

UNIWERSYTET JAGIELLOŃSKI



Analiza oddziaływań promieni
kosmicznych
w detektorze eksperymentu ICARUS

Dorota Stefan

Praca Magisterska

wykonana

w Zakładzie XIII

Instytutu Fizyki Jądrowej PAN im. H. Niewodniczańskiego
w Krakowie

pod kierunkiem

prof. dr hab. Agnieszki Zalewskiej

Kraków, lipiec 2004

Spis treści

Wstęp	3
1 Krótkie podsumowanie stanu wiedzy o neutrinach	5
1.1 Neutrina w Modelu Standardowym	5
1.2 Źródła neutrin	5
1.3 Dziwne wyniki eksperymentów	10
1.4 Oscylacje neutrin - formalizm	12
1.5 Ewidencja doświadczalna za oscylacjami neutrin	14
1.5.1 Oscylacje neutrin atmosferycznych	15
1.5.2 Oscylacje neutrin słonecznych	16
1.6 Przyszłość fizyki oscylacji neutrin	18
1.7 Bezwzględna wartość masy neutrin	20
2 Eksperyment ICARUS	23
2.1 Cele fizyczne eksperymentu	23
2.2 Detektor ICARUS	27
2.3 Plany eksperymentalne	33
3 Naziemne testy detektora ICARUS	35
3.1 Cele i przebieg testów	35
3.2 Ogólna charakterystyka zebranych danych	36
4 Narzędzia analizy danych	40
4.1 Program QSCAN do wizualizacji i rekonstrukcji przypadków	40
4.2 Program ANATRA do analizy danych	42
4.3 Programy GEANT i FLUKA do symulacji oddziaływań cząstek z materiałem detektora	44
5 Analiza oddziaływań hadronów w ciekłym argonie	47
5.1 Identyfikacja cząstek w oparciu o pomiar strat energii na jonizację	47
5.2 Pomiar strat energii cząstek w detektorze ICARUS	50
5.2.1 Powstanie sygnału w ciekłym argonie	50
5.2.2 Dryf elektronów do drutów anodowych	52

5.2.3	Wyznaczenie czasu t_0	52
5.2.4	Pomiar sygnału na drutach anodowych i rekonstrukcja przestrzenna	53
5.2.5	Kalibracja elektroniki odczytu	54
5.2.6	Rozkład strat energii na jonizację	54
5.2.7	Wnioski dotyczące identyfikacji cząstek	55
5.3	Identyfikacja w oparciu o dane Monte Carlo	55
5.3.1	Wyniki symulacji przy użyciu programu GEANT	57
5.3.2	Wyniki symulacji przy użyciu programu FLUKA	59
5.4	Identyfikacja w oparciu o dane rzeczywiste	59
5.5	Użyteczność programów eksperymentu ICARUS w zastosowaniu do identyfikacji cząstek	67
Podsumowanie		71

Wstęp

Neutrino, w Modelu Standardowym zaliczane do elementarnych cząstek materii, cieszą się ostatnio niezwykle dużym zainteresowaniem fizyków. Ma to związek z wynikami pomiarów, które coraz bardziej wskazują na oscylacje neutrino. W 1998 roku eksperyment SuperKamiokanie pokazał, że pomiary strumienia atmosferycznych neutrino mionowych i elektronowych wskazują na oscylacje neutrino mionowych i neutrino taonowych. Następnie eksperyment SNO dostarczył wytłumaczenia niedoboru neutrino docierających do nas ze Słońca poprzez zachodzące w jego wnętrzu przejścia neutrino elektronowych w neutrino mionowe lub taonowe. Wyniki SuperKamiokanie potwierdzone zostały w akceleratorowym eksperymencie K2K, a wyniki SNO - w reaktorowym eksperymencie KamLAND. Fakt, że neutrino oscylują oznacza, że wbrew panującemu od dziesiętków lat przekonaniu, mają one niezerową, choć bardzo małą, masę. To z kolei może mieć dalekosiężne konsekwencje teoretyczne, gdyż niezerowa masa neutrino jest pierwszym odstępstwem od Modelu Standardowego, jakie zaobserwowano.

Choć ostatnie lata przyniosły niewątpliwie wielkie odkrycia, wiele pozostaje do zrobienia. Lepszy pomiar parametrów oscylacji neutrino może pomóc w poszukiwaniach nowej, wyższej symetrii Przyrody. Bez odpowiedzi pozostają pytania o bezwzględne masy neutrino i o to, jaką cząstką jest neutrino - Diraca czy Majorany. Dlatego też powstaje oraz projektowanych jest szereg nowych eksperymentów neutrino. Jednym z nich jest eksperyment ICARUS, w którym miałam wielką przyjemność pisać tę pracę.

Neutrino są, po fotonach, najczęściej występującymi cząstkami we Wszechświecie. Mimo tego są bardzo trudne do zarejestrowania, przede wszystkim ze względu na fakt, że oddziałują wyłącznie słabo. Wobec tego detektor do badań neutrino musi być ogromny i odznaczać się dobrą granulacją. Detektor eksperymentu ICARUS ma mieć obie te cechy. Bazuje on na nowatorskiej technologii, polegającej na zastosowaniu wielkich komór TPC wypełnionych ciekłym argonem. Pierwsze dwa, z docelowych dziesięciu modułów detektora ICARUS, są już zbudowane i czekają na instalację w podziemnym laboratorium w Gran Sasso. Naziemne testy pierwszego modułu miały miejsce w 2001 roku i dostarczyły dużej liczby zarejestrowanych oddziaływań promieni kosmicznych w argonie. Analiza tych danych ma przede wszystkim na celu dobre zrozumienie działania detektora oraz rozwój oprogramowania.

W ramach pracy magisterskiej miałam postawione trzy zadania: syntetycznie przedstawienie najważniejszych wyników z fizyki neutrino ze szczególnym uwzględ-

nieniem oscylacji, zapoznanie się z danymi z testów oraz z programami analizy i symulacji Monte Carlo eksperymentu ICARUS jak też sprawdzenie, w jakim stopniu dostępne wersje tych programów umożliwiają przeprowadzenie identyfikacji cząstek poprzez pomiar strat ich energii na jonizację. Interesowały mnie głównie hadrony - protony, kaony i piony, których identyfikacja w inny sposób nie jest możliwa. Głównie pracowałam z danymi z symulacji, ale próbowałam też identyfikować cząstki w kilku przypadkach oddziaływań hadronowych, jakie znalezione zostały w danych testowych.

Pierwszy rozdział pracy poświęcony jest neutrinom, czyli krótko omawiam własności tych cząstek, ich źródła, mechanizm oscylacji neutrin, najważniejsze dotychczasowe wyniki pomiarów oraz otwarte zagadnienia w fizyce neutrin. Drugi rozdział dotyczy eksperymentu ICARUS. Kolejno przedstawiam w nim cele, jakie przyświecają eksperymentowi, budowę i zasadę działania detektora ICARUS oraz plany jego rozbudowy i instalacji w laboratorium w Gran Sasso. Trzeci rozdział zawiera krótkie podsumowanie testów z 2001 roku z podziałem na testy techniczne oraz krótką charakterystykę zebranych danych. Kolejny rozdział stanowi opis narzędzi do analizy danych. Omawiam w nim programy, z którymi pracowałam przez cały rok. Są to zarówno programy służące do symulacji przejścia cząstek przez detektor, jak i program do wizualizacji i rekonstrukcji danych oraz program do ich analizy, w szczególności do identyfikacji cząstek metodą pomiaru strat energii na jonizację. W ostatnim rozdziale prezentuję wyniki dotyczące identyfikacji cząstek. Zaczynam od przedstawienia przewidywań teoretycznych i omówienia pomiaru strat energii na jonizację w detektorze ICARUS, a następnie pokazuję rozkłady strat energii na jonizację dla danych z symulacji Monte Carlo i dla danych rzeczywistych, porównując je z przewidywaniami teoretycznymi. Na koniec wyciągam wnioski odnośnie użyteczności zastosowanych programów.

Rozdział 1

Krótkie podsumowanie stanu wiedzy o neutrinach

Materiał przedstawiony w tym rozdziale opiera się w dużej mierze na przeglądowych artykułach [1], [2].

1.1 Neutrino w Modelu Standardowym

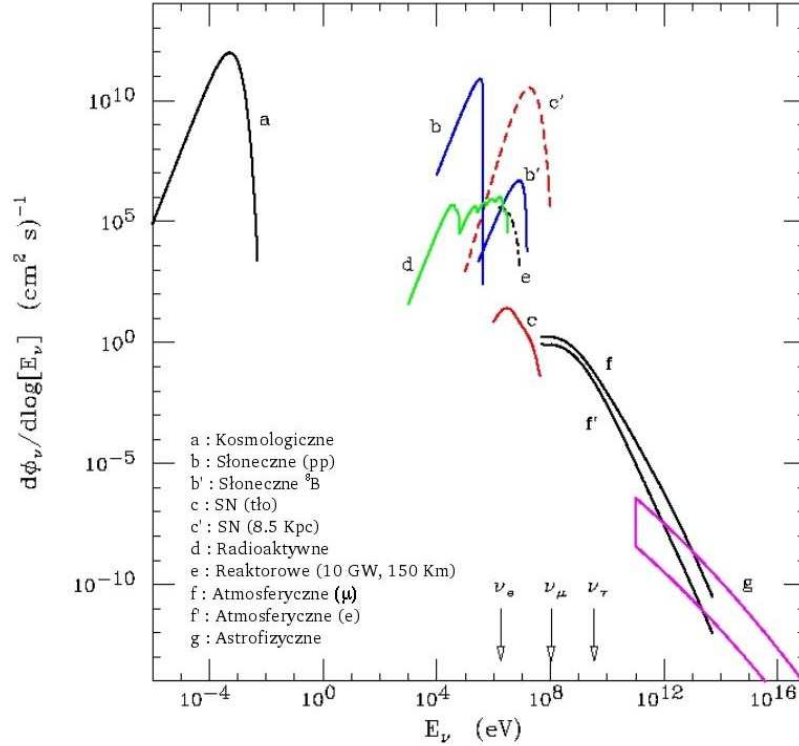
Model Standardowy jest opisem materii fermionowej i jej oddziaływań na gruncie kwantowej teorii pola. Elementarna materia fermionowa dzieli się na oddziałujące tylko elektroslabo leptony i na oddziałujące zarówno elektroslabo jak i silnie kwarki. W sektorze leptonowym wyróżnia się następujące multiplety:

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \\ e_R & \mu_R & \tau_R \end{array} \quad (1.1)$$

L, R - oznacza skrętność odpowiednio lewą i prawą.

Górne cząstki w dubletach o skrętnościach L to neutrino, które są elektrycznie obojętne, więc oddziałują wyłącznie słabo. Pozostałe leptony mają ładunek -1 . Każda z wymienionych cząstek posiada jeszcze swoją antycząstkę. W Modelu Standardowym występują tylko neutrino lewoskrętne, stąd prawoskrętne leptony są singletami. Antyneutrino z kolei są tylko prawoskrętne. Niewystępowanie lewoskrętnych antyneutrino i prawoskrętnych neutrino jest dowodem na to, że oddziaływania słabe łamią w sposób maksymalny symetrię parzystości i sprzężenia ładunkowego. Neutrino w Modelu Standardowym są opisane jako cząstki bezmasowe. Konsekwencją tego jest niemożliwość zachodzenia oscylacji neutrino w tak skonstruowanej teorii. Zaobserwowanie oscylacji byłoby więc nie tylko dowodem na to, że choć jedno z neutrino ma niezerową masę, ale i miałyby daleko idące konsekwencje teoretyczne.

