy założeniu  $\theta_{13}=8^0$ w funkcji parametru L.

#### 4.6 Wyznaczenie hierarchii mas

Na rysunkach 4.30, 4.31, 4.32 i 4.33 przedstawione są stosunki liczby antyneutrin mionowych ( $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}$ ) do liczby neutrin mionowych ( $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}$ ). Przyjmijmy oznaczenie:

$$F = \frac{N_{\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu}}{N_{\nu_e \to \nu_\mu}}.$$
(4.1)

Każdy z czterech wymienionych rysunków odpowiada innej kombinacji energii  $E_{\mu}$  i kąta  $\theta_{13}$ . Ponadto w każdej prezentacji porównano rozkłady dla dwóch różnych hierarchii mas i trzech różnych wartości fazy  $\delta_{CP}$ .

Po zaimplementowaniu do GLoBESa wartości  $\theta_{13} = 8^0$  niezależnie od zadanej  $E_{\mu}$  (10 czy 50 GeV) obliczone stosunki liczbowe neutrin, F w funkcji parametru L dla dwóch różnych wartości  $\delta_{CP}$ , układają się w dwa wyraźne rozgałęzienia. Jedno z nich odpowiada  $\Delta m^2 > 0$ , a drugie  $\Delta m^2 < 0$  (patrz rysunki 4.31 i 4.33). A zatem gdyby doświadczalna wartość  $\theta_{13}$  była bliska 8<sup>0</sup> fabryki neutrin z detektorami ustawionymi w odległości co najmniej 2000 km i dalej potrafiłyby wskazać właściwą hierarchię mas.

Gdyby jednak okazało się,że wartość  $\theta_{13}$  jest znacznie mniejsza od 8<sup>0</sup> (patrz na rozkłady wygenerowane dla  $\theta_{13} = 1^0$  przedstawione na rysunkach 4.30 i 4.32) wówczas detektory ustawione w odległości mniejszej od 7000 km nie mają szans na wyznaczenie znaku  $\Delta m^2$ . Zatem generalnie detektory z dużą bazą pomiarową mają zdecydowanie większe możliwości bez względu na wartość  $\theta_{13}$  na wskazanie właściwej hierarchii mas.

Pragnę również przy okazji prezentowanych w tym podrozdziale rozkładów zwrócić uwagę na tzw. magiczną odległość  $L_{magic}$ . Przypomnijmy, że jest to dystans dla którego  $sin^2(\hat{A}\Delta) = 0$  we wzorze na prawdopodobieństwo  $P_{\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu}$  (wzór 1.37). W magicznej odległości przeżywa tylko pierwszy człon rozważanego wzoru, wówczas prawdopodobieństwo  $P_{\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu}$  nie zależy dłużej od wartości i błędów parametrów:  $\delta$ ,  $\alpha$  i  $sin2\theta_{12}$ . Możliwy jest wówczas "czysty pomiar"  $sin^22\theta_{13}$  oraz znaku  $\Delta m_{31}^2$ .

Dla oscylacji badanych przy założeniu wartości kąta  $\theta_{13} = 8^0$ ,  $L_{magic} = 9700 km$ . A dla  $\theta_{13} = 1^0$ ,  $L_{magic}$  wynosi 9500km.

Zgodnie z przewidywaniami wartość  $L_{magic}$  nie zależy od energii mionów (energii neutrin). Przypomnijmy:

$$sin^{2}(\hat{A}\Delta) = 0 \Leftrightarrow \hat{A}\Delta = 2\pi,$$
  
$$\hat{A} = \pm \frac{2VE_{\nu}}{\Delta m_{31}^{2}}, \Delta = \frac{\Delta m_{31}^{2}L}{4E_{\nu}} \Rightarrow \hat{A}\Delta = \frac{LV}{2},$$
  
$$V = \sqrt{2}G_{F}n_{e}.$$



Rysunek 4.30: badanieCP-10-1



Rysunek 4.31: badanieCP-10-8



Rysunek 4.32: badanieCP-50-1



Rysunek 4.33: badanieCP-50-8

### Podsumowanie

Badanie symulacji oscylacji w przyszłych fabrykach neutrin dało mi okazję zapoznania się z fascynującą dziedziną fizyki, jaką są badania neutrin. W ramach wykonania tego zadania prześledziłam przewidywania teoretyczne, dotyczące oscylacji neutrin, efektów masowych oraz efektów łamania symetrii CP przez neutrina.

Nauczyłam się obsługi, użytecznego programu do symulacji eksperymentów neutrinowych z długą bazą pomiarową, jakim jest GLoBES. Pozwoliło mi to na dokładne poznanie uniwersalnego języka AEDL, w którym możliwe jest konstruowanie licznych eksperymentów. Przedstawiona praca wykonana została w oparciu o dane wygenerowane przy pomocy tego programu. Dodatkowo zaznajomiłam się ze składnią i możliwościami interpretowanego języka programowania jakim jest Perl. Uchodzi on za archetypiczny język skryptowy.

