

Poszukiwanie sygnału neutrin taonowych w detektorze SuperKamiokande.

Paweł Przewłocki

26 marca 2002

Spis rzeczy

1	Wstęp	3
2	Neutrina atmosferyczne	3
2.1	Powstawanie	3
2.2	Obserwacje	4
2.2.1	Oddziaływanie neutrin w materii	4
2.2.2	Oddziaływania neutrin w wodzie	4
2.2.3	Zjawisko Czerenkowa	4
2.2.4	Eksperyment Kamiokande	5
2.2.5	Eksperyment IMB	5
3	Detektor SuperKamiokande	5
3.1	Opis detektora	5
3.2	Mechanizm detekcji	6
3.3	Analiza danych	7
4	Oscylacje neutrin	7
4.1	Mechanizm oscylacji	7
4.2	Odkrycie oscylacji	8
5	Symulacja	10
5.1	Wstęp	10
5.2	Generowane oddziaływania	10
5.3	Etapy symulacji	10
5.4	Symulacje atmosferyczna i taonowa	11
5.5	Procedura oscylacji	12
6	Symulacje Nuance i Neut	13
6.1	Opis porównania	13
6.2	Wnioski	14
6.2.1	Liczba pierścieni	14
6.2.2	Energia wchodzącego neutrina	16

7	Metody selekcji zdarzeń taonowych	18
7.1	Schemat ogólny	18
7.2	Metoda przyjęta w tej pracy	18
7.3	Schemat analizy	20
8	Analiza danych	20
8.1	Rozkłady zmiennych i wstępna selekcja	20
8.2	Analiza energetyczna	22
8.3	Wybór przedziałów	23
8.4	Kąt zenitalny	25
8.5	Dopasowanie i wyniki	27
9	Wnioski	31

1 Wstęp

Neutrino są nienaładowanymi leptonami, oddziaływującymi tylko słabo. Występują w dubletach z leptonami naładowanymi (e , μ , τ) - istnieją neutrino elektronowe (ν_e), mionowe (ν_μ), taonowe (ν_τ). Neutrino każdego zapachu ma swoją antycząstkę - odpowiednio antyneutrino ($\bar{\nu}_{e,\mu,\tau}$). W Modelu Standardowym leptony podlegają zasadzie zachowania liczb leptonowych - L_e , L_μ , L_τ równych +1 dla leptonów i -1 dla antyleptonów.

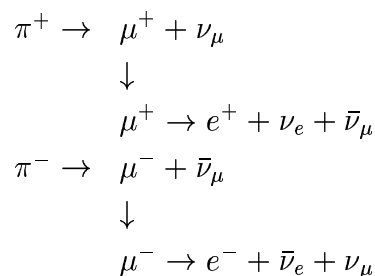
Istnieje wiele dowodów wskazujących na to, że zasada ta jest łamana i neutrino podlegają oscylacjom. Uzyskanie tych dowodów możliwe było dzięki obserwacjom neutrino atmosferycznych, tworzących się w atmosferze i możliwych do detekcji. Obserwowany deficyt wykrywanych neutrino mionowych jest interpretowany jako wynik ich oscylacji w inne neutrino; istnieje możliwość, że także w cząstki jeszcze nie znane. Stwierdzenie faktu istnienia wśród neutrino atmosferycznych składnika taonowego byłoby istotnym potwierdzeniem zachodzenia oscylacji neutrino mionowych w taonowe.

Niniejsza praca poświęcona jest analizie danych pochodzących z detektora SuperKamiokande pod kątem sprawdzenia istnienia w nich sygnału pochodzącego od neutrino taonowych.

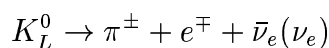
2 Neutrino atmosferyczne

2.1 Powstawanie

Neutrino atmosferyczne powstają jako efekt rozwijania się w atmosferze wielkich pęków atmosferycznych. Pierwotne promieniowanie kosmiczne, w postaci protonów, jąder żelaza i innych, wpadając w atmosferę ziemską, oddziałuje z jądrami atomów cząsteczek gazów składających się na powietrze i tworzy wtórne mezony, głównie piony i kaony. Neutrino atmosferyczne produkowane są głównie w rozpadach naładowanych pionów [1]:



W każdym z powyższych rozpadów powstaje dwa razy więcej (anty)neutrino mionowych niż (anty)neutrino elektronowych, można więc oczekiwać, że stosunek ν_μ/ν_e będzie wynosił 2. Jest tak w istocie dla niższych energii, rzędu 2 GeV; przy wyższych miony dolatują do powierzchni ziemi nie rozpadając się, co powoduje, iż składnik elektronowy zanika stopniowo wraz ze wzrostem energii. Głównymi kanałami rozpadu, w których neutrino elektronowe nie powstają z rozpadu mionów, są [1]:



$$K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$$

i są one głównym źródłem neutrin elektronowych przy dużych energiach.

2.2 Obserwacje

2.2.1 Oddziaływanie neutrin w materii

Przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią jest znikomy - typowe przekroje czynne dla oddziaływań słabych są o kilkanaście rzędów wielkości mniejsze niż dla oddziaływań silnych czy elektromagnetycznych [2]. Utrudnia to detekcję zdarzeń z udziałem neutrin. Aby częstość zdarzeń była zadowalająca, detektor musi mieć odpowiednio duże rozmiary.

Neutrino oddziaływa z materią (kwarkami i leptonami), wymieniając bozony pośredniczące oddziaływań słabych. Oddziaływania z udziałem W^\pm nazywamy oddziaływaniami z prądami naładowanymi (*charged current, CC*), np:

$$\nu_e + d \rightarrow e^- + u$$

natomiast oddziaływania z udziałem Z^0 to oddziaływania z prądami neutralnymi (*neutral current, NC*), np:

$$\nu_e + u \rightarrow \nu_e + u$$

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$$

Wiele detektorów używanych do rejestracji zdarzeń z udziałem neutrin atmosferycznych wykorzystuje zjawisko Czerenkowa. Są to najczęściej duże zbiorniki z wodą, umieszczone głęboko pod ziemią w celu zminimalizowania tła pochodzącego od promieni kosmicznych.

2.2.2 Oddziaływania neutrin w wodzie

Neutrino w wodzie rozpraszają się na elektronach i kwarkach w nukleonach jąder atomów cząsteczek wody. Przy energiach charakterystycznych dla neutrin atmosferycznych rozpraszanie na elektronach jest pomijalne.

W zależności od energii, neutrino oddziaływa z jądrem (quasi-)elastycznie bądź nieelastycznie. W wyniku oddziaływania powstaje lepton naładowany o zapachu takim jak zapach oddziaływującego neutrina (procesy typu CC) lub neutrino (NC) i, ewentualnie, hadrony. Te cząstki (lepton i hadrony, najczęściej cząstki π), jeśli mają odpowiednio duży pęd, są rejestrowane przez detektor.

2.2.3 Zjawisko Czerenkowa

Emisję światła Czerenkowa powodują naładowane cząstki, przechodzące przez ośrodek z prędkością przekraczającą prędkość światła w tymże ośrodku (w przypadku większości detektorów ośrodkiem tym jest woda). Emitowane światło tworzy stożek, którego osią symetrii jest tor cząstki. Kąt rozwarcia stożka można obliczyć ze wzoru $\cos \theta =$

$1/\beta n[2]$, gdzie θ - kąt rozwarcia stożka, β - prędkość cząstki naładowanej w jednostkach prędkości światła (dla cząstki relatywistycznej bliska 1), n - współczynnik załamania światła w ośrodku. Dla wody i cząstek obserwowanych w SuperKamiokanie kąt ten wynosi około 42 stopnie.

Zjawisko zachodzi, gdy cząstka naładowana ma odpowiedni pęd. Wartość progowa pędu wynosi 0.58 MeV/c dla elektronów, 120 MeV/c dla mionów, 153 MeV/c dla pionów.

Cząstki relatywistyczne emitują stałą liczbę fotonów na jednostkę długości toru. Jednocześnie tracą energię na jonizację ośrodka - strata ta wynosi około 2 MeV/cm i jej wielkość słabo zależy od energii cząstki. Dlatego liczba emitowanych fotonów jest proporcjonalna do energii cząstki (pod warunkiem, że cała emisja zajdzie wewnątrz detektora).

2.2.4 Eksperyment Kamiokande

Detektor Kamiokande znajdował się w kopalni Kamioka w Japonii. Detektor, będący cylindrycznym pojemnikiem zawierającym 3000 ton wody, został umieszczony ok. 1000 metrów pod ziemią. W ścianach detektora umieszczono fotopowielacze, w celu detekcji fotonów Czerenkowa. Eksperyment zbierał dane w latach 1983-96.

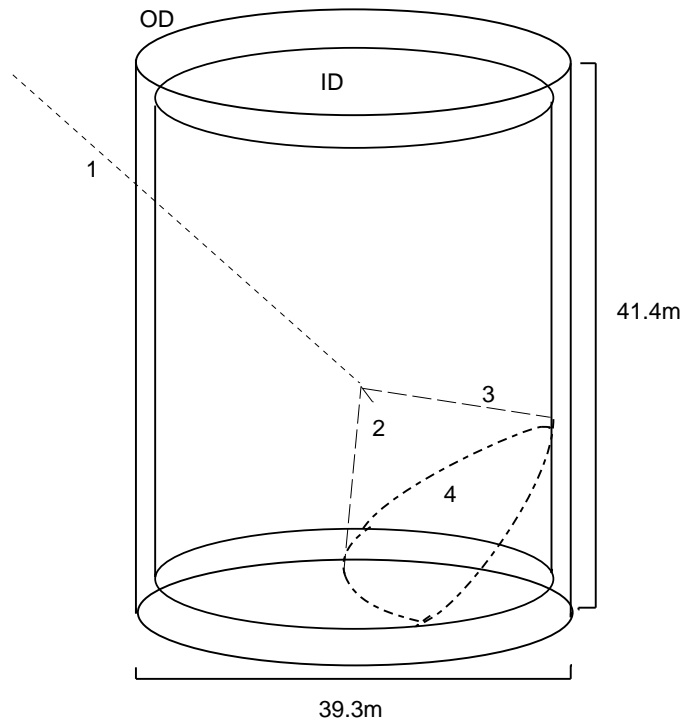
2.2.5 Eksperyment IMB

Eksperyment IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) był projektem amerykańskim i początkowo używano go do prób detekcji rozpadów protonu. Detektor miał kształt prostopadłościanu, z umieszczonymi w ścianach fotopowielaczami, i zawierał 8000 ton wody. Działał w latach 1982-91 i rejestrował też zdarzenia pochodzące od neutronów atmosferycznych. Zarówno Kamiokande jak i IMB zaobserwowały także wybuch supernowej w roku 1987.

3 Detektor SuperKamiokanie

3.1 Opis detektora

Detektor SuperKamiokanie (SuperK, SK; rys. 1), następca położonego w tym samym miejscu Kamiokande, jest największym na świecie wodnym detektorem opartym na efekcie Czerenkowa. Zawiera on 50 tys. ton wody, umieszczonych w cylindrycznym zbiorniku z nierdzewnej stali o wysokości 41.4 m i średnicy 39.3 m. Zbiornik podzielony jest na dwie części - zewnętrzną (*outer detector*, *OD*), służącą do wykrywania tła (mionów pochodzących z promieniowania kosmicznego), i wewnętrzną (*inner detector*, *ID*), służącą do właściwej detekcji oddziaływań neutronów. W ścianach detektora zamontowano fotopowielacze, które służą do detekcji światła Czerenkowa. W wypadku ID jest ich 11460, każdy o średnicy 20 cali (ok. 51cm).