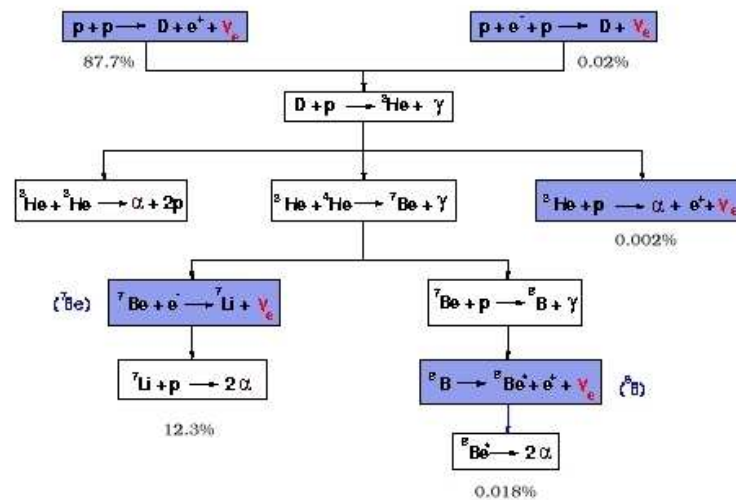
1.2 Źródła neutrin



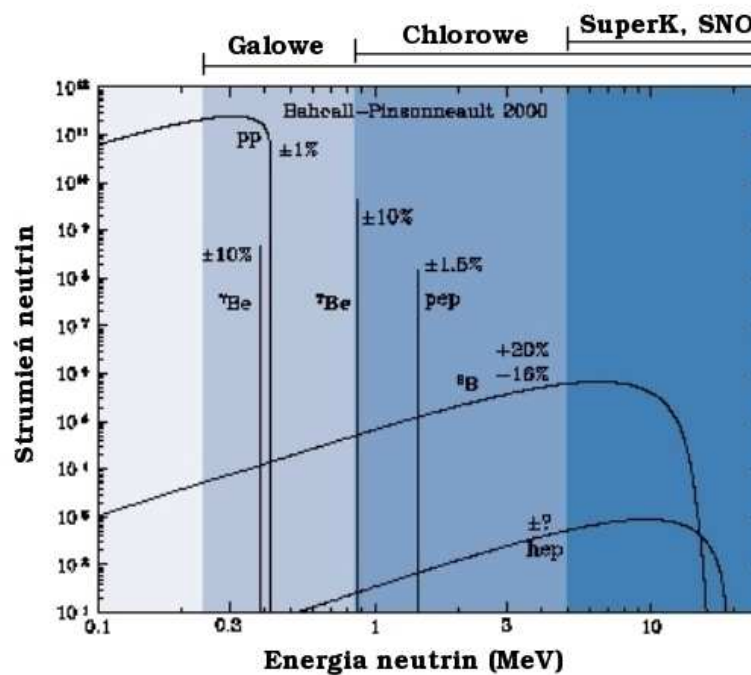
Rysunek 1.1: Strumienie i widma energetyczne neutrin (rysunek od Paolo Lipari z pracy [2]).

Neutrino lub antyneutrino są produktem reakcji zachodzących w różnych zakątkach Wszechświata, w atmosferze ziemskiej i wewnątrz Ziemi. Istnieją też sposoby na to, aby wytworzyć je w warunkach laboratoryjnych, np. w oparciu o wiązki protonów przyspieszonych w akceleratorach czy w reakcjach rozszczepienia jąder, mających miejsce w reaktorach jądrowych. Rysunek 1.1 przedstawia wielkość strumienia neutrin pochodzących z różnych źródeł w zależności od ich energii. Widać na nim, że największy jest strumień neutrin kosmicznych, pochodzących z wczesnego etapu ewolucji Wszechświata. Natomiast najniższy odpowiada neutrinom astrofizycznym o energii sięgającej nawet 10^{16} eV, których poszukiwania niedawno się rozpoczęły z nadzieją, że dostarczą nowych informacji o Wszechświecie.

Różnica między wielkością strumienia obu rodzajów neutrin jest bardzo duża, bo sięgająca ponad dwudziestu rzędów wielkości. Pośrodku skali, zarówno energii jak i strumienia znajdują się neutrino słoneczne, z wybuchu Supernowych, z rozpadów jądrowych (w tym neutrino reaktorowe) oraz neutrino atmosferyczne. Sztucznie wytwarzane neutrino akceleratorowe (niepokazane na rysunku) posiadają energie z dolnej części widma neutrin atmosferycznych.



Rysunek 1.2: Cykl reakcji zachodzących w Słońcu. Dla reakcji z produkcją neutrin zaznaczony jest udział procentowy danej reakcji w całkowitym strumieniu neutrin [1].



Rysunek 1.3: Strumień neutrin pochodzących z reakcji zachodzących w Słońcu w funkcji energii [1].

Jeśli idzie o pomiary oddziaływań tych różnych rodzajów neutrin, to najniżej energetycznie neutrina reliktowe są w ogóle niemierzalne. Pomiary neutrin najwyższych energii rozpoczęły się bardzo niedawno w eksperymencie AMANDA, którego detektorem jest antarktyczny lód z wtopionymi fotopowielaczami, rozmieszczonymi w odległości kilkudziesięciu metrów.

Do tej pory najszerszym badaniom podlegały neutrina lub antyneutrina znajdujące się w środkowej części widma, mianowicie neutrina słoneczne, reaktorowe, atmosferyczne i akceleratorowe. Nimi też zajmę się bardziej szczegółowo w dalszej części tego podrozdziału.

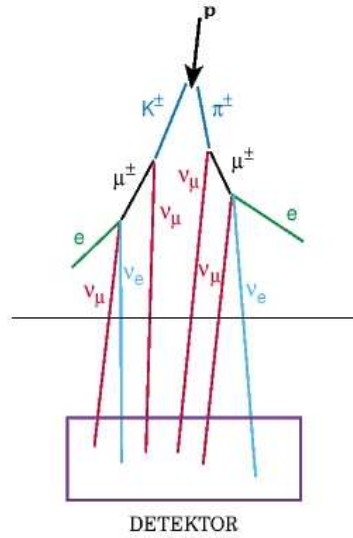
Na rysunku 1.2 przedstawione są główne reakcje termojądrowe, które zachodzą w Słońcu. Te, w których powstają neutrina wyróżniłam i widać, że produkowane są one w pięciu reakcjach. Aby określić, jaki jest procentowy udział poszczególnych reakcji i jaki w ich wyniku powstaje strumień neutrin, potrzebna jest dokładna wiedza na temat Słońca, dotycząca między innymi jego masy, wieku, promienia, jasności, cieplnej i hydrostatycznej równowagi. Wszystkie te wielkości opisuje Standardowy Model Słońca, którego głównym twórcą jest John N. Bahcall [3].

Rysunek 1.3 obrazuje wielkość strumienia neutrin słonecznych w zależności od ich energii. Większa część strumienia neutrin pochodzi z reakcji pp (aż 87.7%), dla której widmo neutrin ma kształt charakterystyczny dla rozpadu β . Podobne widmo odpowiada rozpadowi 8B i reakcji hep . Dla pozostałych dwu reakcji (7Be i pep), odpowiadających wychwytowi e^- , poza neutrinem w stanie końcowym jest tylko nowo powstałe jądro, więc widma tych neutrin są liniami monoenergetycznymi. Najlepszymi kandydatami do badań są neutrina borowe i hep. Ich strumień wprowadzie nie jest duży, ale ze względu na wyższe energie neutrin towarzyszy im stosunkowo małe tło. Główny przyczynek do tła pochodzi od niskoenergetycznych neutronów, które mogą oddziaływać z jądrami atomów ośrodka detektora, imitując neutrina.

Oprócz gwiazd aktywnych, duży strumień neutrin wyzwalany jest u schyłku życia masywnych gwiazd odpowiadających kilku masom Słońca. Zapadanie grawitacyjne ciężkiej gwiazdy prowadzi do powstania Supernowej. W momencie wybuchu gwiazdy większość wyrzuconej przez nią materii jest unoszona przez strumień neutrin i antyneutrin (strumień ten to około $10^{57}s^{-1}$). Większość wyprodukowanych neutrin ma energię z przedziału 10–20 MeV. Neutrina z wybuchu Supernowej zaobserwowano na razie tylko raz, a mianowicie w eksperymencie Kamiokande w 1987 roku. Szacuje się, że taki wybuch zdarza się średnio raz na 30–50 lat.

Źródłem neutrin, które jest najbliższe Ziemi (z pominięciem samej Ziemi) jest atmosfera, w której powstają zarówno neutrina jak i antyneutrina. W wyniku oddziaływania cząstek promieniowania kosmicznego z jądrami gazów w atmosferze powstaje kaskada innych cząstek. Najczęściej taką kaskadę zapoczątkowuje proton, tak jak pokazuje rysunek 1.4. Najwięcej produkowanych jest pionów, a stosunkowo często pojawiają się też kaony. Piony i kaony następnie rozpadają się, dostarczając neutrin i antyneutrin:

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad \text{lub} \quad \pi^-, K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$



Rysunek 1.4: Kaskada cząstek w górnych warstwach atmosfery, rysunek z [4].

Niskoenergetyczne miony rozpadają się jeszcze w atmosferze:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad \text{lub} \quad \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad (1.3)$$

Na podstawie przedstawionych czterech rozpadów widać, że dla mezonów π niższych energii stosunek wytworzonych neutrino i antyneutrino mionowych do neutrino i antyneutrino elektronowych wynosi 2. Miony wyższych energii często docierają do Ziemi przed rozpadem, w wyniku czego stosunek ten będzie większy od 2.

Neutrino i antyneutrino elektronowe powstają też w procesach rozpadów jądrowych β^- i β^+ izotopów promieniotwórczych zawartych wewnątrz Ziemi. W szczególności antyneutrino są produkowane w reakcjach rozszczepienia jąder: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu i ^{241}Pu , zachodzących w reaktorach jądrowych. Typowa duża siłownia jądrowa ma moc 3GW i wytwarza 6×10^{20} antyneutrino na sekundę. W pojedynczym rozszczepieniu powstaje typowo sześć antyneutrino o najbardziej prawdopodobnej wartości energii około 3 MeV. Średnio dla naturalnej promieniotwórczości strumień antyneutrino jest znacznie mniejszy i wynosi $6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Poza tym neutrino produkowane są w akceleratorach. Polega to na tym, że przyspieszone do odpowiedniej energii protony wyprowadza się z akceleratora i zderza się je z tarczą. Tak jak w przypadku neutrino atmosferycznych, w wyniku takiego oddziaływania powstają naładowane piony wraz z domieszką kaonów. Cząstki te rozpadają się z udziałem neutrino bądź antyneutrino mionowych (w zależności od ładunku pionów). Zaletą wiązek akceleratorowych jest, znacznie lepsza niż w przypadku neutrino atmosferycznych, znajomość energii, składu i kierunku wytworzonych neutrino.

1.3 Dziwne wyniki eksperymentów

Dziwne wyniki eksperymentów dotyczyły zarówno neutrin atmosferycznych jak i neutrin słonecznych.

Pierwsze badania oddziaływań neutrin atmosferycznych przeprowadzone były już w roku 1960 w podziemnych detektorach w Południowej Afryce i w Indiach. W eksperymentach tych stosunek zarejestrowanego strumienia neutrin (antyneutrin) mionowych do neutrin (antyneutrin) elektronowych był mniejszy od wartości 2. Jednak pomiary te były obarczone zbyt dużymi błędami statystycznymi, aby wyciągać na ich podstawie jakieś poważne wnioski. Dwadzieścia siedem lat później rozpoczął zbieranie danych eksperyment Kamiokande w Japonii. Detektor tego eksperymentu był budowany z myślą o poszukiwaniu rozpadu protonu. Oddziaływania neutrin atmosferycznych podlegały szczegółowym badaniom ze względu na to, że stanowiły one główne tło dla tego rozpadu. W eksperymentcie Kamiokande badano oddziaływania neutrin atmosferycznych (ν_e i ν_μ) z wymianą prądów naładowanych, czyli z elektronem i mionem w stanie końcowym:

$$\nu_e + N \rightarrow e + N' + X \quad \text{lub} \quad \nu_\mu + N \rightarrow \mu + N' + X \quad (1.4)$$

gdzie: N—nukleon w jądrze przed reakcją, N'— po reakcji, X—inne cząstki powstałe w wyniku oddziaływania, jeżeli energia neutrina jest wystarczająco duża.

W eksperymentcie Kamiokande użyto detektora wypełnionego 3000 tonami ultra-czystej wody (2140 ton wykorzystane było w analizie), na ścianach którego umieszczone były fotopowielacze rejestrujące światło Czerenkowa. Promieniowanie takie powstaje na drodze cząstki naładowanej poruszającej się w danym ośrodku szybciej niż światło. W tym przypadku miało to miejsce dla leptonów e i μ . Kształt pierścienia światła Czerenkowa dla elektronów i mionów jest różny. Na drodze elektronu występują mniejsze bądź większe kaskady elektromagnetyczne. W wyniku tego pierścienia od elektronów jest nieregularny. Natomiast niemalże idealny jego kształt pochodzi od mionów, które tracą swoją energię tylko w procesie jonizacji. Wobec tego w kształcie pierścienia zawarta jest informacja o masie (mion lub elektron), a wielkość jego promienia jest miarą prędkości cząstki. Za pomocą tych dwu wielkości można wyznaczyć energię leptonu, a na tej podstawie wnioskować o energii neutrina. Wyniki eksperymentu Kamiokande pokrywały się z wynikami uzyskanymi przez podobny amerykański eksperyment IMB. Otóż okazało się, że stosunek neutrin i antyneutrin mionowych do neutrin i antyneutrin elektronowych nie jest równy 2, ale około 1. Wobec tego z jakiejś przyczyny mniej neutrin (antyneutrin) mionowych dochodziło do detektora.

W latach sześćdziesiątych ubiegłego wieku w kopalni złota w Homestake w Południowej Dakocie powstał eksperyment Raya Davis'a, pierwszy badający oddziaływania neutrin słonecznych. Detektor tego eksperymentu zawierał 615 ton C_2Cl_4 . Wykrycie neutrina w detektorze bazowało na procesie absorpcji neutrina przez jądro chloru, w wyniku czego powstawał ^{37}Ar i emitowany był elektron. Progiem dla zajścia takiej reakcji była energia neutrina wynosząca 0.814 MeV, jak to pokazane jest na rysunku 1.3. W tym przypadku badaniom podlegały neutrina borowe i neut-

rina berylowe wyższej energii. Ostateczny wynik po latach zbierania danych był następujący [5] [6]:

$$R_{Cl} = 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16 SNU \quad (1.5)$$

(1 SNU = 10^{-36} wychwytów/atom/s). Wynik ten oznaczał, że zarejestrowano trzykrotnie mniejszy strumień neutrin niż przewidywał to Standardowy Model Słońca.