Przeprowadzone przeze mnie symulacje obrazują wpływ materii na oscylacje nutrin. Podkreślony został wyraźnie inny charakter oscylacji  $\bar{\nu}_e \ (\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_x)$ , który wynika z innego oddziaływania tych neutrin z materią. Dodatkowo porównując liczbę oscylacji neutrin dla złotego i srebrnego kanału zauważyłam, że zmiana energia mionów nie ma dużego wpływu na oscylacje.

Niezmiernie interesujące okazało się przeanalizowanie wpływu zmian wartości kąta  $\theta_{13}$  na efekt łamania sypetrii CP przez neutrina. Można wyciągnąć wniosek, że dla wartości  $\theta_{13}$  bliskich ustalonej górnej granicy ( $\approx 8^{0}$ ) rozbieżności spowodowane różną fazą  $\delta_{CP}$  są stosunkowo mniejsze niż dla wartości kąta bliskiej 1<sup>0</sup>. W ostniej części pracy zaprezentowałam przykładowe scenariusze poszukiwania hierarchii mas w zależności od różnej wartości kąta  $\theta_{13}$  oraz energii mionów  $E_{\mu}$ .

Moje symulacje pokazują, że dokładna znajomości wartości  $\theta_{13}$  ułatwi wyznaczenie odpowiedniej odległości detektora od źródła neutrin, w której możliwe będzie wyznaczenie prawdziwej hierarchii mas. Ponieważ informacje uzyskane z analizy zaprezentowanych zależności są niezmiernie interesujące, warto dołożyć starań, aby precyzyjnie zmierzyć różnice oscylacji neutrin wynikające z zmiany wartości parametrów. Podziękowania

## Spis rysunków

1.1	Dwa stany zapachowe neutrin $\nu_{\alpha}$ i $\nu_{\beta}$ są liniowymi kombinacjami stanów masowych $\mu_{\alpha}$ i $\mu_{\beta}$ [7]	11
1.2	Zależność prawdopodobieństwa $P_{\nu_{\alpha} \to \nu_{\beta}}$ od odległości $L$ dla trzech	11
	różnych $\Delta m^2 = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1} eV^2$ przy energii neutrina $E_{\nu} = 20 GeV$ oraz maksymalnym kącie mieszania $\theta = 45^0, \ldots, \ldots, \ldots$	13
1.3	Stany zapachowe neutrin $\nu_{\mu}$ , $\nu_{e}$ i $\nu_{\tau}$ są liniowymi kombinacjami stanów mosowych w w i w [0]	14
1.4	Stanow masowych $\nu_1$ , $\nu_2$ i $\nu_3$ [9]	14 $17$
1.5	Prawdopodobieństwo oscylacji dla neutrin $\nu$ i antyneutrin $\bar{\nu}$ w funkcji odległości [9]	20
0.1		20
2.1 2.2	Projekt przyszłej fabryki neutrin w CERNie [17].	25 26
2.3	Projekt obrotowej tarczy w kształcie pierścienia opracowany przez	
2.4	UK Nuetrino Factory Collaboration [21]	28
25	utrzymywane w obszarze, gdzie następuje rotacja fazy [14]	30
$2.5 \\ 2.6$	Idea chłodzenia jonizacyjnego [14]	31
	$[22]. \ldots \ldots$	32
2.7	Koncepcja fabryk neutrin zaproponowana w Fermi National Accelerator Laboratory [26].	34
2.8	Rozwój eksperymentów z długą bazą pomiarową [27]	37
3.1	Moduły GLoBESa	38
3.2	Etapy, w których GLoBES dokonuje rekonstrukcji energii.	43
э.э 3.4	Całkowity przekrój czynny dla wymiany pradów naładowanych.	44 48
3.5	Całkowity przekrój czynny dla wymiany prądów neutralnych	48
3.6	Ogólna koncepcja kanałów.	50