Rysunek 1: Schemat detektora SuperKamiokande. OD - detektor zewnętrzny, ID - wewnętrzny. 1 - wchodzące neutrino, 2 - rozproszona cząstka naładowana, 3 - stożek czerenkowski, 4 - pierścienie rejestrowane przez fotopowielacze.

3.2 Mechanizm detekcji

Czerenkowskie światło rejestrują fotopowielacze umieszczone w ścianach. Zapis przypadku włączany jest przez tryger, który uruchamia się, gdy sumaryczny ładunek zdeponowany we wszystkich fotopowielaczach przekroczy ustaloną wartość w wyznaczonym przedziale czasu. Rezultatem zapisywanym do późniejszej analizy jest (dla każdego fotopowielacza) sumaryczny ładunek zarejestrowany przez fotopowielacz (proporcjonalny do liczby fotoelektronów wybitych przez fotony Czerenkowa) i czas przyścia pierwszego fotonu (liczony od uruchomienia trygera).

Każdy stożek czerenkowski pozostawia na ścianach detektora ślad w kształcie zbliżonym do pierścienia. Analiza danych z fotopowielaczy polega między innymi na znalezieniu owych pierścieni i zidentyfikowaniu cząstki, która je wygenerowała.

Pierścienie czerenkowskie możemy podzielić na dwa typy: elektronowy (*e-like*) i mionowy (*μ -like*). Pierścienie typu *e-like* pochodzą w przeważającej części od elektronów - ich brzegi są rozmyte, wskutek powstających podczas propagacji elektronu przez wodę kaskad elektromagnetycznych (pierścienie tego typu będą więc pozostawiać także wysokoenergetyczne kwanty γ z rozpadów π^0). Pierścienie *μ -like* mają ostry brzeg zewnętrzny i rozmyty wewnętrzny. Pochodzą głównie od mionów i pionów naładowanych.

3.3 Analiza danych

Przed dokonaniem analizy wykonuje się potrzebne selekcje danych - wyklucza się zdarzenia pochodzące od mionów kosmicznych przy wykorzystaniu danych z detektora zewnętrznego. Właściwa analiza polega na wyszukaniu pierścieni i rekonstrukcji przypadku: znalezieniu wierzchołka oddziaływania, wyznaczeniu typu każdego z pierścieni i jego energii a także całkowitej energii dla przypadku (wydedukowanej z liczby zarejestrowanych fotonów).

Tak przygotowane dane są zapisywane do bazy danych w formie tzw. ntupli, wygodnej do przeprowadzania dalszych analiz.

Przypadki generalnie podzielić można na dwa typy: częściowo zawarte w detektorze (*partially contained, PC*), czyli takie cząstki, które podczas emisji fotonów Czerenkowa wyszły poza detektor wewnętrzny (część fotonów Czerenkowa nie została zarejestrowana przez detektor), co uniemożliwia dokładną rekonstrukcję energii cząstki, oraz pozostałe - całkowicie zawarte, czyli te cząstki, które zatrzymały się wewnątrz detektora (*fully contained, FC*).

Aby wykluczyć tło powodowane przez aktywność otaczających detektor skał i zdarzenia pochodzące od mionów kosmicznych, stosuje się tzw. *fiducial cut*, tzn. odrzuca się przypadki o wierzchołkach oddziaływania odległych od ścian detektora o mniej niż 2 m. Zdefiniowana w ten sposób przestrzeń robocza detektora (*fiducial volume*) zawiera 22.5 tys. ton wody.

4 Oscylacje neutrin

4.1 Mechanizm oscylacji

Jeśli neutrina mają niezerową masę, zasada zachowania liczb leptonowych każdego zapachu jest łamana i możliwa jest zmiana zapachu. Zjawisko to nazywa się oscylacją neutrin.

W Modelu Standardowym neutrina są bezmasowymi cząstkami oddziaływującymi z materią słabo. Obiekty powstające w oddziaływaniach słabych nazywa się stanami własnymi zapachu; występuje neutrino elektronowe $|\nu_e\rangle$, mionowe $|\nu_\mu\rangle$ i taonowe $|\nu_\tau\rangle$. Jeśli założymy, iż przynajmniej jedno z neutrin ma masę i stany własne zapachu nie są stanami własnymi masy, oscylacje neutrin wynikają w naturalny sposób z ich propagacji w czasie i przestrzeni. Przyjmujemy wtedy, iż stany własne zapachu są pewną kombinacją stanów własnych masy:

$$|\nu_i\rangle = \sum_j A_{ij} |\nu_j\rangle \quad (1)$$

gdzie $i = e, \mu, \tau$, $j = 1, 2, 3$, A - macierz mieszania.

Dla uproszczenia dalsze rozważania będą prowadzone dla dwóch stanów własnych. Przy takim założeniu macierz mieszania jest macierzą obrotu opisywaną przez jeden parametr - kąt mieszania. Formułę 1 można więc zapisać następująco (x, y numerują stany własne zapachu, 1, 2 - stany własne masy) [2]:

$$|\nu_x\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (2)$$

$$|\nu_y\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \quad (3)$$

gdzie θ jest kątem mieszania. Ponieważ stany własne masy różnią się masą, zależne od czasu funkcje falowe stanów własnych będą mieć różną częstość. Ewolucja w czasie stanów własnych zapachu wygląda wtedy następująco:

$$|\nu_x(t)\rangle = \cos \theta e^{-\frac{iE_1 t}{\hbar}} |\nu_1(0)\rangle + \sin \theta e^{-\frac{iE_2 t}{\hbar}} |\nu_2(0)\rangle \quad (4)$$

$$|\nu_y(t)\rangle = -\sin \theta e^{-\frac{iE_1 t}{\hbar}} |\nu_1(0)\rangle + \cos \theta e^{-\frac{iE_2 t}{\hbar}} |\nu_2(0)\rangle \quad (5)$$

gdzie t - czas, E_i - energia odpowiedniego stanu własnego. Korzystając z powyższych równań można wyliczyć prawdopodobieństwo oscylacji ν_x w ν_y :

$$P(\nu_x \rightarrow \nu_y) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(E_1 - E_2)t}{2\hbar}\right) \quad (6)$$

Dla neutrin relatywistycznych przyjmujemy, iż m_i jest znacznie mniejsze od E_i , co prowadzi do następującego wyrażenia na energię (ponieważ rozważamy stany spójne w przestrzeni, ν_1 i ν_2 mają taki sam pęd):

$$E_i = p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (7)$$

Przyjmując odpowiednie jednostki używanych we wzorach wielkości ($(\frac{eV}{c^2})^2$, km , GeV dla, odpowiednio, δm^2 , L , E) i korzystając z 7, wzór 6 można zapisać w poniższy sposób:

$$P(\nu_x \rightarrow \nu_y) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \frac{\delta m^2 L}{E}\right) \quad (8)$$

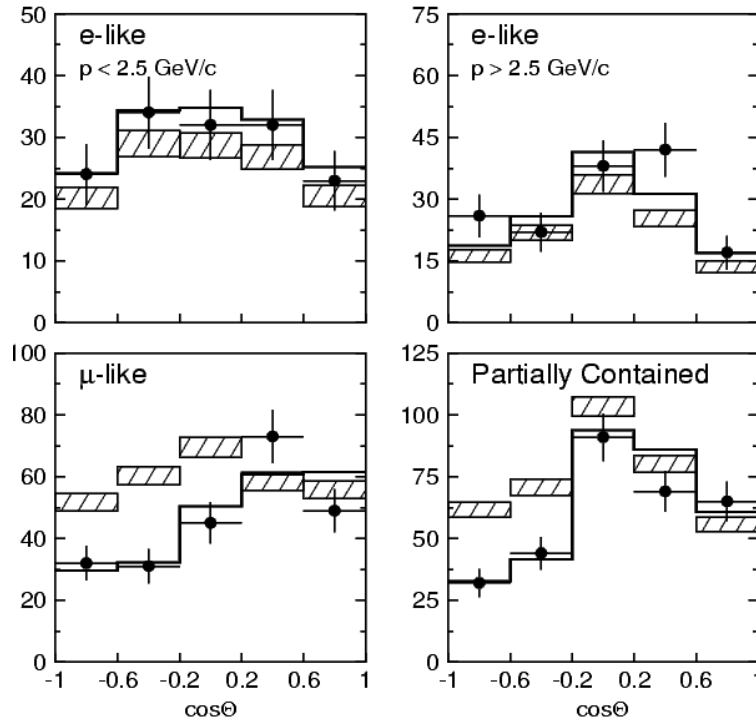
gdzie L - droga oscylacji (od źródła do detektora), E - energia neutrin. Parametry oscylacji δm^2 i $\sin 2\theta$ opisują nasilenie procesu oscylacji.

Powyżej opisany proces to tzw. oscylacje w próżni.

4.2 Odkrycie oscylacji

Oscylacje neutrin były przez dłuższy czas sugerowane jako rozwiązanie wielu problemów pojawiających się przy porównywaniu danych z eksperymentów neutrinowych z przewidywaniami teorii (deficyt obserwowanych neutrin zarówno przy eksperymentach wykrywających neutrina słoneczne jak i atmosferyczne). Jednak bezpośrednich dowodów na zachodzenie tego zjawiska dostarczył dopiero eksperyment SuperKamiokande [4].

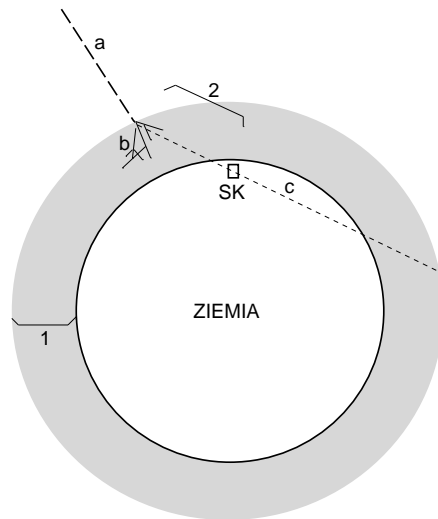
W analizie, prowadzącej do potwierdzenia występowania oscylacji, wykorzystano rozkłady kąta zenitalnego, czyli kąta pomiędzy kierunkiem cząstki w detektorze a jego osią. Rozpatrywano jednopierścieniowe zdarzenia $e - like$ i $\mu - like$. Stwierdzono, iż wśród zdarzeń typu mionowego występuje deficyt przypadków pochodzących z dołu detektora (tzn. takich, dla których wchodzące neutrina nadleciało z dołu); deficytu takiego nie zaobserwowano w przypadkach typu elektronowego (rys. 2). Stwierdzono, iż dane te najlepiej opisywane są przez symulację, w której uwzględniono oscylacje neutrin mionowych w neutrina taonowe bądź neutrina sterylne ν_s (hipotetyczna cząstka nie oddziałująca z otoczeniem, a więc niewykrywalna wprost). Dopasowane parametry oscylacji przy poziomie ufności 90% zawierały się w granicach: $1 > \sin^2 2\theta > 0.82$, $5 * 10^{-4} < \delta m^2 < 6 * 10^{-3} eV^2$ [4].



Rysunek 2: Rozkłady kątowe przypadków wykorzystane w analizie opisanej w tekście (według [4]). Dwa górne wykresy - przypadki typu e -like w dwóch różnych przedziałach pędu; wykresy dolne - przypadki typu μ -like, próbka FC (wykres lewy) i PC (prawy). Punkty z błędami oznaczają dane; zaznaczono także przewidywania symulacji bez uwzględnienia oscylacji (zakreskowane pola) i z uwzględnionymi oscylacjami ν_μ w ν_τ (linia ciągła).