Aby sprawdzić ten niewiarygodny wynik powstały nowe eksperymenty, takie jak SAGE i GALLEX. W detektorach tych eksperymentów miała miejsce absorpcja neutrina przez jądro galu (^{71}Ga), w wyniku czego powstawało jądro germanu (^{71}Ge) i emitowany był elektron. Reakcja ta zachodziła przy bardzo niskim progu energetycznym, bowiem przy 0.233 MeV (rysunek 1.3). Zatem możliwe było badanie części widma neutrin pp. Zgodnie ze Standardowym Modelem Słońca strumień neutrin pp powinien w eksperymentach GALLEX i SAGE wynosić 54% całkowitego strumienia, natomiast 26% i 11% powinno pochodzić odpowiednio z reakcji 7Be i 8B . Model przewidywał też, że całkowity zarejestrowany strumień neutrin w obu eksperymentach powinien być równy 130 SNU. A oto wyniki, które uzyskano (eksperyment SAGE: [7][8], eksperyment GALLEX: [9]):

$$R_{SAGE} = 70.8^{+5.3}_{-3.2} SNU \quad (1.6)$$

$$R_{GALLEX} = 77.5 \pm 6.2^{+4.3}_{-4.7} \quad (1.7)$$

Zatem i w tych eksperymentach strumień, który został zmierzony, był za mały.

Eksperyment Kamiokande, o którym już wspomniałam w trakcie omawiania neutrin atmosferycznych, mierzył także neutrina słoneczne. W odróżnieniu od radiochemicznych eksperymentów galowych i chlorowych badane były w nim przypadki rozpraszania elastycznego neutrin na elektronach atomów. Eksperyment prowadzony był w czasie rzeczywistym, tzn. przypadki oddziaływań dostępne były analizie zaraz po ich zarejestrowaniu. Próg energetyczny Kamiokande był większy niż dla eksperymentów radiochemicznych, wynosił bowiem 7.5 MeV. Wobec tego badaniom podlegały neutrina borowe i mały strumień neutrin hep (rysunek 1.3). Zmierzony strumień neutrin w Kamiokande [10] wynosił:

$$\Phi_{Kamiokande} = (2.80 \pm 0.19 \pm 0.33) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}, \quad (1.8)$$

co odpowiadało około (40–50)% strumienia przewidzianego przez Standardowy Model Słońca. Warto zaznaczyć, że elastyczne rozpraszanie na elektronach atomów zachodzi dla wszystkich rodzajów neutrin, ale największy wkład pochodzi od neutrin elektronowych ze względu na siedmiokrotnie większy przekrój czynny niż dla neutrin mionowych i taonowych.

Zagadka dziwnych wyników eksperymentów została rozwiązana. Okazało się bowiem, że nie ma podstaw do tego, aby masa neutrin wynosiła zero, jak to podaje Model Standardowy Cząstek Elementarnych. Jeżeli tak, to dozwolone są oscylacje neutrin, o których szerzej piszę w kolejnym podrozdziale.

1.4 Oscylacje neutrin - formalizm

Najlepsze wytłumaczenie obserwowanego niedoboru neutrin dochodzących do detektora daje hipoteza oscylacji neutrin. Oznacza to, że stany zapachowe neutrin (ν_e, ν_μ, ν_τ) są kombinacjami liniowymi stanów masowych i po pewnym czasie neutrin jednego zapachu przechodzi w neutrin o innym zapachu.

Stan własny neutrina o zapachu α (e, μ, τ) po czasie t opisuje wzór:

$$\nu_\alpha(t) = e^{ip \cdot r} \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} e^{-iE_k t} \nu_k = e^{ip \cdot r} \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} e^{-i\sqrt{p^2 + m_k^2} t} \nu_k \quad (1.9)$$

gdzie $e^{ip \cdot r}$ to faza związana z ruchem neutrina o pędzie p , k numeruje stany masowe neutrin ($k = 1, 2, 3$), a $U_{\alpha k}$ jest unitarną macierzą mieszania. Jak widać z powyższego wzoru oscylacje mogą zachodzić tylko dla cząstek masowych.

Rozpatrzmy teraz prostszy przypadek mieszania dwu stanów masowych neutrin. Formalnie takie mieszanie zapisuje się przy pomocy macierzy obrotu w następujący sposób:

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

gdzie parametr θ jest kątem mieszania.

Prawdopodobieństwo, że neutrin o zapachu α i o energii E po przejściu drogi L w czasie t stanie się neutrinem o zapachu β , wyraża się poprzez wzór:

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{E_1 - E_2}{2} t \quad (1.11)$$

Wzór ten można zapisać w nieco inny sposób, a mianowicie taki, żeby była uwzględniona masa neutrin:

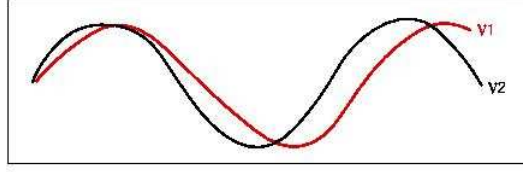
$$E_{1,2} = \sqrt{p^2 + m_{1,2}^2} \simeq p \left(1 + \frac{m_{1,2}^2}{2p^2} \right) \quad (1.12)$$

$$E_1 - E_2 = \frac{1}{2p} \Delta m^2 \quad (1.13)$$

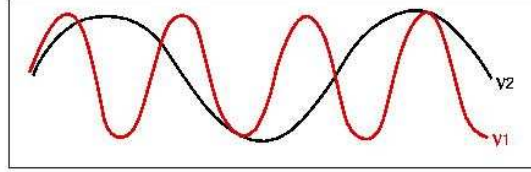
gdzie: $\Delta m^2 = (m_1^2 - m_2^2)$ i ostatecznie:

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t \quad (1.14)$$

Z powyższego wzoru widać, że pierwsze maksimum oscylacji zachodzi dla $\frac{\Delta m^2 t}{4p} = \frac{\pi}{2}$, a zanikanie dla $\frac{\Delta m^2 t}{4p} = \pi$. Wyrażając czas t przez iloraz odległości L i prędkości neutrina c oraz dokonując dalszych przekształceń kinematycznych, wzór 1.14 można zapisać w postaci:



Rysunek 1.5: Przebieg oscylacji dla małej różnicy kwadratów mas neutrin [4].



Rysunek 1.6: Przebieg oscylacji dla dużej różnicy kwadratów mas neutrin [4].

$$P_{\alpha\beta}(t) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \frac{L[m]}{E[MeV]} \Delta m^2[eV^2]\right) \quad (1.15)$$

Istnieją więc dwa parametry teoretyczne, θ i Δm^2 , które opisują zachodzące oscylacje. Ponadto oscylacje zależą od dwu czynników eksperymentalnych, a mianowicie energii neutrin E i odległości L pomiędzy detektorem a źródłem neutrin. Na rysunkach 1.5 i 1.6 pokazane są oscylacje w przypadku małej i dużej różnicy kwadratów mas. W przypadku niewielkiej różnicy prawdopodobieństwo zaobserwowania oscylacji jest większe na większych odległościach, natomiast dla dużej różnicy mieszanie następuje bardzo szybko (oscylacja zachodzi bardzo szybko).

W eksperymentach oscylacje neutrin są badane na dwa sposoby. Jedne eksperymenty rejestrują neutrina ν_β pojawiające się w pierwotnej wiązce ν_α — np. projektowane eksperymenty OPERA czy ICARUS na wiązce CNGS. Inne badają osłabienie pierwotnej wiązki neutrin ν_α , np. K2K i SuperKamiokande.

Analogicznie, jak było to w przypadku mieszania dwóch stanów masowych neutrin, konstruuje się macierz mieszania dla trzech stanów masowych wchodzących w skład trzech stanów zapachowych neutrin. Od nazwisk autorów nazwana ona jest macierzą Maki-Nagakawy-Sakaty:

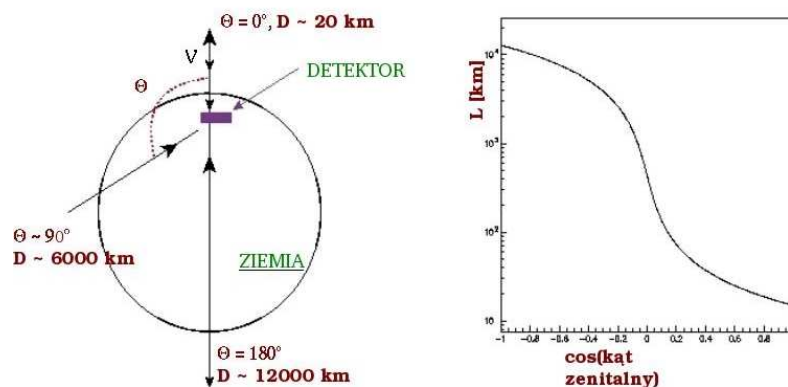
$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} = \tag{1.16}
\begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \\
\times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha/2+i\beta} \end{pmatrix}$$

Pierwsza i trzecia macierz opisują odpowiednio oscylacje neutrin słonecznych i atmosferycznych. W drugiej uwzględniona jest faza, która odpowiedzialna jest za łamanie parzystości CP w sektorze leptonowym i kąt θ_{13} , opisujący oscylacje $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$. Ostatnia macierz nie wchodzi w skład opisu oscylacji neutrin, ale zawiera dwie fazy, które są różne od zera w przypadku gdyby okazało się, że neutrina są cząstkami Majorany, czyli są identyczne ze swoimi antycząstkami.

Z pomiarów w eksperymentach przy akceleratorze LEP wynika, że tylko trzy neutrina (ν_e, ν_μ, ν_τ) sprzęgają się do bozonu Z^0 [11]. Tymczasem wyniki eksperymentu LSND mogą świadczyć o zachodzeniu mieszania dla więcej niż trzech neutrin. Jeżeli wynik ten potwierdzi się, będzie trzeba wprowadzić do teorii czwarte neutrino, które nie sprzęga się do Z^0 i które nazwano neutrinem sterylnym. W takim przypadku opis oscylacji między trzema stanami zapachowymi neutrin oraz neutrinem sterylnym wymagać będzie czterech stanów masowych neutrin i macierzy mieszania (4×4).

1.5 Ewidencja doświadczalna za oscylacjami neutrin

W ciągu ostatnich pięciu lat wyjaśnione zostało zjawisko niedoboru neutrin docierających do Ziemi. W eksperymencie SuperKamiokande precyzyjnie zmierzono rozkłady kątowe leptonów powstających w oddziaływaniach mionowych i elektronowych neutrin atmosferycznych, dla których najlepszego wytłumaczenia dostarcza przemiana neutrin mionowych w taonowe na ich drodze przez Ziemię. Niezależny eksperyment akceleratorowy K2K, który pracował w tym samym obszarze parametrów dla neutrin mionowych z wiązki, potwierdził wyniki uzyskane w SuperKamiokande. Z kolei niedobór elektronowych neutrin słonecznych został wyjaśniony dzięki eksperymentowi SNO, który jednocześnie mierzył całkowity strumień neutrin i strumień neutrin elektronowych. Eksperyment ten w serii kilku prac powstałych w latach 2000–2002 podał rezultaty swoich pomiarów wskazujące na oscylacje neutrin elektronowych w neutrina mionowe lub taonowe. Potwierdzenia transformacji zapachu neutrin słonecznych dokonał eksperyment KamLAND pod koniec 2002 roku, który uzyskał te same (w granicach błędu) wartości parametrów oscylacji, ale dla antyneutrin elektronowych.



Rysunek 1.7: Strumień neutrin w eksperymencie SuperKamiokande w zależności od kąta zenitalnego θ , pod jakim neutrina docierały do detektora [4].

Fizyka neutrin to bardzo intensywnie rozwijająca się dziedzina w ostatnich latach. Wiele już odkryto, ale też wiele jeszcze pozostaje do zbadania, wobec czego planowane są liczne nowe eksperymenty. Badania neutrin dostarczają informacji nie tylko w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych ale i w astrofizyce, co czyni fizykę neutrin niezwykle ciekawą.