Ogólna koncepcja reguł.	52
Kanały oscylacji neutrin powstałych w fabrykach neutrin z rozpadu mionów dodatnich [7].	59
Kanały oscylacji neutrin powstałych w fabrykach neutrin z rozpadu mionów ujemnych.	59
Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w legendzie w funkcji odległości L (w materii).	61
Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w legendzie w funkcji odległości L (w próżni),	62
Rozkłady liczb pojawiających się neutrin $\nu_{\mu}$ i $\nu_{\tau}$ oraz liczby zanika- jacych neutrin $\nu_{\nu}$ w funkcji odległości L	63
Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w logondzie w funkcji odlogłości I. (w materiji)	64
Rozkłady liczb neutrin dla przejść oscylacyjnych wymienionych w	04
legendzie w funkcji odlegiosci L (w prozni)	00
Porownanie oscylacji dla złotego kanału w prozni i materii dla $\theta_{13} = 1^{\circ}$ .	67
Porównanie oscylacji dla złotego kanału w prózni i materii dla $\theta_{13} = 8^{\circ}$ .	68
Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i	
fazy łamania CP dla $\theta_{13} = 1^{\circ}$ przy założeniu normalnej hierarchii	
mas	69
Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i	
fazy łamania CP dla $\theta_{13} = 1^0$ przy założeniu odwróconej hierarchii	
mas	70
Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów i fazy łamania CP dla $\theta_{13} = 8^0$ przy założeniu normalnej hierarchii	
mas	71
Zależność oscylacji neutrin dla złotego kanału od energii mionów	
i fazy łamania CP dla $\theta_{13} = 8^0$ przy założeniu odwróconej hierarchii	
mas	72
Analiza oscylacji neutrin dla złotego kanału w zależności od możli-	
wej hierarchii dla $\theta_{13} = 1^0$ .	73
Analiza oscylacji neutrin dla złotego kanału w zależności od możli-	
wej hierarchii dla $\theta_{13} = 8^0$ .	74
Rozkłady liczby neutrin dla różnych hierarchii mas oraz wartości	
$\theta_{13}$ dla złotego kanału	75
Porównanie oscylacji dla srebrnego kanału w próżni i materii dla	
$\theta_{13} = 1^0 \dots \dots$	77
Porównanie oscylacji dla srebrnego kanału w próżni i materii dla	
$\theta_{13} = 8^0. \ldots \ldots$	78
	Ogolna koncepcja regul

96

4.19	Zależność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów	
	i fazy famania CP dla $\theta_{13} = 1^{\circ}$ przy założeniu normalnej hierarchii	70
4.00		79
4.20	Zalezność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów	
	i fazy łamania CP dla $\theta_{13} = 1^{\circ}$ przy założeniu odwróconej hierarchii	
	mas	80
4.21	Zalezność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów	
	i fazy famania CP dla $\theta_{13} = 8^{\circ}$ przy założeniu normalnej hierarchii	0.1
	mas	81
4.22	Zalezność oscylacji neutrin dla srebrnego kanału od energii mionów	
	i fazy famania CP dla $\theta_{13} = 8^{\circ}$ przy założeniu odwróconej hierarchii	0.0
4.00		82
4.23	Analiza oscylacji neutrin dla srebrnego kanału w zalezności od mozli-	0.0
	wej hierarchii mas dla $\theta_{13} = 1^{\circ}$ .	83
4.24	Analiza oscylacji neutrin dla srebrnego kanału w zalezności od mozli-	0.4
4.95	wej hierarchii mas dla $\theta_{13} = 8^{\circ}$ .	84
4.25	Rozkłady liczby neutrin dla różnych hierarchii mas oraz wartości	<u>م</u> ۳
1.00	$\theta_{13}$ dla złotego kanału	85
4.26	Widmo energetyczne dla złotego kanału przy założeniu $\theta_{13} = 1^{\circ}$ w	~ <del>-</del>
4.07	tunkcji parametru L	87
4.27	Widmo energetyczne dla złotego kanału przy założeniu $\theta_{13} = 8^{\circ}$ w	~ <del>-</del>
4.00	tunkcji parametru L	87
4.28	Widmo energetyczne dla srebrnego kanału przy założeniu $\theta_{13} = 1^{\circ}$	0.0
1.00	W funkcji parametru L	88
4.29	Widmo energetyczne dla srebrnego kanału przy założeniu $\theta_{13} = 8^{\circ}$	0.0
1.90	w funkcji parametru L	88
4.30		90
4.31	$badanie UP - 10 - 8 \dots \dots$	90
4.32		91
4.33	$Dadame \cup r - b \cup s + \dots +$	91

97

### Spis tablic

1.1	Elementarne fermiony	7
2.1	Porównanie parametrów pierścieni akumulacyjnych zaprojektowanych w Fermilab i CERNie [18]	36
3.1	Prototypy eksperymentów instalowane wraz z GLoBESem[30]	40
3.2	Możliwe profile gęstości materii dostępne w GLoBESie	49
3.3	Polecenia związane z wyłączeniem efektów detektora i ich opis	55