Dzięki wystarczająco dużej statystyce wykluczono wszystkie hipotezy inne niż hipoteza takiej oscylacji (w szczególności odrzucono także hipotezy oscylacji $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$). Istnienie deficytu neutrino nadlatujących z dołu staje się zrozumiałe, gdy uwzględnimy fakt, iż przelatują one większy dystans niż neutrino nadlatujące z góry (przechodzą bowiem przez Ziemię). Sytuację tę schematycznie przedstawia rysunek 3. Im większy kąt pomiędzy osią detektora zwróconą w dół a kierunkiem lotu neutrino, tym większy dystans musi ono pokonać. Zmiana drogi oscylacji we wzorze 8 powoduje, że, w opisywanym przypadku (tzn. przy rozpatrywanych tu odległościach i energiach neutrino), prawdopodobieństwo oscylacji (a więc ubytku cząstek oscylujących) wzrośnie.

Dalsze analizy [5] pokazały, iż oscylacje w neutrino taonowe lepiej pasują do danych niż oscylacje w neutrino sterylne. Oscylacja tylko w neutrino sterylne może być z dużą pewnością wykluczona, jednak nie można odrzucić scenariusza, w którym występuje mieszana oscylacja (w oba rozważane tu rodzaje neutrino).



Rysunek 3: Schematyczne ukazanie toru lotu neutrina przez atmosferę ziemską. a - kosmiczne promieniowanie pierwotne, b - wielki pęk atmosferyczny, c - przykładowe neutrina przecinające detektor; 1 - wysokość na której powstają neutrina, 2 - długość toru lotu neutrina. Długość ta jest największa dla neutrin nadlatujących z dołu detektora.

5 Symulacja

5.1 Wstęp

Procesy przebiegające w detektorze mają charakter losowy. Nie można przewidzieć drogi konkretnego neutrina i oddziaływań jakim będzie ono poddane. Znając jednak parametry związane ze strumieniem neutrin i reakcjami, jakim podlegają w detektorze, możliwe jest skonstruowanie symulacji, tzw. Monte Carlo (MC), która dać będzie statystyczny opis zdarzeń rejestrowanych przez detektor.

5.2 Generowane oddziaływania

Uwzględniane są następujące typy oddziaływań neutrin z nukleonami (symulowane są zarówno reakcje typu CC jak i NC):

- rozpraszanie (quasi-)elastyczne
- rozpraszanie z produkcją rezonansów
- rozpraszanie głęboko nieelastyczne

5.3 Etapy symulacji

Każda symulacja składa się z etapów opisanych poniżej.

- Generacja oddziaływań neutrin
Znając strumień i rozkład energetyczny neutrin trafiających do detektora, losujemy konkretne neutrino, i, korzystając ze znanych przekrojów czynnych na procesy zachodzące z udziałem neutrin w wodzie, wybieramy oddziaływanie. Dla każdego przypadku oznacza to uzyskanie pędu neutrina, jądra na którym oddziałuje, typu oddziaływania jakie nastąpi.
- Generacja kinematyki przypadków
Na tym etapie obliczany jest każdy pojedynczy proces, z uwzględnieniem efektów jądrowych, rozpadów π^0 na cząstki γ , etc. Efektem jest lista wyprodukowanych w każdej reakcji cząstek wraz z ich pędami i energiami.
- Propagacja cząstek w wodzie
Do symulacji procesów zachodzących w wodzie używany jest program GEANT - rozwijana w CERNie aplikacja, służąca do symulacji propagacji cząstek w materii. Uwzględniane są oddziaływania pionów z jądrami tlenu i wodoru, ich rozpady, kaskady elektromagnetyczne, straty energii na promieniowanie hamowania.
- Symulacja detektora - propagacja światła Czerenkowa
Ten fragment symuluje emisję promieniowania Czerenkowa. Brana jest tu pod uwagę możliwość pochłaniania fotonów, rozpraszania (np. Rayleigha). Dokonuje się także symulacji działania fotopowielaczy, z uwzględnieniem odbić od szkła a także różnych prawdopodobieństw wybicia elektronu z fotokatody w zależności od częstości padającego światła. Wynikiem jest dla każdego fotopowielacza liczba fotoelektronów zarejestrowanych i czas przyścia pierwszego fotonu.
- Analiza danych
Ten i następny etap wykonywany jest analogicznie jak dla danych pochodzących bezpośrednio z detekcji (nie z symulacji), tzn. używając danych z fotopowielaczy dokonuje się odpowiednich selekcji i rekonstruuje przypadek.
- Generacja ntupli
Zapisanie danych do bazy, z uwzględnieniem dodatkowych informacji, które są dostępne tylko w MC (a które są poza zasięgiem gdy rozpatrujemy dane z detektora).

5.4 Symulacje atmosferyczna i taonowa

Analiza dokonywana w tej pracy wymaga dysponowania dwoma rodzajami symulacji: 'atmosferyczną' - zwykłą symulacją zdarzeń z udziałem neutrin atmosferycznych (ν_e, ν_μ), i 'taonową' - symulacją zdarzeń z udziałem tylko neutrin taonowych. Zdarzenia taonowe różnią się od atmosferycznych tylko w przypadku zdarzeń typu CC - produkowany wtedy lepton (taon) ma większą masę niż leptony produkowane w zdarzeniach z udziałem neutrin o innych zapachach. Obserwowane produkty rozpadu taonu w detektorze mogą pozwolić na odróżnienie przypadków taonowych.

Utworzony taon szybko rozpada się, najczęściej na piony lub lżejsze leptony (w nawiasie podano prawdopodobieństwa rozpadów)[1]:

$$\begin{aligned}
 \tau^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau && (17\%) \\
 &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau && (18\%) \\
 &\rightarrow \pi^- + \nu_\tau && (11\%) \\
 &\rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau && (25\%) \\
 &\rightarrow \pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau && (9\%) \\
 &\rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \nu_\tau && (9\%)
 \end{aligned}$$

Wyprodukowane cząstki naładowane mogą zostawić ślad w detektorze. Dlatego przy zdarzeniach taonowych można spodziewać się większej liczby pierścieni w detektorze niż dla przypadków atmosferycznych.

Aby produkcja taonu mogła zajść, wchodzące neutrino powinno mieć dużą energię - jej wartość progowa wynosi 3.4GeV. Dlatego przypadków takich będzie stosunkowo mało. Przy założeniu, iż parametry oscylacji wynoszą $\sin 2\theta = 1$, $\delta m^2 = 3.5 * 10^{-3}$, oczekuje się liczby zdarzeń w SuperK na poziomie 0.9 na kilotonę \times rok (co daje 20 przypadków na rok w przestrzeni roboczej detektora (*fiducial volume*))[6].

Symulacja taonowa zawiera tylko przypadki typu CC. Jest tworzona przy użyciu strumienia atmosferycznych neutrin mionowych, gdyż tylko te oscylują w neutrino taonowe (oscylacje neutrin elektronowych są pomijalne - patrz rozdział 4.2). W obu symulacjach nie uwzględniono procesu oscylacji - uwzględnienie tego procesu (przeważenie przypadków odpowiednimi wagami oscylacyjnymi) leży w gestii użytkownika zbiorów z wynikami symulacji.

Zbiory z obiema symulacjami (atmosferyczna i taonową) zostały wygenerowane przez współpracę SuperKamiokande.

5.5 Procedura oscylacji

Celem pracy jest porównanie charakterystyk neutrin atmosferycznych, o których wiadomo, że ich składnik mionowy oscyluje, i neutrin taonowych, które mogły powstać w wyniku tych oscylacji. Przed dokonaniem analizy należało więc uwzględnić oscylacje neutrin w zbiorach symulacyjnych. Zastosowano procedurę wazującą każdy przypadek odpowiednią wagą wynikającą ze wzoru 8. Przyjęto następujące wartości parametrów oscylacji $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, wyznaczone doświadczalnie (zgodnie z pracą [7]):

$$\begin{aligned}
 \sin^2 2\theta &= 1 \\
 \delta m^2 &= 3 * 10^{-3} \left(\frac{eV}{c^2} \right)^2
 \end{aligned}$$

Miejsce produkcji neutrin przyjęto jako odległe o 15 km od powierzchni Ziemi (oznacza to, iż obliczona droga każdego neutrina wynosiła przynajmniej 15 km - sytuacja ta omówiona została w rozdziale 4.2 (rys. 3)).

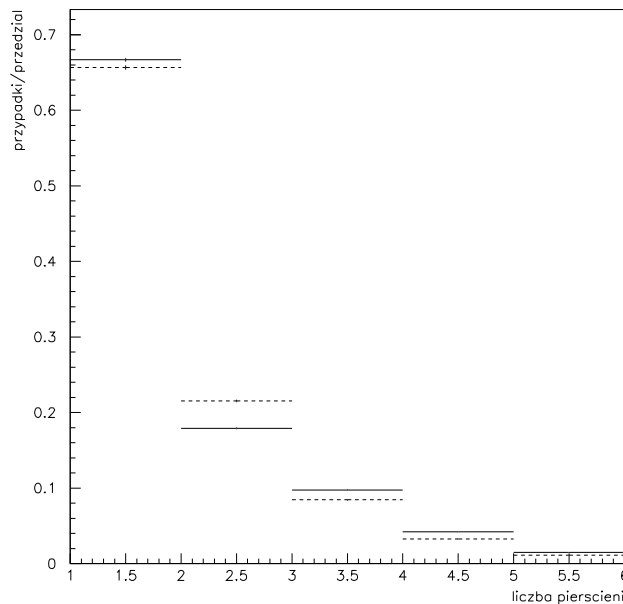
6 Symulacje Nuance i Neut

Do symulacji zdarzeń w detektorze Superkamiokande używa się dwóch programów. 'Neut' jest symulacją japońską, rozwijaną od dawna (jej wcześniejsze wersje były używane w Kamiokande). 'Nuance' to symulacja amerykańska, wykorzystywana wcześniej w eksperymencie IMB.

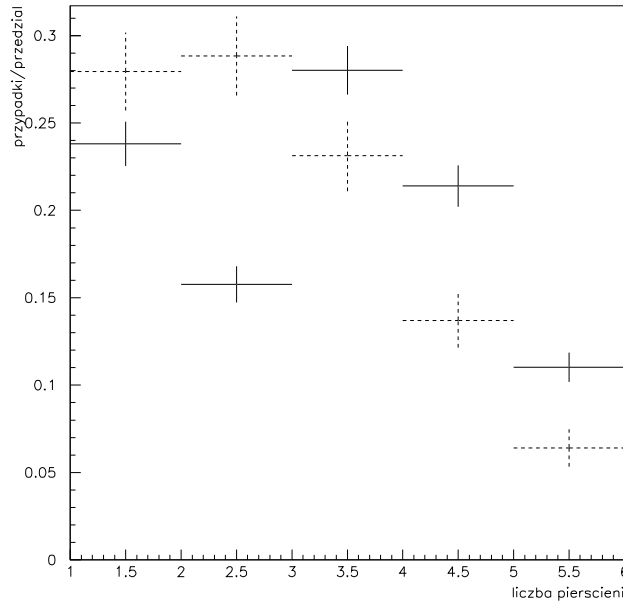
Ponieważ istotna część dalszych analiz wykonywana będzie w oparciu o symulacje, należało sprawdzić, czy obie symulacje dają podobne wyniki, i to zarówno w przypadku symulacji atmosferycznej jak i taonowej.

6.1 Opis porównania

Jak wspomniano, przypadki taonowe powinny charakteryzować się dużą liczbą pierścieni i wysoką energią. Dlatego do porównań wybrano rozkłady dwóch zmiennych: liczby pierścieni (zmienna o nazwie NRING pochodząca z ntupli) i energii (pędu) neutrina (PNU[1] - ta zmienna jest dostępna tylko dla zbiorów symulacyjnych, jest to bowiem 'prawdziwa', a nie zrekonstruowana energia wchodzącego neutrina). Porównań dokonano zarówno dla symulacji neutron atmosferycznych jak i dla neutron taonowych. W celu uszczegółowienia analizy porównania dokonano także dla różnych typów reakcji, omówionych wcześniej.