1.5.1 Oscylacje neutrin atmosferycznych

Eksperyment SuperKamiokande był następcą eksperymentu Kamiokande, od którego różnił się tym, że miał dziesięciokrotnie większą aktywną masę detektora. Dzięki temu zebrano w stosunkowo krótkim czasie tak dużą liczbę oddziaływań neutrin atmosferycznych, że można było zbadać zależność ich strumienia od wartości kąta zenitalnego [12]. Jak widać z rysunku 1.7, kąt θ jest miarą długości drogi, jaką neutrina atmosferyczne pokonują od miejsca powstania w atmosferze do detektora. Zderzenia podzielono na kilka kategorii według energii neutrina i według topologii obserwowanej w detektorze. Rozróżniano przypadki niskoenergetyczne, tzw. „Sub-GeV” i wysokoenergetyczne, tzw. „Multi-GeV” w zależności od tego, czy badano zdarzenia poniżej czy powyżej 1.2 GeV. Wśród nich były takie, gdzie cały tor leptonu naładowanego zawarty był w detektorze, tzw. przypadki „fully contained” i takie, gdzie oddziaływanie neutrin miało miejsce w detektorze, ale tor leptonu wychodził z niego, tzw. przypadki „partially contained”. Dodatkowo badano zdarzenia, gdzie miony powstałe w wyniku oddziaływania neutrina mionowego na zewnątrz detektora i przychodzące z kierunku wnętrza Ziemi, miały wystarczającą energię, aby przejść przez cały detektor, jak i te, gdzie miony zatrzymywały się w detektorze.

Wyniki, które otrzymano badając neutrina atmosferyczne, opublikowane zostały w 1998 roku w najczęściej cytowanej pracy z fizyki cząstek elementarnych [12]. Wyniki te, ale już w oparciu o znacznie większą liczbę zebranych przypadków, przedstawiam na rysunku 1.8, na którym dane z eksperymentu są porównane z wynikami

otrzymanymi w symulacji Monte Carlo. Widać, że rozkłady dla przypadków oddziaływań neutrin elektronowych są w granicach błędu zgodne z hipotezą braku oscylacji. Z kolei rozkłady odpowiadające różnym kategoriom przypadków z leptonem μ w stanie końcowym wskazują na osłabienie strumienia neutrin mionowych. Osłabienie jest tym większe, im dłuższa jest droga neutrina do detektora. Analiza pokazała, że dane dla neutrin atmosferycznych najlepiej pasują do hipotezy oscylacji neutrin mionowych w neutrina taonowe przy wartościach parametrów oscylacji $\sin^2 \theta_{23} = 1.00$ i $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3}$ [13].

Eksperyment K2K, z długą bazą pomiarową, również wskazał na oscylacje neutrin mionowych [14]. Mierzono w nim osłabienie pierwotnej wiązki mionowych neutrin akceleratorowych, wysyłanej z ośrodka KEK do detektora SuperKamiokande na odległość ~ 250 km (stąd długa baza pomiarowa). Średnia energia neutrin wynosiła 1.3 GeV, tak więc stosunek $\frac{L}{E}$ odpowiadał Δm_{23}^2 około $3 \times 10^{-3} eV^2$ czyli wartości z obszaru oscylacji neutrin atmosferycznych. Zaobserwowano 56 oddziaływań neutrin wobec oczekiwanej liczby przypadków $80.1 \pm 6.2 \pm 5.4$ przy założeniu braku oscylacji. Najlepsze dopasowanie dla oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ dało następujące parametry: $\Delta m_{23}^2 = 2.8 \times 10^{-3} eV^2$ i $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$.

Obecnie hipoteza oscylacji neutrin atmosferycznych jest bardzo solidnie ugruntowana eksperymentalnie. Najlepsze dopasowanie parametrów oscylacji do pomiarów w eksperymencie SuperKamiokande otrzymuje się dla $\Delta m_{23}^2 = 2.0 \times 10^{-3} eV^2$ i dla $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ [15], czyli dla maksymalnego mieszania stanów ν_2 i ν_3 .

1.5.2 Oscylacje neutrin słonecznych

Eksperymentem, który rozwiązał zagadkę neutrin słonecznych, był SNO (Sudbury Neutrino Observatory). Wewnętrzny detektor SNO ma kształt kuli, na powierzchni której znajdują się fotopowielacze rejestrujące światło przychodzące z jej wnętrza. Dzięki wykorzystaniu ciężkiej wody (około 1 ktory D_2O), można równocześnie badać trzy różne reakcje, a mianowicie z wymianą prądów naładowanych, z wymianą prądów neutralnych i rozpraszanie elastyczne neutrin na elektronach atomowych. Detektor zewnętrzny, wypełniony zwykłą wodą, pełni rolę detektora veto.

Proces przy udziale prądów naładowanych (CC):

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (1.17)$$

zachodzi wyłącznie dla neutrin elektronowych. Mierzone były przypadki z energią kinetyczną elektronu powyżej 5 MeV.

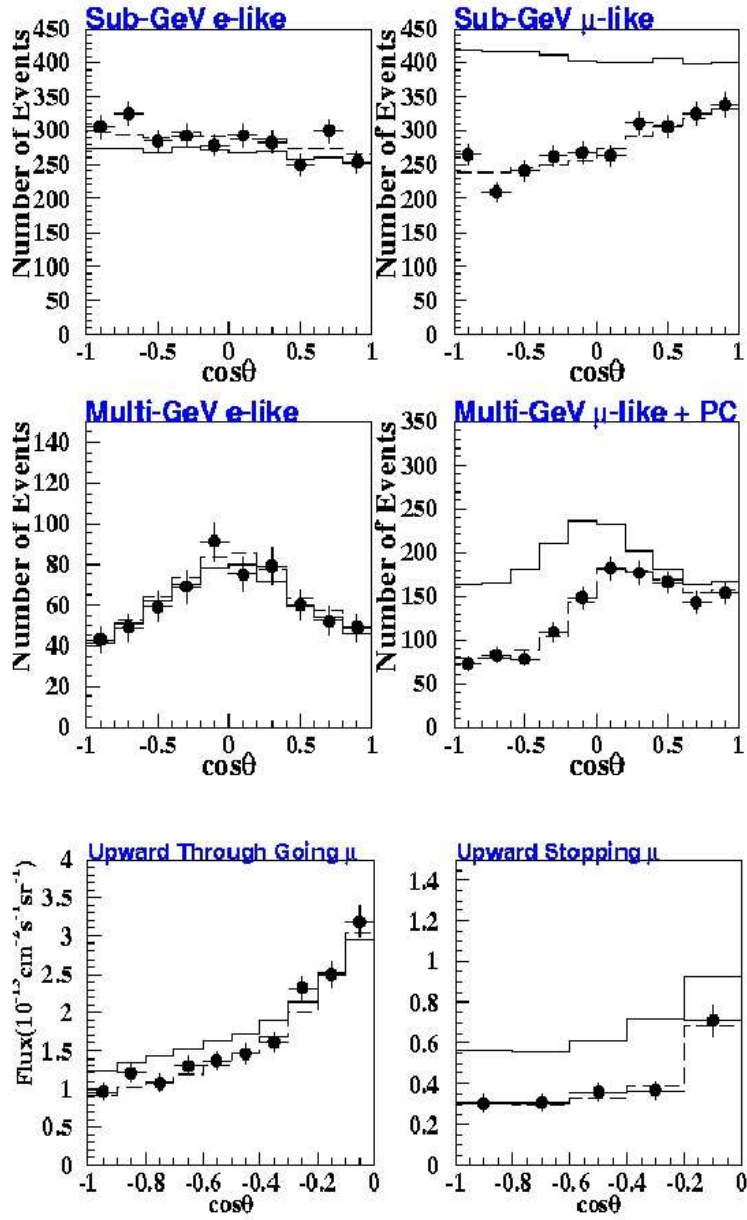
Proces przy udziale prądów neutralnych (NC):

$$\nu_\alpha + d \rightarrow n + p + \nu_\alpha \quad (1.18)$$

zachodzi dla wszystkich trzech rodzajów neutrin ($\alpha = e, \mu, \tau$) z takim samym przekrojem czynnym. Aby reakcja zaszła, energia neutrina musi być większa od 2.225 MeV.

Rozpraszanie elastyczne (ES):

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \quad (1.19)$$



Rysunek 1.8: Pomiary w eksperymencie SuperKamiokande przedstawiające liczbę zarejestrowanych przypadków w zależności od kąta zenitalnego. Wyniki zostały zestawione dla mionów i elektronów zgodnie z podziałem zastosowanym w tym eksperymencie: dla zdarzeń mniej i bardziej energetycznych („Sub-GeV” i „Multi-GeV”) oraz dla skierowanych do góry mionów zatrzymujących się i nie zatrzymujących się wewnątrz detektora. Dane te były zbierane przez 1289 dni. Linia ciągła odpowiada danym Monte Carlo przy założeniu braku oscylacji, natomiast linia przerywana odpowiada przypadkom Monte Carlo z uwzględnieniem oscylacji z wartościami parametrów $\sin^2 2\theta_{23} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ i $\Delta m_{23}^2 = 1.00$ [13].

zachodzi dla wszystkich trzech rodzajów neutrin, ale w tym przypadku przekrój czynny na oddziaływania neutrin elektronowych jest około siedmiokrotnie wyższy niż dla neutrin mionowych i taonowych. Wobec tego pomiar rozpraszania elastycznego jest bardziej czuły na zjawiska dotyczące neutrin elektronowych niż wszystkich pozostałych neutrin. Analizowano przypadki z elektronem o energii kinetycznej powyżej 5 MeV.

Wyniki opublikowane przez współpracę SNO [16] były następujące:

$$\Phi_{SNO}^{CC} = (1.76_{-0.05}^{+0.06} \pm 0.09) \times 10^6 cm^{-2} s^{-1} \quad (1.20)$$

$$\Phi_{SNO}^{NC} = (5.09_{-0.43-0.43}^{+0.44+0.46}) \times 10^6 cm^{-2} s^{-1} \quad (1.21)$$

$$\Phi_{SNO}^{ES} = (2.36 \pm 0.24 \pm 0.12) \times 10^6 cm^{-2} s^{-1} \quad (1.22)$$

gdzie Φ^{CC} , Φ^{NC} , Φ^{ES} oznaczają strumienie neutrin dla reakcji 1.17 1.18 1.19. Dla porównania, całkowity strumień przewidziany przez Standardowy Model Słońca wynosił:

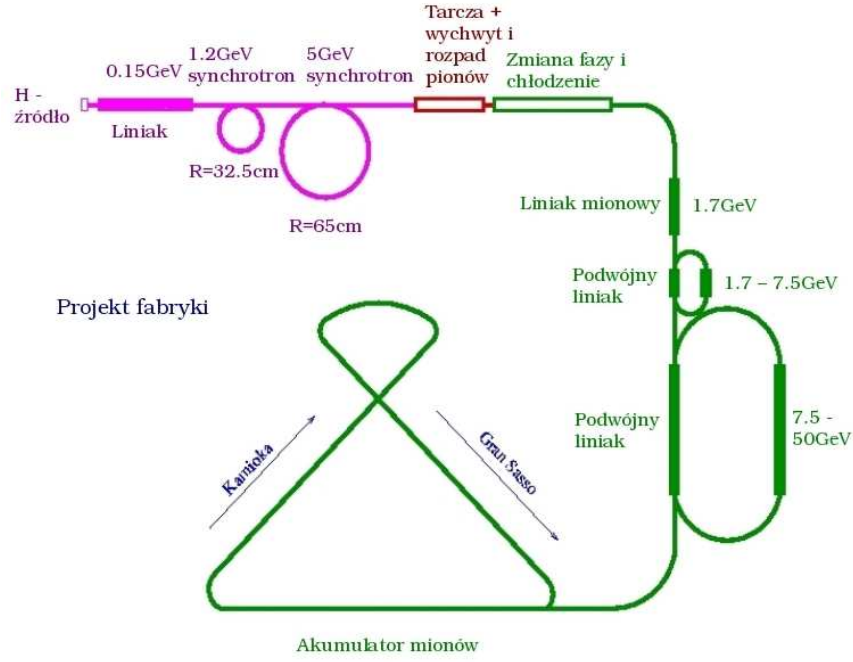
$$\Phi_{SSM} = 5.05_{-0.81}^{+1.01} \quad (1.23)$$

Wobec tego całkowity strumień neutrin słonecznych zmierzony przez eksperyment SNO (1.21) całkiem nieźle zgadza się z przewidywaniami Modelu Standardowego Słońca. Natomiast podobnie jak we wcześniejszych eksperymentach zaobserwowano mniej neutrin elektronowych (1.20 i 1.22). Ponieważ w Słońcu produkowane są tylko neutrina elektronowe, niedobór neutrin elektronowych oznacza, że część z nich musiała przeoscyłować w neutrina o zapachu mionowym lub taonowym. Tak powstałe neutrina mionowe (taonowe) mają energię poniżej progu energetycznego dla wytworzenia leptonu μ (τ), nie obserwuje się więc odpowiadających im oddziaływań z wymianą prądów neutralnych i niesposób rozstrzygnąć, w które z tych dwu rodzajów neutrin przeoscyłowało neutrino elektronowe.

Najlepsze dopasowanie parametrów oscylacji do pomiarów w eksperymencie SNO otrzymano dla $\Delta m_{12}^2 = 7.1 \times 10^{-5} eV^2$ i $\tan^2 \theta_{12} = 0.41$ [17]. Odpowiadają one dużemu, ale nie maksymalnemu mieszaniu się stanów masowych ν_1 i ν_2 .