### Bibliografia

- [1] M. Mróz Krótka historia cząstki zwanej -NEUTRINO.
- [2] A. Zalewska *Eksperymenty neutrinowe*, PWN Aneks do *Encyklopedii fizyki* współczesnej.
- [3] s. Eidelman i inni, Phys. Rev. Lett., **B592**, (2004).
- [4] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett., 81, (1998), 1562-1567, [hep-ex/9807003].
- [5] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola and J. W. F. Valle, New J.Phys. 6,(2004), 122, [hep-ph/0405172].
- [6] SNO Collaboration. (Q. R. Ahmad i inny), Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001) oraz SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett., 89, 011301 (2002), [nucl-ex/0204008]
- [7] J. Kisiel Perspektywy akceleratorowej fizyki neutrin, 2005, [http://neutrino.fuw.edu.pl/public/seminarium/05-06-zima/].
- 8 http://iftia9.univ.gda.pl/~fizjks/kwarki/kwarki.html.
- [9] M. Apollonio i inni (CERN working group on oscillation physics at the Neutrino Factory), Neutrino oscillation physics with a neutrino factory, 2002 [hep-ph/0210192v1].
- [10] M. Maltoni, T. Schwetz, M. Tórtola, J. W. F. Valle, New J.Phys., 6, (2004), 122, [hep-ph/0405172 v4].
- [11] A. De Rújula, M. B. Gavela and P. Hernández, Nucl. Phys., B547, (1999), 21-38, [hep-ph/9811390].
- [12] P. Zucchelli **B532**, (2002), **166**.
- [13] J. Bouchez, M. Lindroos and M. Mezzetto, Beta-Beams: present design and expected performances, (2003), [hep-ex/0310059].

- [14] A. M. Sessler, Neutrino Factories: the Facility, submitted to Comments on Nuclear and Particle Physics, 15.08.2000.
- [15] K. Long, Neutrino Factory R & D, 2005, [physics/0510157].
- [16] S. Geer, Neutrino Factories: Realization & Physics Potential, International School Of Nuclear Physics, (27th Course), Neutrinos in Cosmology, in Astro, Particle and Nuclear Physics, ERICE-SICILY: 16 - 24 SEPTEMBER 2005.
- [17] P. Grubera, M. Aleksaa i inni, The study of a european neutrino factory complex, J.CERN/PS/2002-080 (PP) CERN-NUFACT 122
- [18] E. Keil, Neutrino Factories: Acceleration Facilities, CERN SL/2000-043 AP, CERN-NUFACT Note 33, 2000.
- [19] Study Grup for a Superconducting Proton Linac (SPL), http://project-spl.web.cern.ch/project-spl/.
- [20] B. M. Jaworski, A. A. Dietłaf, Fizyka Poradnik encyklopedyczny, PWN Warszawa 2002.
- [21] UK Neutrino Factory Collaboration, Neutrin factory target, http://hepunx.rl.ac.uk/uknf/wp3
- [22] The international Muon Ionization Cooling Experiment, (MICE) http://mice-overview.web.cern.ch/mice-overview/html/Layout.htm.
- [23] E. Keil, A.M. Sessler, Muon acceleration in FFAG rings, (2003), Neutrino Factory/Muon Collider.
- [24] C. Johnstone, S. Berg i inni, Longitudinal Dynamics in Linear Non-scaling FFAGs using High-frequency ( $\geq 100$  MHz) RF, FFAG03 KEK Tsukuba, Japan, 2003.
- [25] E. Keil, Muon Acceleration in FFAG Rings, Plenary ECFA/BENE meeting in CERN 24 May 2004.
- [26] J. Scott Berg, Longitudinal acceptance in linear non-scaling FFAGS, Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, 2005.
- [27] K. Long, UK Neutrino Factory collaboration, eutrino Factory Roadmap 2006, 2006.
- [28] P. Hubert, M. Lindner, and W. Winter, GLoBES (Global Baseline Experiment Simulator) software, http://www.ph.tum.de/~globes.

- [29] P. Hubert, M. Lindner, and W. Winter, Comput.Phys.Commun., D167 (2005), 195, hep-ph/0407333.
- [30] GLoBES manual (2004), http://www.ph.tum.de/~globes.
- [31] Messier, Mark D., Evidence for neutrino mass from observations of atmospheric neutrinos with Super-Kamiokande, UMI-99-23965.
- [32] E. A. Paschos and J. Y. Yu, Phys. Rev., D65, 033002, (2002), [hep-ph/0107261].
- [33] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter, Nucl. Phys. B645 (2002), [hep-ph/0204352].
- [34] F. D. Stacey, *Physics of the earth*, 2nd ed., Wiley, 1977.
- [35] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo, Phys. Rev. D66 (2002), 053010, [hep-ph/0206162].
- [36] P. Huber, M. Lindner, W. Winter, Nucl. Phys. B645, (2002), 3-48, hep-ph/0204352.