Rysunek 4: Rozkład liczby pierścieni dla neutron atmosferycznych - wszystkie procesy



Rysunek 5: Rozkład liczby pierścieni dla neutrin taonowych - wszystkie procesy.

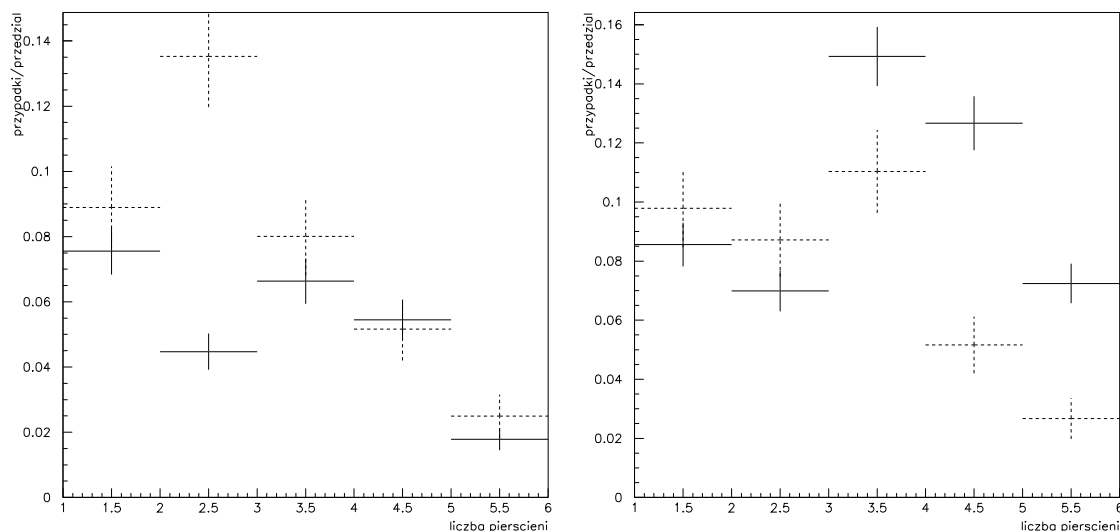
W dalszej części dokonano porównania rozkładów zmiennych w obu symulacjach. Na wszystkich wykresach tego rozdziału na osi poziomej odłożono omawianą zmienną (dla NRING - liczbę pierścieni, dla PNU[1] - energię), oś pionowa pokazuje znormalizowaną liczbę przypadków. Wszystkie rozkłady są znormalizowane do liczby wszystkich przypadków (tzn. przypadków wszystkich typów) dla danej symulacji. Linia ciągła oznacza rozkład w symulacji Neut, przerywana - w Nuance.

6.2 Wnioski

6.2.1 Liczba pierścieni

Trzeba zauważyć, że występują istotne różnice między rozkładami pochodzącymi z obu symulacji, i to zarówno dla symulacji atmosferycznej jak i taonowej. Jednak dla neutrin atmosferycznych kształty obu rozkładów są podobne (rys. 4), natomiast dla symulacji zdarzeń z uczestnictwem neutrin taonowych kształty te zdecydowanie się różnią (rys.5). Można zauważyć, iż Neut (w porównaniu z Nuance) generuje mniej zdarzeń jedno- i dwupierścieniowych, natomiast więcej zdarzeń o większej liczbie pierścieni. Jest to najprawdopodobniej wkład od przypadków oddziaływań głęboko nieelastycznych (DIS), dla których różnica w liczbie przypadków wielopierścieniowych jest najbardziej znacząca (rys.6).

Powyżej omówione różnice są dobrze ilustrowane przez wartości średnie liczby pierścieni dla obu symulacji, podane dla różnych typów procesów w tab. 3. W tab. 1, 2 podano wkład poszczególnych procesów, w postaci ułamka wszystkich zdarzeń



Rysunek 6: Rozkład liczby pierścieni dla neutrin taonowych - procesy rezonansowe (po lewej) i głęboko nieelastyczne (DIS, po prawej). Duża liczba pierścieni to efekt świecenia produktów rozpadu taonu.

w próbkę. W poniższych zestawieniach pominięto procesy o bardzo małej liczbie przypadków. Widać, iż największe rozbieżności występują dla zdarzeń typu DIS. Co więcej, wkład przypadków od różnych procesów jest drastycznie różny (tab. 1, 2)

Typ reakcji	Neut	Nuance
quasi-elastyczne	45.2%	48.6%
rezonansowe	25.4%	30.8%
głęboko nieelastyczne	19.1%	8.7%

Tablica 1: Udział procentowy poszczególnych typów procesów w symulacji atmosferycznej.

Typ reakcji	Neut	Nuance
quasi-elastyczne	13.9%	22.1%
rezonansowe	25.9%	38.1%
głęboko nieelastyczne	50.4%	37.4%

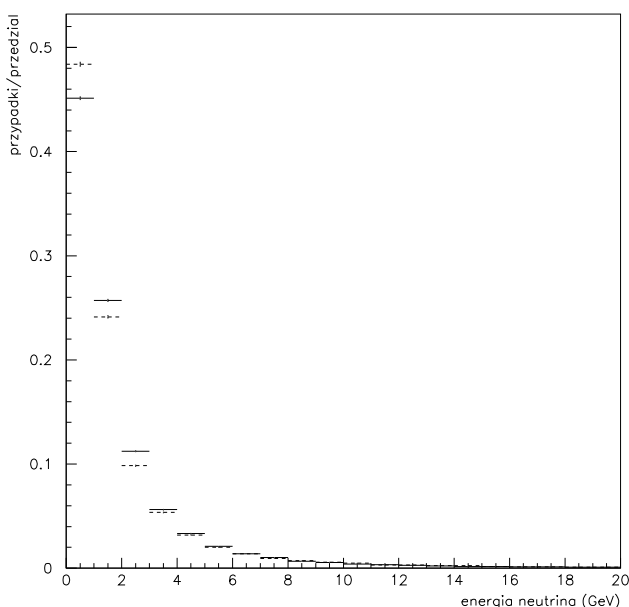
Tablica 2: Udział procentowy poszczególnych typów procesów w symulacji taonowej.

Typ reakcji	Neut	Nuance
Wszystkie	3.301 ± 0.040	2.918 ± 0.050
quasi-elastyczne	2.85 ± 0.11	2.645 ± 0.047
rezonansowe	3.092 ± 0.078	2.944 ± 0.035
głęboko nieelastyczne	3.56 ± 0.056	3.037 ± 0.023

Tablica 3: Średnie wartości liczby pierścieni wraz z błędami (symulacja taonowa).

6.2.2 Energia wchodzącego neutrina

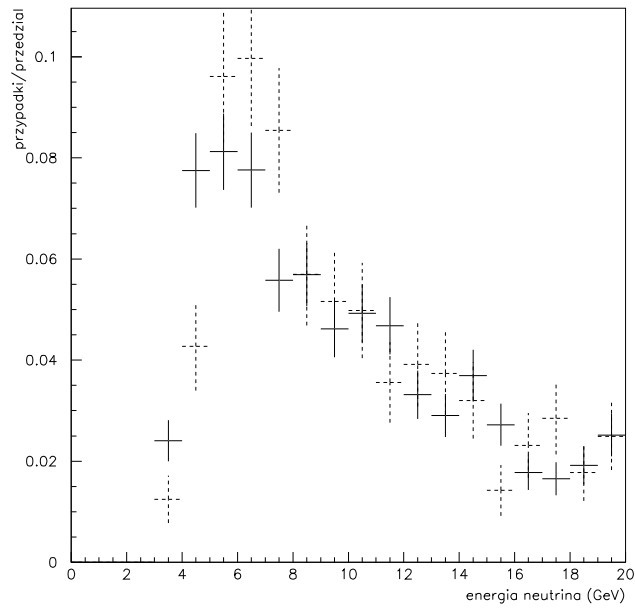
W tym przypadku nie ma statystycznie istotnych różnic pomiędzy symulacjami Neut i Nuance w symulacji taonowej (rys. 8). Różnice takie występują w symulacji atmosferycznej, jednak kształt obu rozkładów jest podobny (rys. 7).



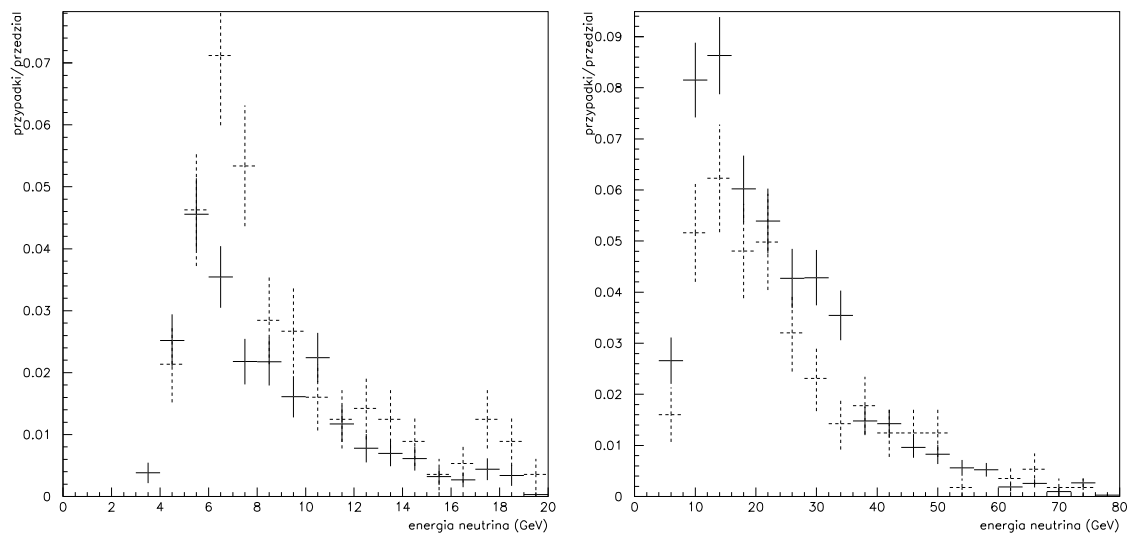
Rysunek 7: Rozkład energii neutrino dla neutrino atmosferycznych - wszystkie procesy

Uwzględniając rozbięcie przypadków na wygenerowane w różnych procesach, zauważyć należy, iż większą liczbę przypadków wygenerowanych przez Nuance widać dla procesów rezonansowych (rys. 9). Odwrotnie jest dla oddziaływań głęboko nieelastycznych (rys. 9). Różnice te mogą pochodzić z różnej klasyfikacji przypadków w obu symulacjach. Średnie wartości energii przedstawia tabela 4.

Z powyższych konstatacji można wyciągnąć wniosek, że generacja przypadków taonowych przebiegała odmiennie w obu symulacjach. Różnice te widoczne są najsilniej dla przypadków typu DIS. Większe rozbieżności występujące dla rozkładów



Rysunek 8: Rozkład energii neutrina dla neutrin taonowych - wszystkie procesy



Rysunek 9: Rozkład energii neutrina dla neutrin taonowych - procesy rezonansowe (po lewej) i głęboko nieelastyczne (po prawej).

Typ reakcji	Neut	Nuance
Wszystkie	9.67 ± 0.14	9.81 ± 0.18
quasi-elastyczne	7.09 ± 0.27	8.12 ± 0.15
rezonansowe	8.38 ± 0.21	8.95 ± 0.11
głęboko nieelastyczne	22.7 ± 0.57	23.58 ± 0.26

Tablica 4: Średnie wartości energii wchodzącego neutrina wraz z błędami (symulacja taonowa).

liczby pierścieni można tłumaczyć różnicami w generacji hadronów w symulacjach (algorytm rekonstrukcji był taki sam dla obu symulacji).