Ciekawym eksperymentem był KamLAND, który po około roku zbierania danych dla antyneutrin elektronowych, pochodzących z japońskich i koreańskich siłowni jądrowych znajdujących się w średniej odległości 180 km, przedstawił wyniki świadczące o zachodzących oscylacjach antyneutrin. Na dodatek eksperyment ten wykazał, że reaktorowe antyneutrino oscylują tak, jak słoneczne neutrino. Najlepsze dopasowanie do danych dało parametry oscylacji $\Delta m_{12}^2 = 6.9 \times 10^{-5} eV^2$ i $\sin^2 2\theta_{12} = 0.91$ [18].

1.6 Przyszłość fizyki oscylacji neutrin



Rysunek 1.9: Schemat fabryki neutrin [4].

Bardzo ważnym elementem przyszłych badań neutrin jest wyznaczenie parametru θ_{13} . Parametr ten wiąże ze sobą obszar neutrin atmosferycznych i słonecznych. Opisuje on bowiem oscylacje $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$ w obszarze parametrów oscylacji atmosferycznych. Obecnie najlepsze ograniczenie na ten parametr pochodzi z eksperymentu CHOOZ i wynosi $\sin^2 2\theta_{13} < 0.12$, co odpowiada kątowi $\theta_{13} < 7^\circ$. Gdyby okazało się, że wartość θ_{13} jest bliska zeru, to wyrażenie $e^{i\delta_{CP}} \sin \theta_{13}$ występujące w macierzy MNS (1.16), osiągnie także wartość bliską zeru. Oznaczałoby to, że łamanie parzystości CP w sektorze leptonowym jest niemożliwe do wyznaczenia. W najbliższych kilku latach kąt θ_{13} będzie wyznaczany w eksperymentach MINOS na wiązce NuMi z Fermilab do kopalni Soudan, OPERA i ICARUS na wiązce CNGS z CERN'u do Gran Sasso. W dalszej przyszłości będzie je mierzyć szereg innych planowanych eksperymentów.

Jeżeli okaże się, że wartość parametru θ_{13} jest dość duża, planuje się zbudowanie fabryk neutrin, za pomocą których będzie badany stopień łamania CP. Schemat jednego z projektów fabryki przedstawia rysunek 1.9. Miony, które powstały na skutek rozpadów pionów będą przyspieszane do energii 20–50 GeV, a następnie będą wstrzykiwane do akumulatora i tutaj będą rozpadały się na e^- (e^+) i na parę $\nu_\mu \bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu \nu_e$). Stopień łamania parzystości będzie wyznaczony na podstawie wzoru:

$$\frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} = - \left(\frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin^2 \theta_{23}} \right) \left(\frac{\sin 2\Delta_{12}}{\sin 2\theta_{13}} \right) \sin \delta_{CP} \quad (1.24)$$

gdzie: $\Delta_{12} = \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu}$.

Parametr Δ_{12} wymaga bardzo dużego stosunku $\frac{L}{E}$, z kolei zbyt duża odległość źródło-detektor powoduje, że pojawiają się dodatkowe degeneracje i korelacje parametrów oscylacyjnych.

1.7 Bezwzględna wartość masy neutrin

Badania oscylacji dostarczają jedynie informacji o różnicy kwadratów mas neutrin. Na ich podstawie nie da się przewidzieć wartości samych mas, a tym samym ich hierarchii. Pomiar przejścia neutrin słonecznych przez materię Słońca dostarcza informacji o wewnętrznej hierarchii m_1 i m_2 . Pomiar analogicznych efektów dla przejścia przez Ziemię neutrin atmosferycznych i akceleratorowych są na razie za mało czułe na to, aby można było stwierdzić, czy trzeci stan masowy leży powyżej (hierarchia normalna) czy poniżej (hierarchia odwrócona) stanów m_1 i m_2 . Ilustruje to rysunek 1.10, na którym schematycznie pokazane są obie hierarchie oraz przypadek tzw. degeneracji mas. Degeneracja odpowiada sytuacji, kiedy wszystkie trzy masy byłyby dużo większe niż ich różnice, czyli najlżejsze neutrino byłoby dużo cięższe niż $\Delta m_{atm} \simeq 40$ meV. Aby więc dowiedzieć się, który z tych modeli prawidłowo opisuje stany masowe neutrin potrzebne są niezwykle czułe eksperymenty o dokładności pomiaru masy lepszej niż 40 meV.

Jednym z pomysłów na pomiar masy neutrina jest wykorzystanie rozpadu β trytu. Realizowany on był w eksperymentach Troitsk [19] i Mainz [20] i polega na badaniu widma energetycznego elektronów z reakcji ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}^+ + e^- + \bar{\nu}_e$, a przede wszystkim końca jego widma. Przy założeniu zerowej masy neutrina ta część widma zachowuje się jak $\frac{1}{E^3}$, co pokazuje rysunek 1.11. Niezgodność tego rozkładu teoretycznego z rozkładem doświadczalnym będzie tym większa, im większa jest masa badanego neutrina. Efektywna masa neutrina z rozpadu β wynosi:

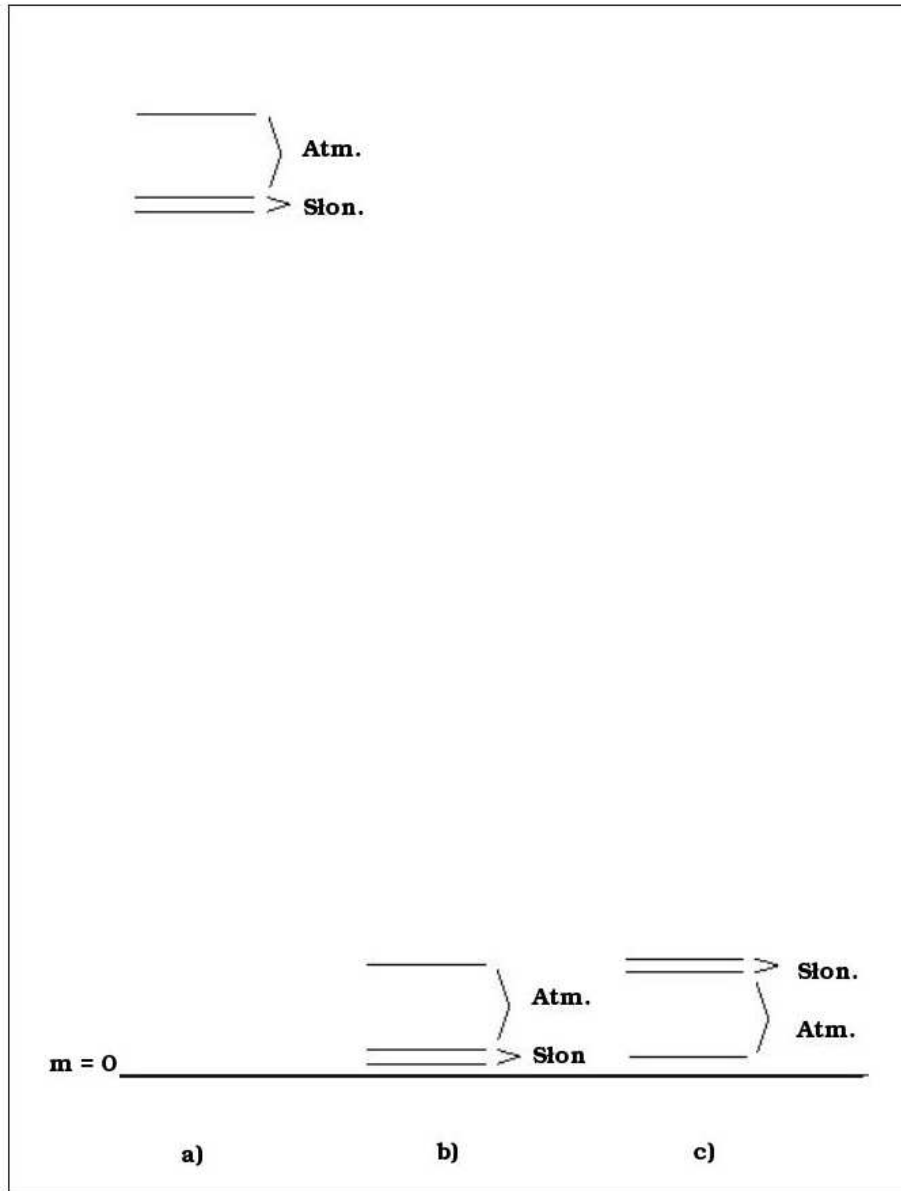
$$m_\beta^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2 \quad (1.25)$$

gdzie m_i to stany masowe neutrin, a U_{ei} to unitarna macierz mieszania.

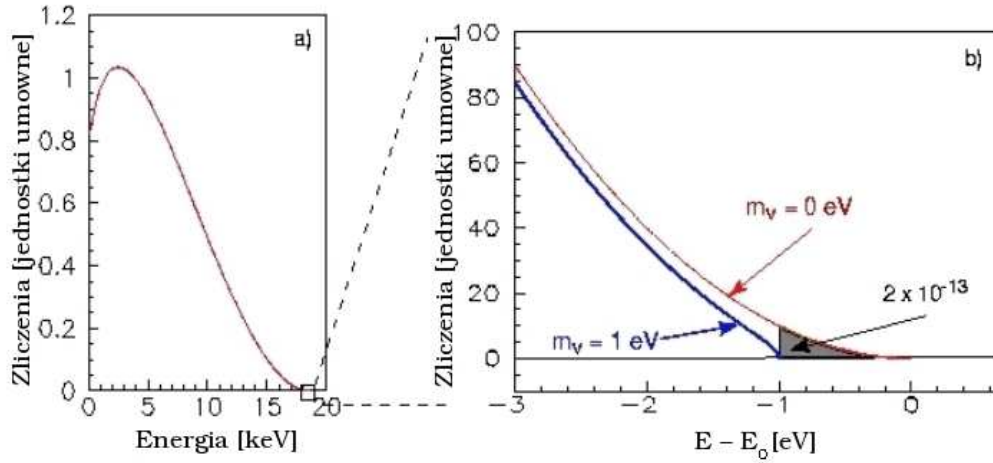
Na poziomie 2σ eksperymenty Troitsk i Mainz dostarczyły ograniczenia od góry na masę efektywną: $m_\beta \leq 2.2$ eV. Naukowcy z obu eksperymentów będą kontynuować badania w przygotowywanym wspólnym eksperymencie KATRIN [21]. Dzięki poprawionej o blisko trzy rzędy wielkości czułości detektora, oczekuje się obniżenia górnej granicy masy efektywnej neutrina do około 0.2–0.3 eV.

Inny sposób wyznaczenia bezwzględnej wartości masy neutrina polega na podaniu ograniczenia na sumę mas wszystkich trzech zapachów neutrin w oparciu o astrofizyczne pomiary neutrin realizowane w eksperymencie WMAP [22]. Obecna górna granica sumy mas neutrin wyznaczona w tym eksperymencie wynosi około 1 eV.

Bezwzględną wartość masy neutrina można też wyznaczyć w oparciu o pomiar czasu połowicznego zaniku dla podwójnego bezneutrinowego rozpadu β ($\beta\beta 0\nu$):



Rysunek 1.10: Trzy modele stanów masowych neutrin: a) degeneracja mas, b) hierarchia normalna i c) hierarchia odwrócona.



Rysunek 1.11: Widmo rozpadu β dla trytu: a) kompletne, b) tylko obszar przy końcu widma. Widma dla przypadków, kiedy masa neutrina jest równa 0 i 1 eV [21].

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- \quad (1.26)$$

Energia elektronów z tego rozpadu jest ściśle określona dla określonych jąder. Trzeba ją będzie odróżnić od widma dla dozwolonego, choć rzadkiego, procesu podwójnego rozpadu β ($\beta\beta 2\nu$) dla tych samych jąder:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} X + 2e^- + 2\bar{\nu} \quad (1.27)$$

Jeżeli bezneutrinowy rozpad β zostanie wykryty, będzie to również dowodem na to, że neutrina są cząstkami Majorany (neutrino jest identyczne ze swoim antyneutrinem). Dwie dodatkowe fazy związane z cząstkami Majorany zostały uwzględnione w macierzy MNS (1.16) i mogą być zmierzone tylko w podwójnym bezneutrinowym rozpadzie β . W przygotowaniu jest szereg eksperymentów, których celem jest podniesienie czułości dla poszukiwań rozpadu ($\beta\beta 0\nu$) o dwa do trzech rzędów wielkości.

Rozdział 2

Eksperyment ICARUS

Eksperyment ICARUS prowadzony będzie w podziemnym laboratorium w Gran Sasso we Włoszech. Obszerną informację o programie eksperymentu i o jego detektorze znaleźć można w [23].

2.1 Cele fizyczne eksperymentu

W eksperymencie ICARUS badaniu będą podlegać neutrina atmosferyczne, słoneczne, z wybuchu Supernowej oraz z wiązki akceleratorowej. Oprócz tego będą prowadzone poszukiwania rozpadu protonu, który jest przewidywany przez modele supersymetryczne.