7 Metody selekcji zdarzeń taonowych

7.1 Schemat ogólny

W celu wykazania obecności neutrin taonowych należy porównywać rozkłady wybranych zmiennych powstałe przy użyciu danych i MonteCarlo. Należy wybrać takie zmienne, których rozkłady w symulacjach atmosferycznej i taonowej różnią się - przy porównywaniu z rozkładem pochodzącym z danych pozwoli nam to zauważyć ewentualny wkład pochodzący od zdarzeń taonowych. Szczególnie przydatna w takiej analizie jest zmienna zdefiniowana jako kosinus kąta pomiędzy osią detektora a kierunkiem lotu neutrina (zwanego dalej kątem zenitalnym) - z powodów omówionych wcześniej (4.2) spodziewamy się ubytku neutrin atmosferycznych dla neutrin idących z dołu i zwiększonego wkładu od neutrin taonowych w tym obszarze.

Udział ewentualnych przypadków taonowych w danych jest nikły (ok. 0.6%). Aby wzmocnić sygnał taonowy w stosunku do atmosferycznego tła wybiera się takie obszary w dowolnych zmiennych, dla których stosunek liczby przypadków taonowych do atmosferycznych jest relatywnie wysoki. Zmienne te można wybrać wprost z ntupli bądź też utworzyć samemu, korzystając ze szczegółowych danych o każdym przypadku. W tej pracy przyjęto drugą metodę.

Ogólna metoda tego typu analizy jest następująca: na zbiorach symulacyjnych i na danych dokonujemy odpowiednich cięć, czyli selekcji przypadków, minimalizujących atmosferyczne tło. Cięcia te ustalamy, dokonując analizy rozkładów dowolnych zmiennych dla MC atmosferycznego i taonowego. Następnie dokonujemy dopasowania używając do tego celu rozkładów dowolnej zmiennej różnicującej symulację atmosferyczną i taonową (np. kosinusa kąta zenitalnego). Dopasowujemy rozkłady owej zmiennej dla symulacji atmosferycznej i taonowej do rozkładów tej zmiennej dla danych i uzyskujemy obliczony z dopasowania wkład pochodzący od przypadków taonowych.

7.2 Metoda przyjęta w tej pracy

Analizy tego typu były dokonywane wcześniej; wykorzystywano w nich zmienne pochodzące z ntupli. Przykład takiej analizy znaleźć można w pracy [7]. Aby wybrać

możliwie dużo przypadków taonowych, wybrano przypadki wysokoenergetyczne i FC. Stworzono funkcję likelihood używając rozkładów zmiennych zawartych w ntupli, m.in. liczby pierścieni.

Tego typu analiza jest potencjalnie czuła na wady symulacji, jak bowiem wykazano wyżej, liczba pierścieni i inne zmienne zawarte w ntuplach pochodzące z rekonstrukcji przypadków silnie zależą od przyjętego modelu oddziaływań. Dlatego w niniejszej pracy jako zmienne pozwalające na selekcję możliwie największej liczby przypadków taonowych wzięto pod uwagę kształt przypadków atmosferycznych i taonowych. Termin 'kształt' oznacza tu stopień rozproszenia czerenkowskich fotonów emitowanych w detektorze. Jako wyznaczniki tego kształtu obrano wymienione poniżej zmienne. Skonstruowano je analogicznie do znanych zmiennych *thrust* i *sphericity* używanych w analizie zdarzeń akceleratorowych do opisu jetów [8].

- prosta podłużność

$$ss = \left| \frac{\sum_i \vec{w}_i}{\sum_i w_i} \right| \quad (9)$$

- skalarna podłużność

$$sth = \frac{\sum_i |\vec{w}_i^L \vec{s}\vec{s}|}{\sum_i w_i} \quad (10)$$

- skalarna poprzeczność

$$ssph = \frac{\sum_i |\vec{w}_i^T \vec{s}\vec{s}|}{\sum_i w_i} \quad (11)$$

gdzie $\vec{w}_i = q_i * \vec{n}_i$, $w_i = |\vec{w}_i|$, $\sum_i w_i = \sum_i q_i$, \vec{n}_i - wektor jednostkowy, zaczerpiony w wierzchołku oddziaływania i wskazujący na i-ty fotopowielacz, q_i - ładunek zdeponowany w itym fotopowielaczu (z uwzględnieniem poprawki na pochłanianie światła w wodzie; jest to opisane dalej). Symbol $\vec{x}^L \vec{y}$ oznacza rzut równoległy wektora x na wektor y , symbol $\vec{x}^T \vec{y}$ - rzut prostopadły.

Jak można zauważyć, wszystkie zmienne wykorzystują oś $\vec{s}\vec{s} = \frac{\sum_i \vec{w}_i}{\sum_i w_i}$ (prosta podłużność wprost, pozostałe jako oś rzutowania).

Wartości powyższych zmiennych zawierają się w przedziale $[0,1]$. Prosta podłużność przyjmuje wartość 1, gdy wszystkie fotony lecą w tym samym kierunku, a wartość zero, gdy wektory reprezentujące kierunek lotu fotonów znoszą się. Skalarna podłużność przyjmują wartość 1, gdy wszystkie fotony lecą równoległe do osi $\vec{s}\vec{s}$ (do przodu bądź do tyłu), i wartość 0, gdy ich tory lotów leżą w płaszczyźnie prostopadłej do tej osi. W wypadku skalarnej poprzeczności sytuacja jest odwrotna.

Skalarna podłużność i skalarna poprzeczność są skorelowane - dalsze analizy wykorzystujące skalarną poprzeczność należy traktować jako sprawdzające analizę przy pomocy skalarnej podłużności.

Powyższe zmienne wykorzystują bezpośrednio dane o ładunku zdeponowanym w każdym z fotopowielaczy. W ten sposób chociaż częściowo (tylko częściowo, ponieważ nadal korzysta się m.in. ze współrzędnych zrekonstruowanego wierzchołka oddziaływania) uniezależniamy się od rekonstrukcji.

7.3 Schemat analizy

Opisaną dalej analizę można przedstawić jako sekwencję następujących kroków:

- wstępna selekcja przypadków
- uzyskanie rozkładów zmiennych (podłużność prosta i skalarna, poprzeczność)
- wybór cięć w tych zmiennych
- uzyskanie rozkładów kąta zenitalnego dla obu symulacji i danych
- dokonanie dopasowania i uzyskanie oszacowania wkładu taonowego.

8 Analiza danych

8.1 Rozkłady zmiennych i wstępna selekcja

Do obliczenia wartości obranych zmiennych dla każdego przypadku, konieczne jest użycie zbiorów danych nieprzetworzonych jeszcze na ntuple (które nie zawierają wszystkich informacji wymaganych do tej analizy - z poszczególnych trafionych przez fotony fotopowielaczy). Do przetwarzania tych zbiorów użyto oprogramowania dostępnego w repozytorium (składziku) *CVS* (*Concurrent Version System* - oprogramowanie umożliwiające wspólną pracę wielu osób z dokumentami) na serwerach SuperKamiokande. Instalacja i kompilacja tego oprogramowania w Warszawie była jednym z zadań wykonanych w ramach niniejszej pracy.

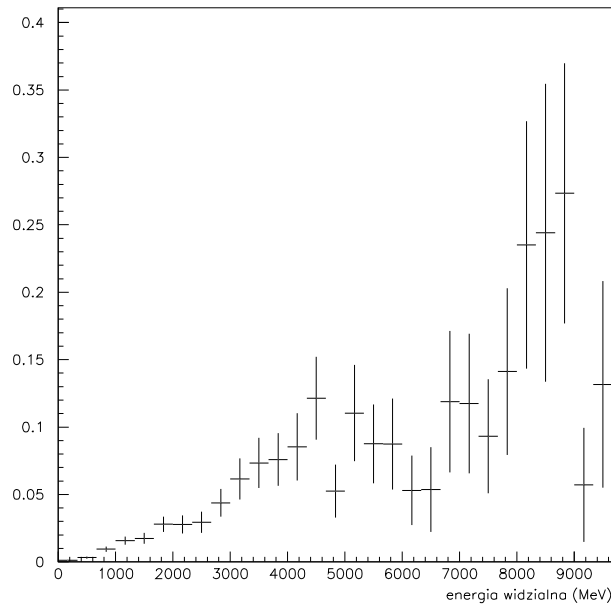
W dostępnym kodzie źródłowym przykładowego programu do odczytu zbiorów z danymi dokonano potrzebnych modyfikacji. Przy odczycie danych dotyczących zdeponowanego ładunku w fotopowielaczach uwzględniono pochłanianie światła w wodzie, tak, aby uzyskane liczby wierniej odzwierciedlały rzeczywistość:

$$q^{uzyte} = \frac{q^{zmierzone}}{\exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)}$$

gdzie x - odległość przebyta przez fotony Czerenkowa (obliczana tu jako odległość pomiędzy zrekonstruowanym wierzchołkiem oddziaływania a rozpatrywanym fotopowielaczem), λ - długość pochłaniania światła w wodzie (odległość, na której natężenie spada e razy), dla SuperK jest to 70 metrów.

Do analizy użyto zbiorów zawierających przypadki wygenerowane przez Monte-Carlo Neut (symulacja atmosferyczna i taonowa) i dane. Dla przypadków pochodzących z MC zastosowano procedurę ważącą każdy przypadek odpowiednią wagą uwzględniającą prawdopodobieństwo oscylacji, tak jak to zostało opisane w rozdziale 5.5.

Na wszystkich zbiorach wykonano wstępną selekcję. Ponieważ przypadki taonowe są wysokoenergetyczne, należało wybrać przypadki o odpowiednio wysokiej energii. Najlepszym obserwowalnym przybliżeniem energii dla każdego przypadku jest tzw. *energia widzialna w detektorze* (*visible energy*), czyli wartość wydedukowana z liczby zarejetrowanych fotonów Czerenkowa dla całego przypadku. Używając tej zmiennej



Rysunek 10: Rozkład stosunku liczby przypadków taonowych do atmosferycznych w funkcji energii widzialnej przypadków. Na osi poziomej energia widzialna, na osi pionowej stosunek liczby przypadków (jest on arbitralny, bo arbitralna jest względna normalizacja liczby przypadków taonowych i atmosferycznych; jest ona jednak taka sama dla wszystkich przedziałów, co umożliwia porównanie pomiędzy przedziałami).

wykonano cięcie, polegające na wykluczeniu przypadków o energii widzialnej poniżej 1330MeV (tzw. cięcie *MultiGeV*). Dzięki temu eliminowano większość przypadków atmosferycznych (75.2%) i niewiele taonowych (19.8%) Sytuację tę ilustruje rys. 10, na którym przedstawiono rozkład stosunku liczby przypadków taonowych do atmosferycznych w funkcji ich energii widzialnej. Można zauważyć, iż dla małych energii widzialnych stosunek jest bardzo niski - zdarzenia taonowe występują w znikomej liczbie.

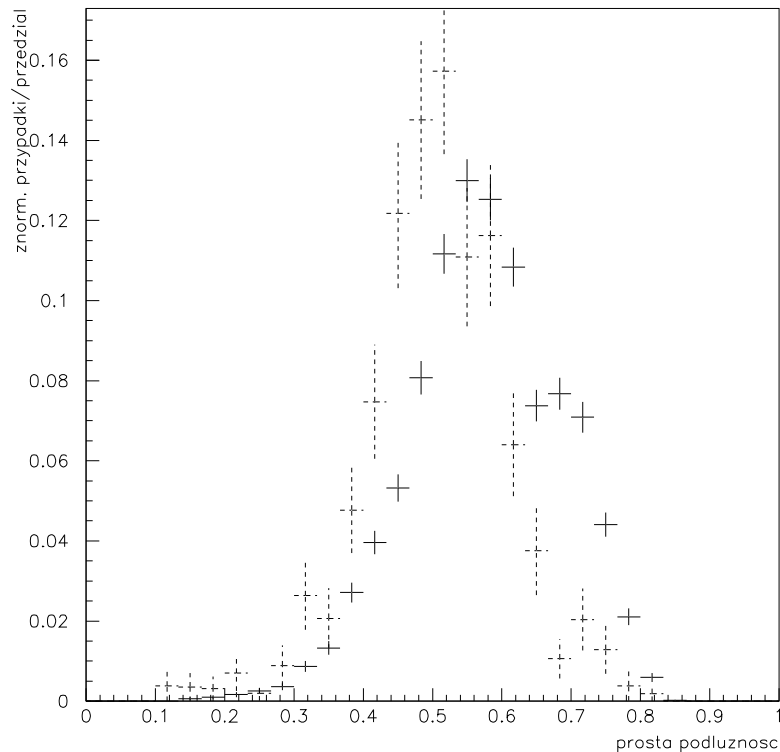
Zastosowano także *fiducial cut* (FV, patrz 3.3).

Liczebność poszczególnych próbek widoczna jest w tabeli 5. Dane pochodzą z 1289.4 dni pracy detektora.

Uzyskane rozkłady zmiennych pokazują rys. 11, 12, 13. Można zauważyć, iż zda-

Typ próbki	L. p.	L.p. z uwzgl. ew. oscylacji	L. p. (selekcja FV)	L. p. (selekcje FV i MultiGeV)
MC atmosferyczne	32124	25882.5	17748.7	4401.5
MC taonowe	1975	429.6	324.6	263.7
Dane	20230	20230	11528	2531

Tablica 5: Liczebność próbek użytych do analizy.

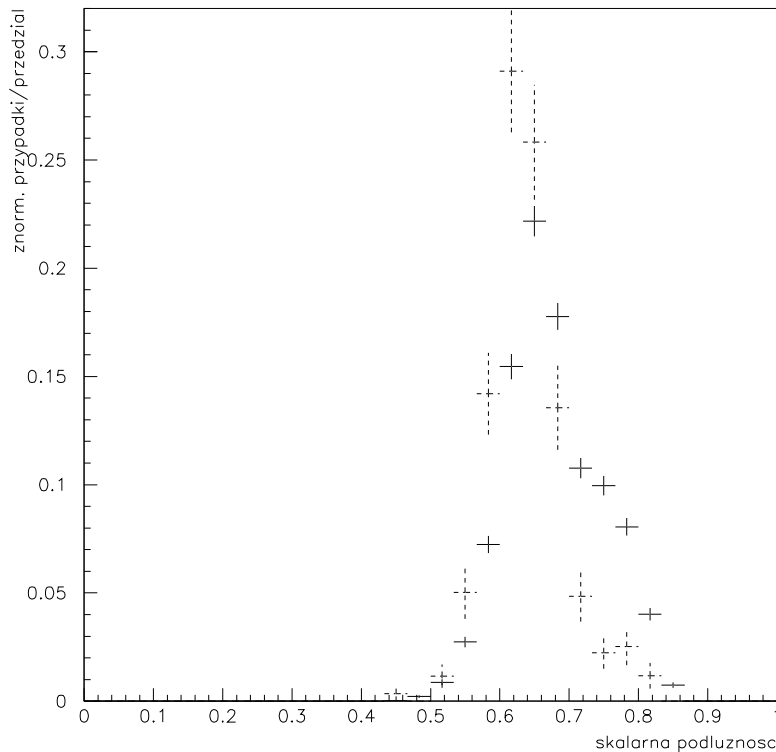


Rysunek 11: Rozkład prostej podłużności. Linia ciągła - symulacja atmosferyczna, linia przerywana - symulacja taonowa; wykresy znormalizowano do całkowitej liczby przypadków dla każdej z symulacji.

zenia z udziałem neutrin taonowych są bardziej 'poprzeczne' - więcej jest fotonów lecących pod dużym kątem względem osi $s\bar{s}$. Jest to zgodne z oczekiwaniami, ponieważ w tych zdarzeniach rejestrowane są cząstki z rozpadu taonu, który zazwyczaj porusza się ze znikomą prędkością, jako że większość energii zostanie przetworzona na jego dużą masę.

8.2 Analiza energetyczna

Analizując powyższe rozkłady można zadać pytanie, czy różnice pomiędzy symulacją atmosferyczną a taonową na nich widoczne nie są prostym wynikiem różnic w rozkładach energii przypadków z obu symulacji - atmosferycznej i taonowej (wtedy rozbudowana analiza z użyciem omawianych zmiennych nie byłaby konieczna). Aby zbadać tę hipotezę, dokonano przeważenia przypadków z symulacji atmosferycznej tak, aby rozkład energii widzialnej był dla obu symulacji identyczny; następnie ponownie porównano rozkłady omawianych zmiennych (rys. 14). Wynik tej operacji pokazuje, iż różne rozkłady energii neutrin w obu symulacjach są odpowiedzialne



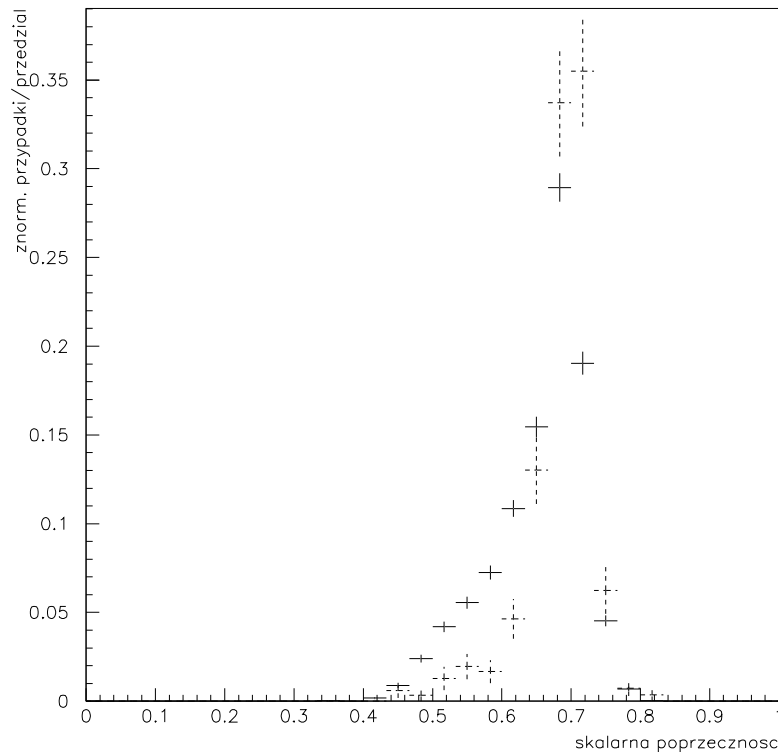
Rysunek 12: Rozkład skalarnego podłużności. Linia ciągła - symulacja atmosferyczna, linia przerywana - symulacja taonowa; wykresy znormalizowano do całkowitej liczby przypadków dla każdej z symulacji.

tylko za część różnic pomiędzy rozkładami, po przeważeniu bowiem nadal widać istotne różnice.

8.3 Wybór przedziałów

Na początku wybrano przedziały interesujących nas zmiennych, dla których stosunek sygnału do tła dla neutrin taonowych i efektywności były najkorzystniejsze. Stosunek sygnał/tło jest określony jako stosunek liczby przypadków taonowych do liczby przypadków atmosferycznych w danym przedziale. Względna normalizacja liczby przypadków taonowych i atmosferycznych jest arbitralna, więc liczba ta może być stosowana tylko do porównań między wybranymi przedziałami. Stosunek sygnał/tło dla całej próbki (przy zastosowanej selekcji FV i MultiGeV) wynosi 0.059. Efektywność jest stosunkiem liczby przypadków taonowych w wybranym przedziale do liczby wszystkich przypadków taonowych.

Wybrane przedziały prezentuje tabela 6. W dalszej części pracy odwołania do konkretnych przedziałów odbywać się będą poprzez ich numery, umieszczone w pierwszej



Rysunek 13: Rozkład skalarnej poprzeczności. Linia ciągła - symulacja atmosferyczna, linia przerywana - symulacja taonowa; wykresy znormalizowano do całkowitej liczby przypadków dla każdej z symulacji.

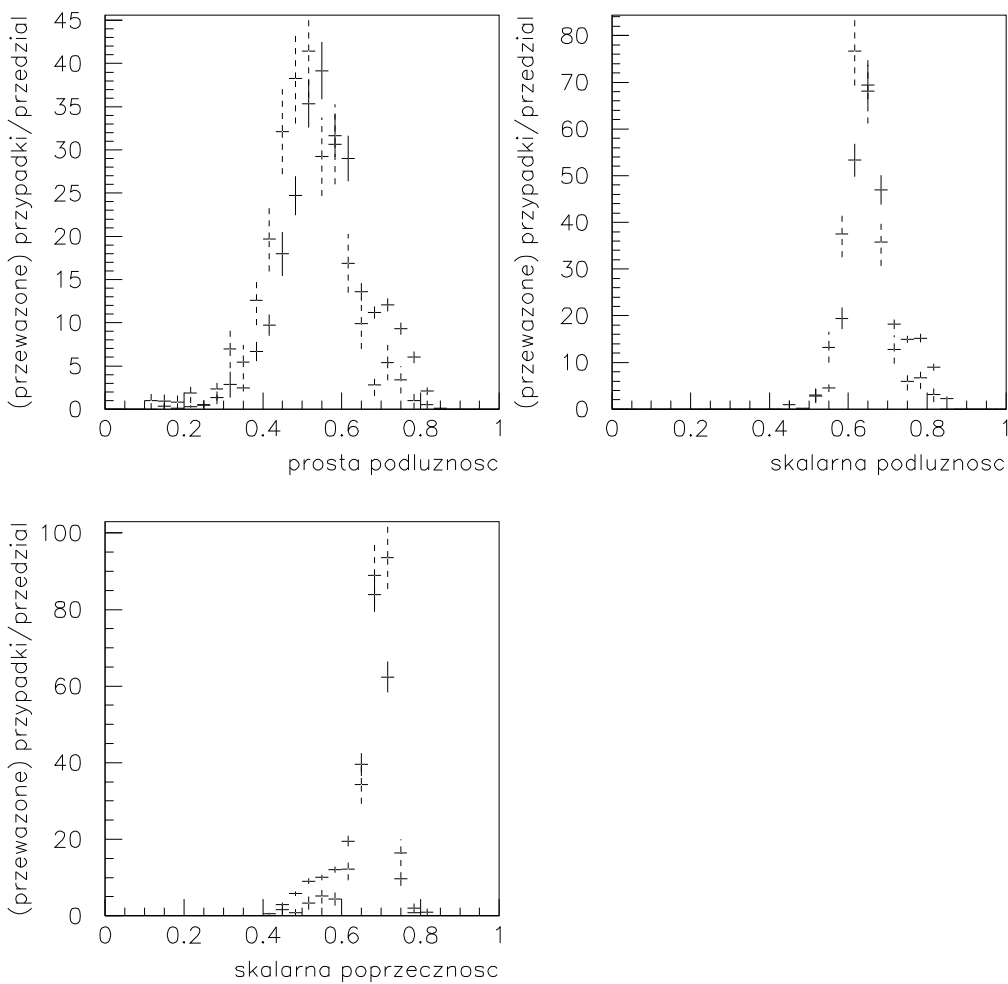
kolumnie tabeli.