Neutrina atmosferyczne są cały czas badane w wielkim detektorze eksperymentu SuperKamiokande. W eksperymencie ICARUS nie osiągnie się tak dobrej statystycznie liczby przypadków, ale za to będzie możliwy pomiar neutrin poniżej progu energetycznego SuperKamiokande ($400 \frac{MeV}{c}$), dzięki czemu będzie można prześledzić całe widmo energetyczne neutrin. Innym atutem eksperymentu ICARUS jest możliwość lepszego wyznaczenia kierunku neutrin niż w SuperKamiokande ze względu na lepszą kątową zdolność rozdzielczą detektora i pomiar w oparciu o wszystkie stany końcowe. W SuperKamiokande jest on prowadzony w oparciu o przypadki z pojedynczym leptonem w stanie końcowym. Trzecią zaletą jest bardzo dobry pomiar oddziaływań z wymianą prądów neutralnych. Wszystko to pozwoli na osiągnięcie znacznie mniejszych błędów systematycznych w eksperymencie ICARUS w porównaniu z SuperKamiokande.

Neutrina słoneczne i powstałe w Supernowej będą badane w reakcjach absorpcji:

$$\nu_e + {}^{40}Ar \rightarrow {}^{40}K^* + e^- \quad \bar{\nu}_e + {}^{40}Ar \rightarrow {}^{40}Cl^* + e^+ \quad (2.1)$$

lub w reakcjach rozpraszania elastycznego na elektronie:

$$\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^- \quad \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_{e,\mu,\tau} + e^- \quad (2.2)$$

.

Próg energetyczny dla neutrin słonecznych w eksperymencie ICARUS jest powyżej 8 MeV. Dzięki temu, że strumień neutrin z Supernowej to krótkotrwały silny sygnał, dla tych neutrin próg będzie można obniżyć. Z kolei dzięki temu, że neutrinom i antyneutrinom elektronowym towarzyszy inny rodzaj absorpcji, będą one rozróżniane. Jest to unikalna cecha detektora ICARUS dla badań strumienia neutrin wyzwalanych z Supernowych.

W rozpraszaniu elastycznym uczestniczą wszystkie zapachy neutrin. Różnica w liczbie zarejestrowanych neutrin i antyneutrin elektronowych, mionowych i taonowych w rozpraszaniu elastycznym dla wybuchu Supernowej w odległości 10 kpc jest pokazana na rysunku 2.2. Widać, że największy strumień stanowią neutrina elektronowe, natomiast najmniejszy pochodzi od neutrin i antyneutrin mionowych i taonowych. Proces absorpcji zachodzi z większym przekrojem czynnym niż proces dla rozpraszania elastycznego neutrin elektronowych. Oczekuje się, że całkowita liczba przypadków oddziaływań wszystkich neutrin i antyneutrin, zarejestrowanych w 600 tonach argonu i odpowiadających rozpraszaniu elastycznemu, będzie rzędu kilku przypadków, natomiast dla reakcji absorpcji będzie ich znacznie więcej — oszacowania dają około 30 przypadków [23].

Trzy typy oscylacji będą badane przy wykorzystaniu mierzonych neutrin z akceleratora. Wiązka neutrin o średniej energii 17 GeV będzie przebywać drogę 732 km z CERN-u do Gran Sasso (CNGS), a więc będzie to eksperyment z długą bazą pomiarową. Rysunek 2.1 pokazuje podziemne instalacje do produkcji tej wiązki w CERN-ie. Niewielka część ν_μ będzie miała szansę przeoscyłować w neutrina o innym zapachu, których pojawienie się w wiązce będzie rejestrowane w podziemnym laboratorium w Gran Sasso. Prowadzone badania obejmować będą:

ν_μ — oddziaływania CC (z wymianą prądów naładowanych): monitorowanie wiązki docierającej do Gran-Sasso,

ν_τ — oddziaływania CC: poszukiwanie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$,

ν_e — oddziaływania CC: poszukiwanie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$, jak również badanie zanieczyszczenia wiązki przez ν_e ,

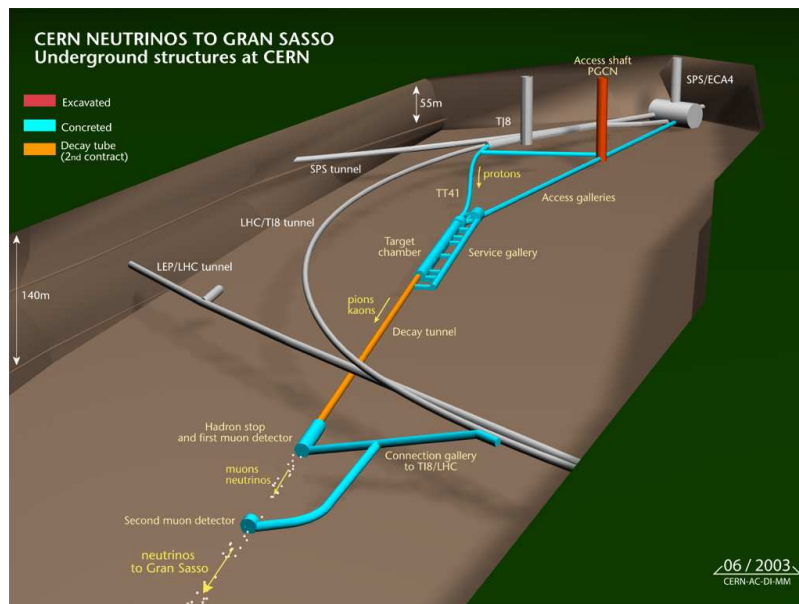
ν_x — oddziaływanie NC (z wymianą prądów neutralnych): poszukiwanie oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_s$ w oddziaływaniach z prądami neutralnymi oraz badanie tła.

$x = e, \mu, \tau$.

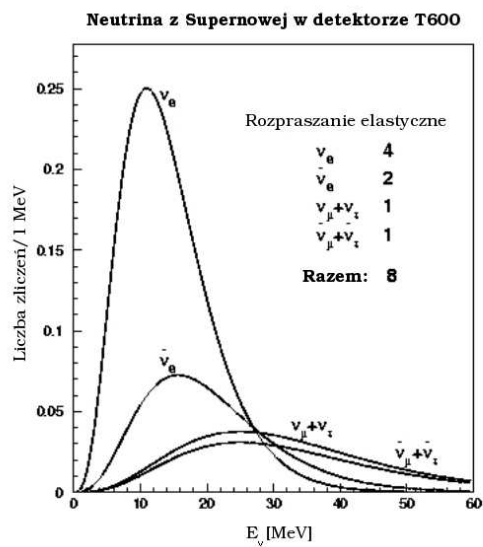
Eksperyment jest głównie nastawiony na poszukiwanie pojawiających się w pierwotnej wiązce neutrin taonowych. Symulacje pokazują, że liczba zarejestrowanych oddziaływań neutrin taonowych przez pełny okres zbierania danych będzie w granicach dziesięciu przy założeniu obecnej najbardziej prawdopodobnej wartości parametru $\Delta m_{23}^2 = 2 \times 10^{-3}$ eV [24].

W obszarze badań czasu życia protonu przede wszystkim będzie poszukiwany następujący kanał rozpadu:

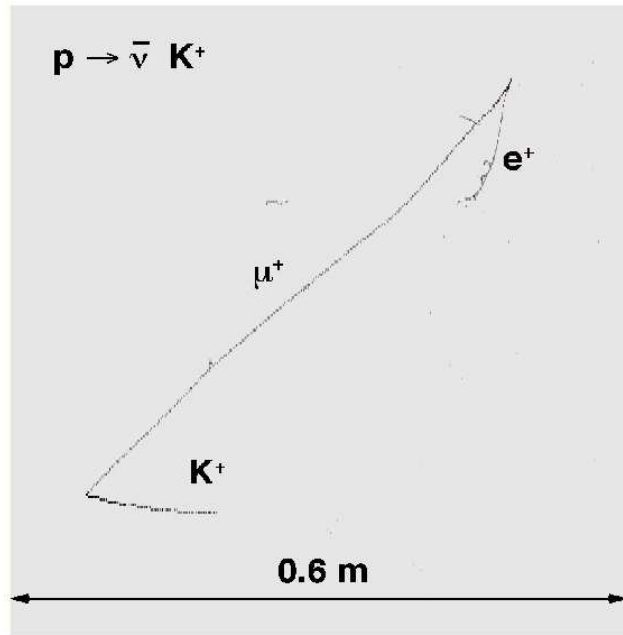
$$p \rightarrow K^+ \bar{\nu}, \quad (2.3)$$



Rysunek 2.1: Schemat układu akceleracyjnego do produkcji neutrin mionowych. Rysunek został zaczerpnięty ze strony internetowej [25].



Rysunek 2.2: Oczekiwana liczba zarejestrowanych neutrin z Supernowej w reakcji rozpraszania elastycznego dla szerokiego widma energetycznego neutrin, przy założeniu, że Supernowa znajduje się w odległości 10 kpc, a detektor zawiera 600 ton argonu. Rysunek został zaczerpnięty z [23].



Rysunek 2.3: Symulacja rozpadu protonu w detektorze eksperymentu ICARUS. Rysunek został zaczerpnięty z [23].

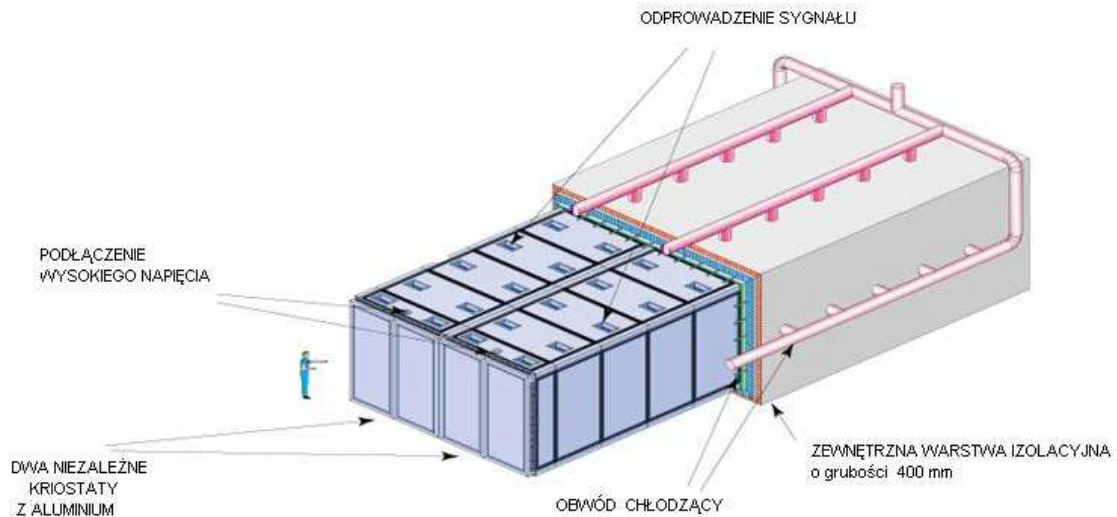
ze względu na dużą (prawie 100%) wydajność detektora dla tego rozpadu. Topologię zajścia takiego zdarzenia w detektorze ICARUS przedstawia rysunek 2.3. Ten kanał rozpadu jest szczególnie faworyzowany przez modele supersymetryczne. Jest to bardzo trudno mierzalny kanał rozpadu w wodnym detektorze Czerenkowa, gdyż kaon jest poniżej progu na pojawienie się światła Czerenkowa. Stąd wydajność detektora SuperKamiokande na jego rejestrację wynosi tylko 8%, a błędy systematyczne są duże.

Innymi poszukiwanymi rozpadami protonu, rejestrowanymi z podobną wydajnością w detektorze SuperKamiokande i w detektorze ICARUS, są:

$$p \rightarrow e^+ \pi^0 \quad i \quad p \rightarrow \mu^+ \pi^0. \quad (2.4)$$

Ze względu na wielką masę detektora SuperKamiokande eksperyment ICARUS nie osiągnie tak doskonałej czułości dla tych procesów, jaką posiada SuperKamokande. Sygnatura w detektorze czerenkowskim dla reakcji 2.4 jest trzema doskonale rozpoznawalnymi okręgami, z których dwa leżą naprzeciwko trzeciego (tzw. przypadki Mercedes).