Przedziały 2 i 5 są maksymalnie szerokie - zawierają prawie całą próbkę. Przedziały

Numer	Zmienna	Zakres	Stosunek sygnał/tło	Efektywność
1	prosta podłużność	0.4-0.63	0.073	79%
2	prosta podłużność	0.3-0.8	0.059	97%
3	prosta podłużność	0-0.53	0.108	62%
4	skalarna podłużność	0.56-0.7	0.079	83%
5	skalarna podłużność	0.56-0.83	0.059	93%
6	skalarna podłużność	0-0.66	0.093	76%
7	skalarna poprzeczność	0.63-0.73	0.077	82%

Tablica 6: Przedziały wybrane do analizy.

3 i 6 zostały wybrane tak, aby udział przypadków z symulacji taonowej był jak największy. Rys. 15 pokazuje stosunek liczby przypadków taonowych do liczby przypadków atmosferycznych dla prostej podłużności. Widać, iż w przedziale 0-0.53

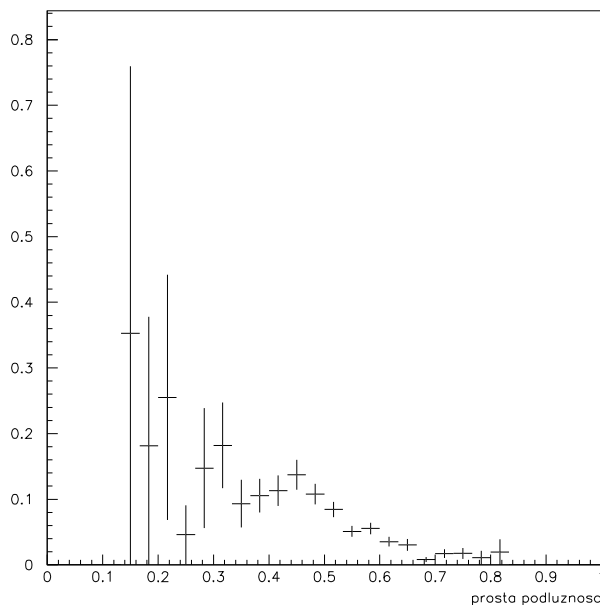


Rysunek 14: Porównanie rozkładów trzech zmiennych po przeważeniu symulacji atmosferycznej wagami dobranymi tak, aby rozkłady energetyczne w obu symulacjach były takie same (opis w tekście). Linia ciągłą zaznaczono przeważone rozkłady symulacji atmosferycznej, przerywaną - rozkłady symulacji taonowej.

jest stosunkowo najwięcej zdarzeń taonowych (przedziały poniżej 0.3 zawierają bardzo mało zdarzeń w obu symulacjach, stąd duże błędy).

8.4 Kąt zenitalny

Dalszą analizę przeprowadzono wykorzystując rozkłady kąta zenitalnego, czyli kąta pomiędzy torem lotu wchodzącego neutrino a osią detektora. Rozkłady kąta zeni-

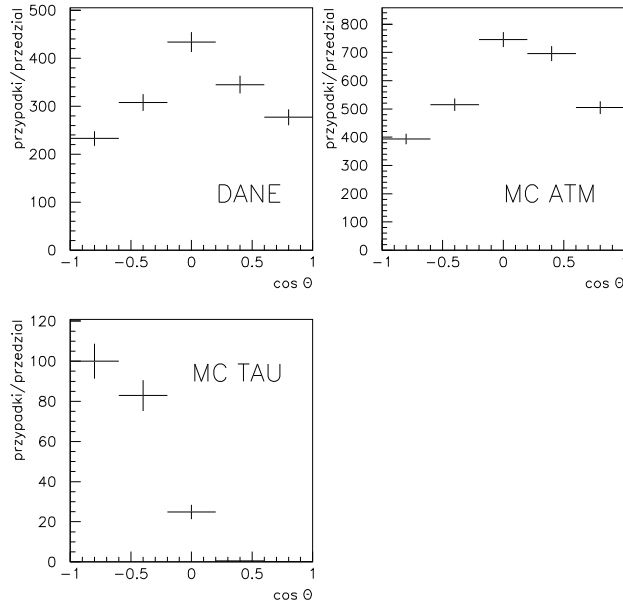


Rysunek 15: Stosunek liczby przypadków taonowych do przypadków atmosferycznych w funkcji prostej podłużności. Normalizacja jest arbitralna.

talnego są atrakcyjne z naszego punktu widzenia, albowiem w symulacji taonowej istnieje duża asymetria pomiędzy neutrinami idącymi z dołu detektora i z góry (pokazuje to dolna ilustracja na rys. 16). Przyczyny takiego stanu rzeczy zostały omówione wcześniej (7.1, 4.2). Istnieje więc szansa, iż w danych będzie istniał nadmiar przypadków idących z dołu, który można będzie tłumaczyć wkładem od neutrino taonowych. Przykładowe porównanie rozkładów kąta zenitalnego dla danych i obu symulacji (atmosferycznej i taonowej) przedstawia rys. 16.

Jako wyznacznik kierunku lotu neutrino wykorzystano wektor prostej podłużności \vec{s}_s . Oczywiście stanowi to tylko przybliżenie właściwego kierunku, ponieważ wektor \vec{s}_s zwykle nie jest równoległy do kierunku ruchu rozproszonej cząstki naładowanej wysyłającej fotony Czerenkowa, ani do kierunku lotu wchodzącego neutrino. Jednak przybliżenie to jest akceptowalne - aby tego dowiedzieć, wzięto pod uwagę przypadki w rozpatrywanym atmosferycznym MC i dla każdego przypadku obliczono kąt pomiędzy \vec{s}_s a kierunkiem wchodzącego neutrino (kierunek ten jest zapisany w plikach będących wynikiem symulacji; dla danych nie mamy oczywiście tego typu informacji). Wynik prezentuje rysunek 17. Widać, iż dla większości przypadków różnica kierunków jest znikoma (szczególnie gdy zastosuje się selekcje FV i Multi-GeV - wtedy średnia kosinusa kąta wynosi 0.949 ± 0.002).

Aby sprawdzić prawidłowość symulacji, dokonano, dla każdej ze zmiennych, porównania danych i MC atmosferycznego tylko dla przypadków lecących z góry ($\cos \theta > 0.2$). W przypadkach tych nie powinno być domieszki neutrino taonowych i dopasowanie powinno być dobre. Wynik porównania prezentuje rys. 18. Można



Rysunek 16: Przykładowe rozkłady kąta zenitalnego dla danych, symulacji atmosferycznej i symulacji taonowej. Wybrano przypadki należące do przedziału nr 1 (numeracja przedziałów jak w tab. 6 i 7).

uznać, iż symulacja w zadawalający sposób odtwarza dane.

8.5 Dopasowanie i wyniki

W następnym kroku wykonano rozkłady kąta zenitalnego dla siedmiu opisanych wcześniej (tab. 6) przedziałów i dokonano dopasowania.

W procedurze dopasowywania minimalizowano funkcję χ^2 . Dla każdego przedziału dopasowanie zostało dokonane dwa razy - raz przy użyciu symulacji atmosferycznej i taonowej:

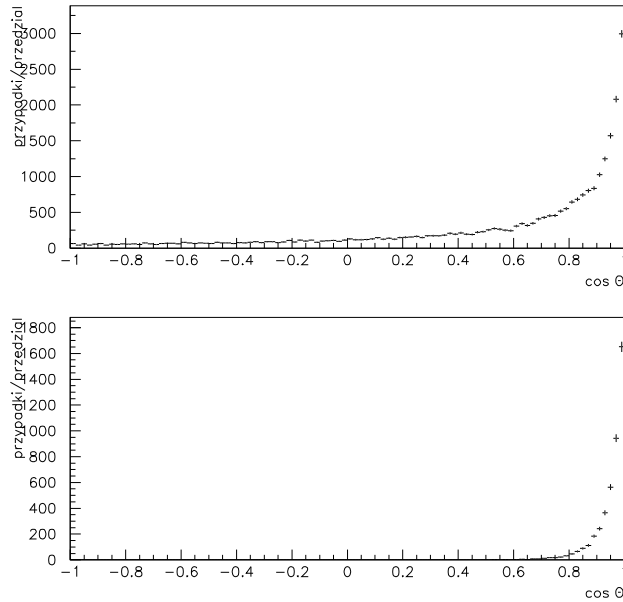
$$\chi^2(p_1, p_2) = \sum_i \frac{\left(N_i^{data} - (p_1 * N_i^{tau} + p_2 * N_i^{atm})\right)^2}{(\Delta N_i^{data})^2} \quad (12)$$

drugi raz tylko przy użyciu symulacji atmosferycznej:

$$\chi^2(p_1) = \sum_i \frac{\left(N_i^{data} - (p_1 * N_i^{atm})\right)^2}{(\Delta N_i^{data})^2} \quad (13)$$

Umożliwiło to porównanie dopasowań i stwierdzenie, czy uwzględnienie symulacji taonowej polepsza dopasowanie.

W powyższych wzorach i numeruje przedziały kosinusa kąta zenitalnego (jest ich



Rysunek 17: Rozkład kosinusa kąta pomiędzy \vec{s} a kierunkiem lotu wchodzącego neutrino w symulacji atmosferycznej. Górny histogram - bez selekcji; dolny - uwzględniono selekcje FV i MultiGeV.

pięć), N_i^{τ} , N_i^{atm} , N_i^{data} są liczbą przypadków w przedziale i , odpowiednio w symulacji taonowej, atmosferycznej i w danych, p_1 , p_2 dopasowywanymi parametrami.

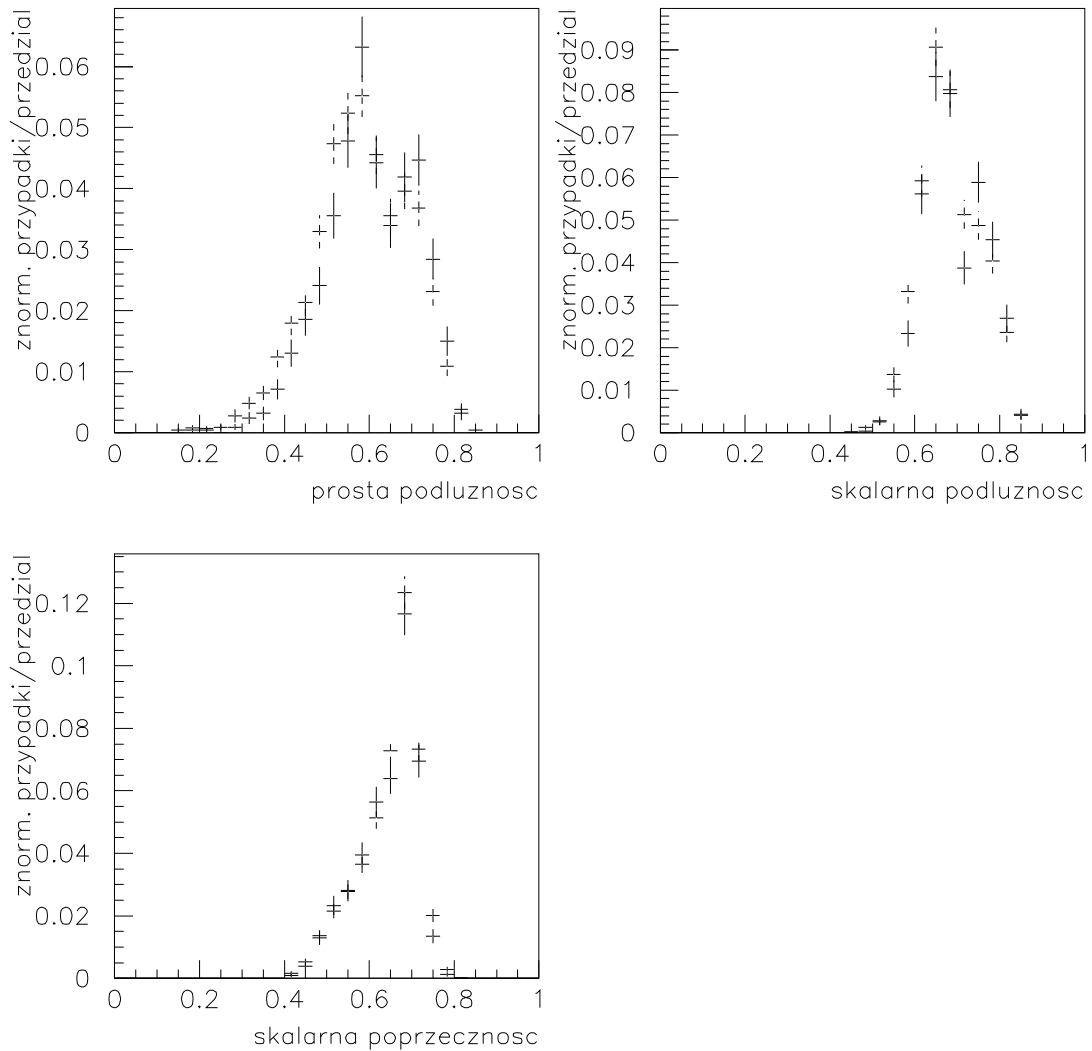
Wyniki prezentuje tabela 7 i rys. 19.

W tabeli podano wartości χ^2 dla obu dopasowań, dla wszystkich wybranych przedziałów.

Numer przedziału	Dopasowanie	$\chi^2 / \text{st. sw.}$	$\chi^2 / \text{st.sw. (tylko atm)}$
1	23 ± 11	4.52/3 (0.21)	8.40/4 (0.078)
2	18 ± 11	3.48/3 (0.32)	6.07/4 (0.19)
3	35 ± 10	2.25/3 (0.52)	15.25/4 (0.0042)
4	20 ± 11	4.25/3 (0.24)	7.78/4 (0.10)
5	10 ± 12	3.95/3 (0.27)	4.63/4 (0.33)
6	26 ± 10	0.68/3 (0.88)	7.56/4 (0.11)
7	12 ± 11	6.93/3 (0.074)	8.26/4 (0.083)

Tabela 7: Wyniki dopasowań - liczba przypadków taonowych na rok (FV, Multi-GeV). Podano także wartości χ^2 , liczby stopni swobody i odpowiadające im prawdopodobieństwa (w nawiasach).

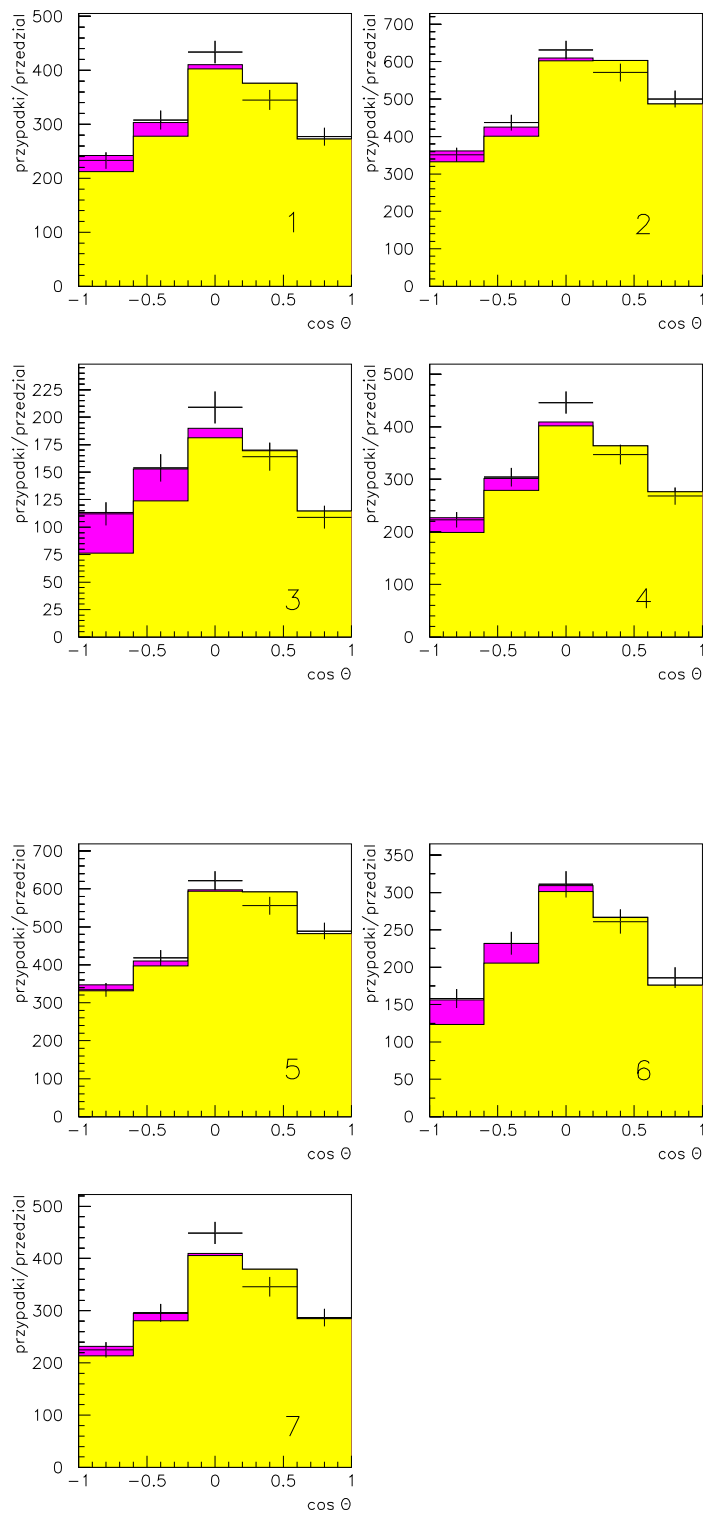
Podane w tabeli wyniki odpowiadają liczbie przypadków rejestracji ν_τ o energii widzialnej większej niż 1330 MeV w przestrzeni roboczej detektora podczas jednego



Rysunek 18: Rozkłady prostej podłużności, skalarnej podłużności, skalarnej poprzeczności - porównanie danych i symulacji atmosferycznej dla przypadków idących z góry. Linia ciągła - dane, przerywana - MC atmosferyczne. Wszystkie rozkłady znormalizowane.

roku jego pracy.

Najbardziej obiecujące wyniki otrzymano dla przedziałów 3 i 6. Wartość χ^2 wzrasta tam znacznie, gdy dopasowujemy tylko symulację atmosferyczną. Na poziomie 3σ wszystkie wyniki (oprócz przedziału 3) zgodne są z zerem, czyli z



Rysunek 19: Rozkłady kosinusa kąta zenitalnego wraz z dopasowaniami dla siedmiu omawianych przedziałów (numeracja przedziałów jak w tab. 6). Punkty z błędami - dane, obszar jasnoszary - dopasowany wkład atmosferyczny, obszar ciemnoszary - dopasowany wkład taonowy.

wariantem nie wskazującym na istnienie sygnału taonowego w danych SuperKamio-kande. Jednak wynik na poziomie powyżej 2σ (przedziały 1., 3. i 6.) sugeruje, iż obecność w danych sygnału neutrin taonowych jest wielce prawdopodobna.

Cytowane wcześniej (5.4) przewidywanie liczby neutrin taonowych rocznie rejestrowanych w detektorze odnosiło się do przestrzeni roboczej detektora. Jeśli uwzględnimy tylko selekcję FV i pominiemy selekcję energetyczną, otrzymamy wyniki umożliwiające porównanie. Wynoszą one 43 ± 12 dla przedziału 3. oraz 32 ± 12 dla przedziału 6. Są to liczby neutrin taonowych o dowolnych energiach rejestrowanych w przestrzeni roboczej detektora podczas jednego roku jego pracy. Porównując to z przytoczoną wcześniej (5.4) przewidywaną wartością 20, można stwierdzić, iż oba wyniki są z nią zgodne. Należy zaznaczyć, że podane błędy nie uwzględniają niepewności systematycznych.

W każdym z wybranych przedziałów największa rozbieżność między danymi a dopasowaniem była widoczna dla środkowego przedziału (co odpowiada neutrinom leącym z małymi kątami w stosunku do powierzchni Ziemi). Być może jest to wynik fluktuacji statystycznych w MC atmosferycznym. Jak widać w tabeli 5, dysponowano próbką MC zaledwie o 50% większą od próbki danych.

9 Wnioski

Stwierdzono występowanie sygnału neutrin taonowych w SK na poziomie ok. $2.5 - 3 \sigma$, przy założeniu, że wartości parametrów oscylacji są równe tym podanym w rozdziale 5.5. Wynik ten jest więc konsystentny z hipotezą oscylacji neutrin mionowych w taonowe. Daje dobre wytłumaczenie obserwowanego deficytu wykrywanych neutrin mionowych.

Uzyskane wyniki potwierdzają potrzebę przeprowadzania tego typu analiz wykorzystujących takie zmienne jak prosta podłużność, skalarna podłużność i skalarna poprzeczność, opisane w tej pracy. Analiza jest stosunkowo prosta i daje obiecujące rezultaty. Do uzyskania pewniejszych wyników potrzebne są próbki symulacyjne o znacznie większej statystyce. Dalszym etapem badań mogłaby być wielowymiarowa analiza typu likelihood. Dla oceny błędów systematycznych należałoby omawianą analizę powtórzyć dla symulacji Nuance.

Przedstawiony w tej pracy wynik jest ważny, ponieważ kolejne eksperymenty mogące prowadzić do detekcji neutrin taonowych zaczną przynosić wyniki dopiero za kilka lat. Można tu wymienić dwa eksperymenty: *Icarus* - argonowy detektor typu TPC (komora projekcji czasowej) - będzie mógł badać zarówno neutrina atmosferyczne i słoneczne jak i neutrina pochodzące z wiązki produkowanej specjalnie do tego celu w CERNie (tzw. eksperyment z długą bazą). Eksperyment *Opera* rejestrować będzie neutrina pochodzące z tej samej wiązki w detektorze ołowiowo-emulsyjnym. W obu eksperymentach możliwa będzie bardziej niezawodna niż w SuperKamio-kande identyfikacja zdarzeń z udziałem neutrin taonowych.

Bibliografia

- [1] Particle Data Group, *European Journal of Physics* 15, 1(2000).
- [2] D. H. Perkins, “Wstęp do fizyki wysokich energii,” Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1989.
- [3] K. Okumura, “Observation of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande and a neutrino oscillation analysis,” (praca doktorska), ICR-REPORT-450-99-8.
- [4] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998) [hep-ex/9807003].
- [5] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], “Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations,” *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3999 (2000) [hep-ex/0009001].
- [6] M. D. Messier, “Evidence for neutrino mass from observations of atmospheric neutrinos with SuperKamiokande,” (praca doktorska), UMI-99-23965.
- [7] T. Toshito, “Super-Kamiokande atmospheric neutrino results,” [hep-ex/0105023].
- [8] S. Brandt, C. Peyrou, R. Sosnowski and A. Wroblewski, “The Principal Axis Of Jets. An Attempt To Analyze High-Energy Collisions As Two Body Processes,” *Phys. Lett.* **12**, 57 (1964).