DETEKTOR ICARUS - MODUŁ T600



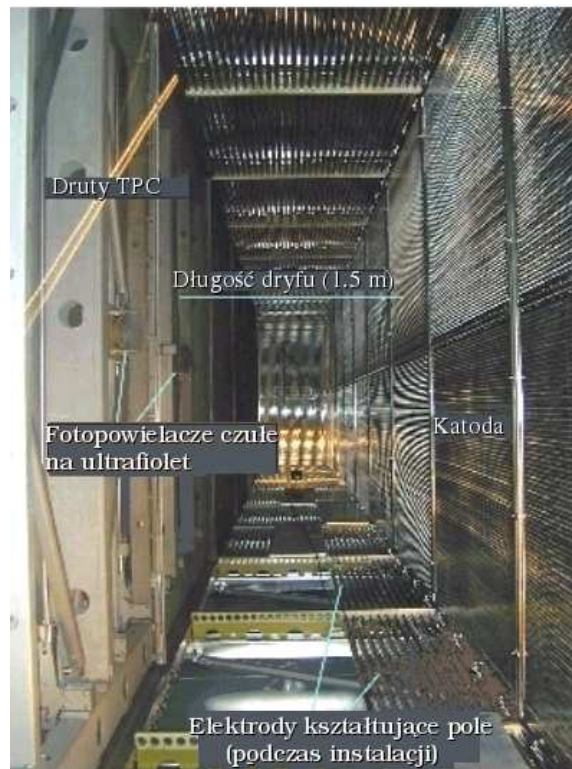
Rysunek 2.4: Moduł T600 detektora ICARUS [23].

2.2 Detektor ICARUS

Zasada działania detektora ICARUS, składającego się z wielkich komór projekcji czasowej wypełnionych ciekłym argonem, została opracowana przez Carla Rubbię [26]. Cząstka naładowana przechodząca przez detektor powoduje jonizację atomów argonu i emituje światło scyntylacyjne, o którym szerzej piszę w dalszej części tego podrozdziału. Elektrony z jonizacji dryfują prostopadle do drutów zgodnie z przyłożonym polem elektrycznym. Sygnały na drutach zawierają informację o zdeponowanej energii w każdym segmencie toru jonizującej cząstki.

Przed budową detektora ICARUS budowane były jego prototypy, z których największy zawierał 14 ton ciekłego argonu. Z ich pomocą przestudiowano wiele problemów technologicznych. Między innymi opracowano metodę bardzo dokładnego oczyszczania argonu, aby elektrony powstałe w wyniku jonizacji miały szansę dotarcia do drutów bez znacznego osłabienia sygnału na skutek wcześniejszego ich wychwytu przez atomy i cząsteczki zanieczyszczeń elektroujemnych (najgorsze są woda i tlen). Dużo pracy poświęcono też systemowi odczytu danych, aby sygnały od cząstek odróżnić od szumu detektora i elektroniki odczytu. Ważnym elementem była również bardzo dobra izolacja termiczna kriostatów.

Realizacja detektora wypełnionego 600 tonami ciekłego argonu, zwanego T600,



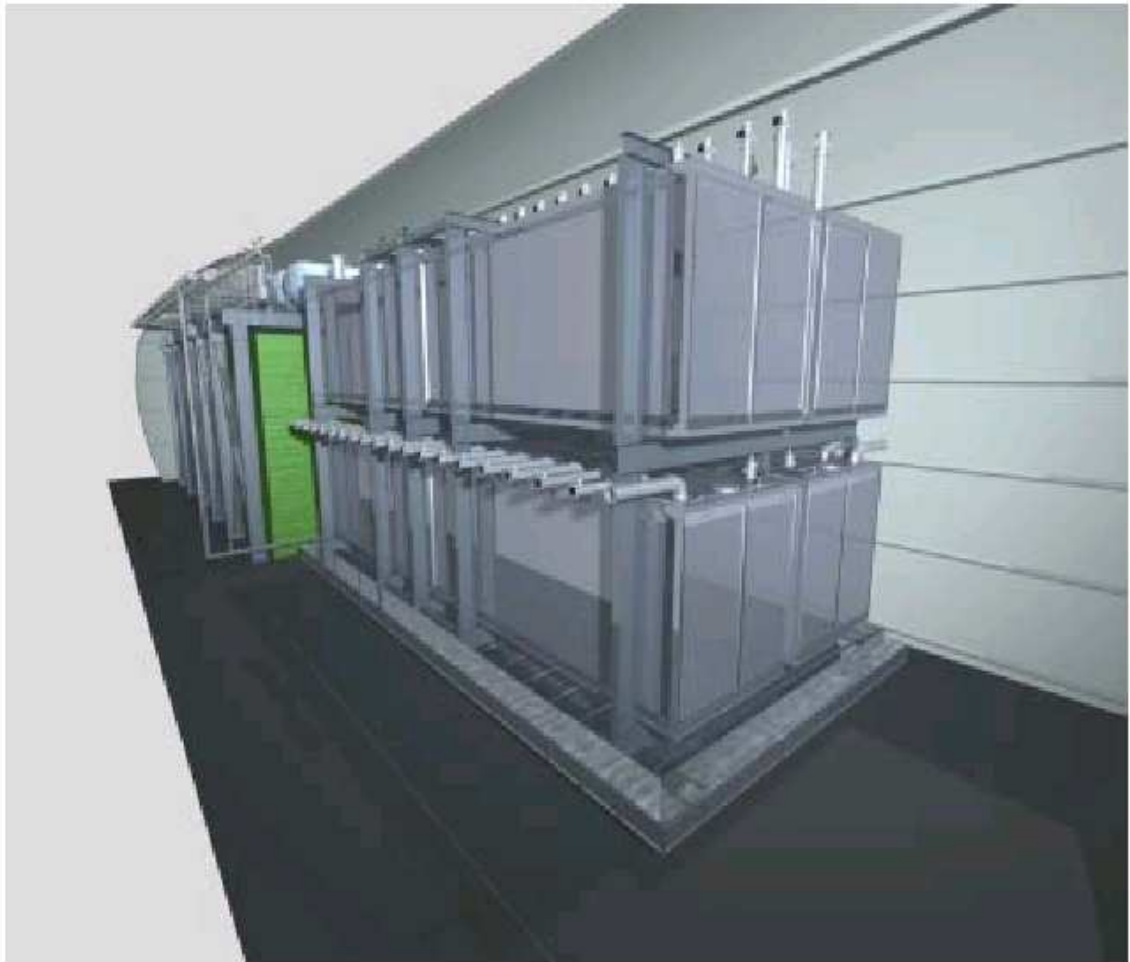
Rysunek 2.5: Fotografia wnętrza połówki jednego kriostatu. Na zdjęciu przedstawiona jest lewa komora [23].



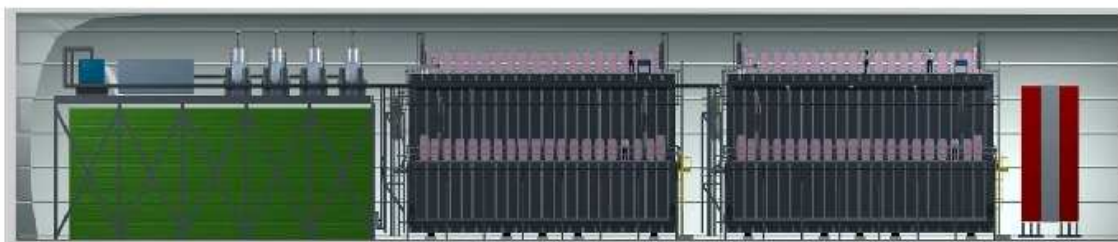
Rysunek 2.6: Fotografia fotopowielacza służącego do rejestracji światła scyntylacyjnego w detektorze T600 [23].



Rysunek 2.7: Fotografia elektroniki umieszczonej na górze modułu T600 [23].



Rysunek 2.8: Moduł T1200 detektora ICARUS [23].



Rysunek 2.9: Detektor T3000 umieszczony w hali laboratorium w Gran Sasso. Z lewej strony widoczny jest moduł T600, zaraz obok dwa moduły T1200, a na samym końcu spektrometr magnetyczny do pomiaru pędów mionów [23].

trwała cztery lata. W tym czasie przeprowadzono wiele testów sprawdzających możliwości techniczne montowanej aparatury, z których najważniejszy był pełny test działania połówki ostatecznego detektora przeprowadzany latem 2001 roku.

Jak pokazano na rysunku 2.4, detektor T600 zawiera dwa kriostaty o wewnętrznej objętości $3.6 \times 3.9 \times 19.6$ m. W każdym z nich centralnie umieszczona jest płaszczyzna katody, co wprowadza podział na lewą i prawą komorę TPC. Lewą komorę kriostatu pokazuje rysunek 2.5. Po obu stronach katody w odległości 1.5 metra znajdują się anody w postaci następujących trzech płaszczyzn drutowych:

- druty ułożone horyzontalnie

- druty nachylone pod kątem $+60$ stopni względem drutów horyzontalnych

- druty nachylone pod kątem -60 stopni względem drutów horyzontalnych.

Nazwy, które kolejno im odpowiadają to: *Induction I*, *Induction II* i *Collection*. Na jeden kriostat przypada 2112 drutów horyzontalnych i łączna liczba drutów *Induction II* i *Collection* to 11200. Zarówno druty jak i płaszczyzny drutowe są odległe od siebie o 3 mm.

Elektrony jonizacji przechodzą przez dwie płaszczyzny drutów *Induction*, jedynie indukując sygnał na najbliższych drutach, natomiast trzecia płaszczyzna (*Collection*) zbiera te elektrony.

Podłączona do drutów elektronika mierzy amplitudę sygnału na drucie w funkcji czasu. Pomiar prowadzone są co 400 ns. Informacja o czasie dryfu elektronów jonizacji od punktu na torze cząstki do drutów anodowych oraz o współrzędnych drutów, do których dotarł sygnał jonizacyjny, pozwala na przestrzenną rekonstrukcję tego punktu. Konieczna jest znajomość współrzędnych sygnałów dla dwu płaszczyzn anodowych. Sygnał z trzeciej płaszczyzny jest na ogół nadmiarowy, ale często pozwala na polepszenie przestrzennej rekonstrukcji, a w przypadku niewydajności drutu czy elektroniki którejś z pozostałych dwu płaszczyzn staje się nieodzowny. Rozmieszczenie drutów w odległości 3 mm daje bardzo dobrą przestrzenną zdolność rozdzielczą, która wynosi 1 mm dla współrzędnych drutowych, a wzdłuż drogi dryfu elektronów nawet $150 \mu\text{m}$. Maksymalną drogę dryfu elektronu definiuje odstęp pomiędzy katodą a anodą (około 1.5 m), natomiast odpowiadający jej maksymalny czas dryfu wynosi około 1ms. Napięcie między katodą i anodą wynosi przy tym 75 kV, co odpowiada natężeniu pola elektrycznego 500 V/cm.

Dzięki zastosowaniu ciekłego argonu otrzymano bardzo dobrą energetyczną zdolność rozdzielczą. Wobec tego, mierząc straty energii wzdłuż toru cząstek, można będzie identyfikować miony, piony, kaony i protony w dość dużym zakresie ich pędów. Natomiast elektrony i fotony uczestniczą w procesach elektromagnetycznych. Efektem ich przejścia są procesy wypromieniowania fotonu i produkcji par elektron-pozyton, prowadzące do powstania kaskad elektromagnetycznych, co pozwala je łatwo zidentyfikować.

Jak pisałam we wstępie, oprócz jonizacji wynikiem oddziaływania cząstki z materiałem detektora jest też emisja światła scyntylacyjnego o długości fali 128 nm. Ponieważ w ciekłym argonie następuje ona po czasie 5 ns, rejestracja takiego promieniowania może posłużyć do określenia czasu absolutnego zajścia zdarzenia w detektorze i być użyta w systemie wyzwalania eksperymentu ICARUS. W detektorze

T600 fotony scyntylacji docierają do fotopowielaczy czułych w zakresie dalekiego ultrafioletu i umieszczonych tuż za anodą po czasie porównywalnym z czasem ich emisji. Fotopowielacze zamontowane na ścianie kriostatu są pokazane na rysunku 2.5, natomiast pojedynczy fotopowielacz widać na rysunku 2.6.

Na zewnątrz detektora znajduje się elektronika służąca do odczytu sygnałów z drutów anodowych. Umieszczenie elektroniki na górze modułu T600 pokazuje rysunek 2.7. Na specjalną uwagę zasługują moduły elektroniki cyfrowej wyposażone w szybkie procesory zwane modułami Daedalus, których zadaniem jest redukcja danych prowadzona w czasie rzeczywistym. Polega ona na wybieraniu sygnałów o wartościach amplitudy powyżej zadanego progu z dodaniem ich najbliższego otoczenia, już niezależnie od wielkości sygnałów. W ten sposób wybiera się sygnały związane z oddziaływaniem cząstek, a eliminuje znaczną część szumów detektora. Typowo po redukcji zapisuje się 5% wszystkich danych.

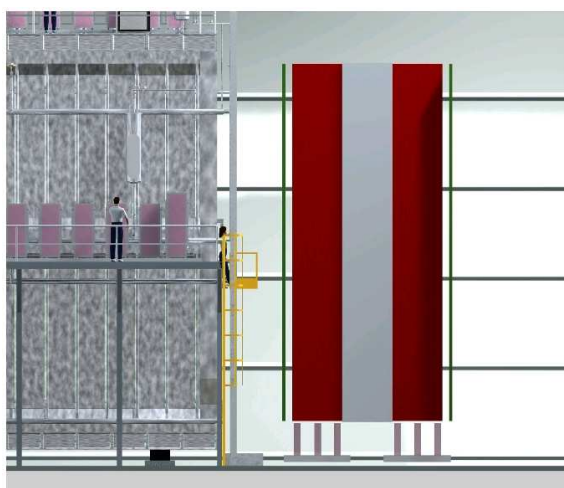
W przyszłości detektor ICARUS ma być rozbudowany o kolejne dwa moduły, z których każdy ma zawierać 1200 ton ciekłego argonu (T1200). Docelowo całkowita masa detektora ICARUS wynosić więc będzie 3000 ton (T3000).

Rysunek 2.8 przedstawia przyszłościowy moduł T1200. W tym przypadku zamiast dwóch identycznych kriostatów będą cztery. Przy budowaniu tych dwu części detektora T3000 będzie się korzystać z doświadczenia zdobytego przy budowie i pierwszych pomiarach przeprowadzonych w detektorze T600. Wobec tego będzie wiele wspólnych elementów technologicznych dla obu modułów detektora (T600 i T1200), jak choćby ułożenie drutów, czy rozmiar kriostatów. Natomiast różnica między nimi będzie przede wszystkim polegała na innym umiejscowieniu katody. Znajdować się ona będzie w odległości 3 m od anody, czyli tyle ile wynosi szerokość jednego kriostatu. Dzięki tej modyfikacji dwukrotnie zmaleje liczba kanałów elektroniki odczytu, co znacznie obniży koszty detektora. Jednak zmiana odległości anoda-katoda z 1.5 m na 3 m pociąga za sobą dwukrotne zwiększenie różnicy potencjałów między nimi. W związku z tym przeprowadzono testy detektora T600 przy podwojonym napięciu. Okazało się, że detektor pracuje prawidłowo.

Tuż za modułami T1200 zostanie umieszczony spektrometr magnetyczny, tak jak pokazuje rysunek 2.10. Posłuży on do wyznaczenia ładunków i pędów mionów wysokoenergetycznych (powyżej 10 GeV), czyli takich, które nie zatrzymały się w ciekłym argonie. Dotyczy to przede wszystkim mionów powstających w argonie na skutek oddziaływania neutrina mionowego z wiązki akceleratorowej.

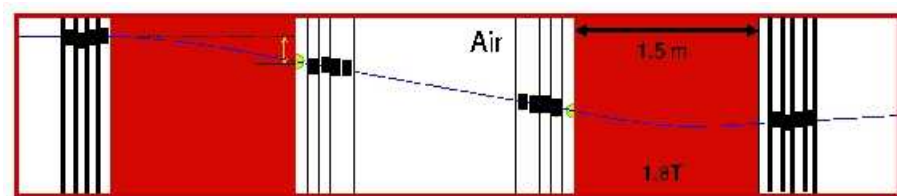
Pole magnetyczne o wartości ok. 2 T będzie zakrzywiać tor mionu. Pęd cząstki będzie wyliczany w oparciu o analizę krzywizny toru, natomiast na podstawie informacji o kierunku odchylenia cząstki w stosunku do pierwotnego jej kierunku będzie możliwe określenie ładunku. Inna metoda pomiaru pędu polega na wykorzystaniu wielokrotnego rozpraszania w ciekłym argonie. Wielkość kąta odchylenia toru cząstki od pierwotnego kierunku jest odwrotnie proporcjonalna do wartości jej pędu. Pomiar dużych pędów jest więc przy tej metodzie obarczony dużym błędem. Spektrometr magnetyczny będzie również pełnił rolę kalorymetryczną, wesprze bowiem pomiar energii cząstek, które nie zatrzymały się w ciekłym argonie.

Na spektrometr magnetyczny będą składać się dwa bloki wykonane z żelaza



Rysunek 2.10: Spektrometr magnetyczny umieszczony za modułami T1200 [23].

i oddalone od siebie o 1.5 m, w których tor cząstki będzie ulegał zakrzywieniu pod wpływem pola magnetycznego, tak jak pokazuje rysunek 2.11. Wytwarzane ono będzie przez dwie cewki znajdujące się między blokami z żelaza. Na samym przodzie i na końcu spektrometru umiejscowione będą komory RPC („Resistive Plate Chamber”) służące do pomiaru czasu przelotu cząstki przez spektrometr. Z kolei współrzędne przestrzenne będą wyznaczone przy pomocy gazowych detektorów pozycyjnych, umiejscowionych w taki sposób, że możliwy stanie się odczyt położenia mionu wchodzącego i wychodzącego z bloków żelaza.



Rysunek 2.11: Zakrzywienie toru cząstki przechodzącej przez spektrometr magnetyczny [23].

2.3 Plany eksperymentalne

W okresie lata tego roku planuje się przewiezienie do Gran-Sasso modułu T600 detektora ICARUS, a na przełomie 2005/2006 planuje się napełnienie go ciekłym argonem. Od tego momentu detektor ten będzie zbierał dane. W następnych latach przewidziane jest zainstalowanie dwu modułów T1200. Narazie wstępna data

instalacji pierwszego modułu T1200 jest szacowana na lata 2006/2007, a drugiego na lata 2007/2008. Jednak po niedawnym wycieku płynu z detektora eksperymentu Borexino wzrosły wymagania dotyczące zabezpieczeń mających chronić przed tego rodzaju wypadkami, co może być przyczyną dalszych opóźnień.

Rozdział 3

Naziemne testy detektora ICARUS

3.1 Cele i przebieg testów

W okresie od końca kwietnia do początku sierpnia 2001 roku prowadzone były naziemne testy w pełni wyposażonego detektora T300 w laboratorium w Pawii. Przebieg testów można podzielić na dwie fazy, z których pierwsza była czysto techniczna, a druga obejmowała przygotowanie detektora do zbierania danych i samo zbieranie danych. Trzy etapy pierwszej fazy testów stanowiły:

- odpompowanie powietrza z wnętrza detektora, aby oczyścić go z zanieczyszczeń elektroujemnych, głównie wody i tlenu (10 dni),
- chłodzenie kriostatu do około -125°C (14 dni),
- napełnienie kriostatu ciekłym argonem i uruchomienie systemu oczyszczania argonu (około 10 dni).

Podczas odpompowywania powietrza sprawdzana była szczelność kriostatu oraz mierzone były deformacje jego ścian i elementów nośnych. Nie stwierdzono ani większych nieszczelności, ani nieliniowych odkształceń mechanicznych. Odpompowanie powietrza zakończono, gdy osiągnięto próżnię poniżej 10^{-4} bara. W trakcie chłodzenia dbano o odpowiednią temperaturę i ciśnienie wewnątrz kriostatu. Poza tym przy pomocy sprężyn regulowana była długość drutów anodowych tak, aby stałe było ich naprężenie podczas schładzania. Dzięki starannemu procesowi oczyszczania argonu otrzymano względnie niską koncentrację cząsteczek H_2O i O_2 (około 0.3 ppm) bezpośrednio po napełnieniu kriostatu.

Po napełnieniu detektora ciekłym argonem i przeprowadzeniu wszystkich testów związanych z funkcjonowaniem aparatury kriogenicznej nastąpiła druga faza testów trwająca 68 dni. W tym czasie zbierano dane przy jednoczesnym, stopniowym podnoszeniu napięcia między katodą i drutami anodowymi, ustawianiu napięć na płaszczyznach anodowych, sprawdzaniu elektroniki odczytu, pracy nad systemem zbierania danych i pracy związanej z systemem wyzwalania.

Pierwsze sygnały od cząstek promieniowania kosmicznego zaobserwowano na początku czerwca. Łącznie, dla różnych ustawień systemu wyzwalania zebrano około 30000 zdarzeń, z których większość obejmuje wszystkie druty i wszystkie próbki czasowe z obu wielkich komór TPC detektora T300. Zebrane dane posłużyły szeregowi analiz, między innymi pomiarowi prędkości dryfu elektronów jonizacji w argonie, pomiarowi czasu życia elektronów czy zbadaniu atenuacji sygnału dla różnych wartości natężenia pola elektrycznego. Wyniki tych pomiarów opublikowane zostały w pracach [23] i [27]. Przy końcu trwania testów przez 24 godziny sprawdzano działanie detektora przy podwojonym napięciu między katodą a płaszczyznami anodowymi (-150 kV) oraz badano dodatkową izolację detektora. Oba testy zakończyły się pomyślnie. Czynności takie jak opróżnianie kriostatu, jego suszenie i stopniowe ocieplanie zamknęły okres naziemnych prób detektora.

3.2 Ogólna charakterystyka zebranych danych

Ponieważ podczas tych pierwszych naziemnych testów detektora ICARUS nie stosowano żadnej redukcji danych podczas ich zbierania, konieczne było zastosowanie systemu wyzwalania. Pozwalał on na sterowanie wyborem typu rejestrowanych przypadków i bazował na szybkich sygnałach świetlnych z dwu rodzajów detektorów: plastikowych scyntylatorów umieszczonych na zewnątrz detektora T300 oraz fotopowielaczy zamontowanych na wewnętrznych ścianach kriostatu. Scyntylatory znajdowały się na obu krótszych ścianach kriostatu oraz nad detektorem. Rejestrowane zdarzenia należały do jednej z poniższych kategorii:

- Długie toru horyzontalne.

System wyzwalania uruchamiał system zbierania danych, jeżeli w odstępie czasowym od 68 do 72 ns otrzymywał sygnały z obu scyntylatorów umieszczonych na krótkich ścianach kriostatu. Ta kategoria zdarzeń służyła przede wszystkim pokazaniu, że wzdłuż całej długości toru sygnał od elektronów jonizacji jest poprawnie rejestrowany przez druty anodowe i podłączoną do nich elektronikę odczytu. Był to więc test poprawności działania całego detektora. Analiza długich torów horyzontalnych była przedmiotem pierwszej publikacji współpracy ICARUS, przygotowanej w oparciu o dane z testów [28].

- Pionowe toru mionowe.

Zdarzenia tego rodzaju wybierane były w oparciu o koincydencje sygnałów z scyntylatora umieszczonego nad detektorem i z jednego z dwu scyntylatorów na krótkich ścianach kriostatu. Do tej kategorii trafiały przypadki z wieloma równoległymi torami mionów.

- Zatrzymujące się miony.

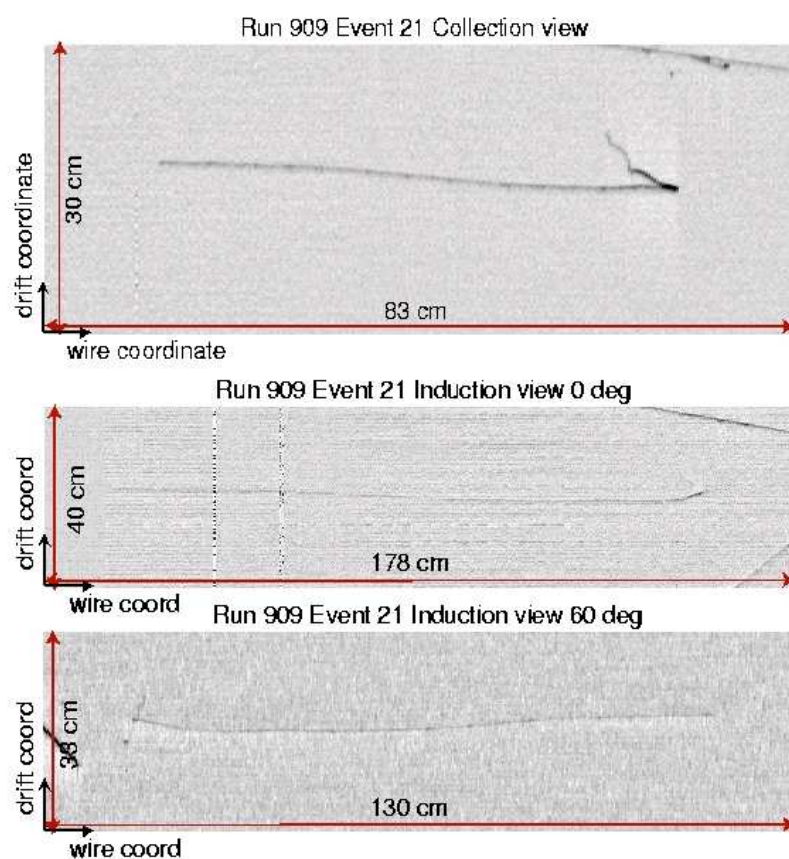
Ta kategoria zdarzeń wzbogacana była przez żądanie sygnału z scyntylatora nad detektorem oraz sygnału z fotopowielacza.

Niskoenergetyczne miony podlegają zjawisku rozpraszania kulombowskiego, w wyniku czego tor mionu wykazuje znaczne odchylenia od pierwotnego kierunku. Mion po zatrzymaniu rozpada się na neutrino, antyneutrino i elektron. Łatwo jest takie przypadki odróżnić od innych zdarzeń w detektorze. Przykład rozpadu mionu w spoczynku pokazuje rysunek 3.1. Zatrzymujące się miony wykorzystano do kalibracji energetycznej detektora.

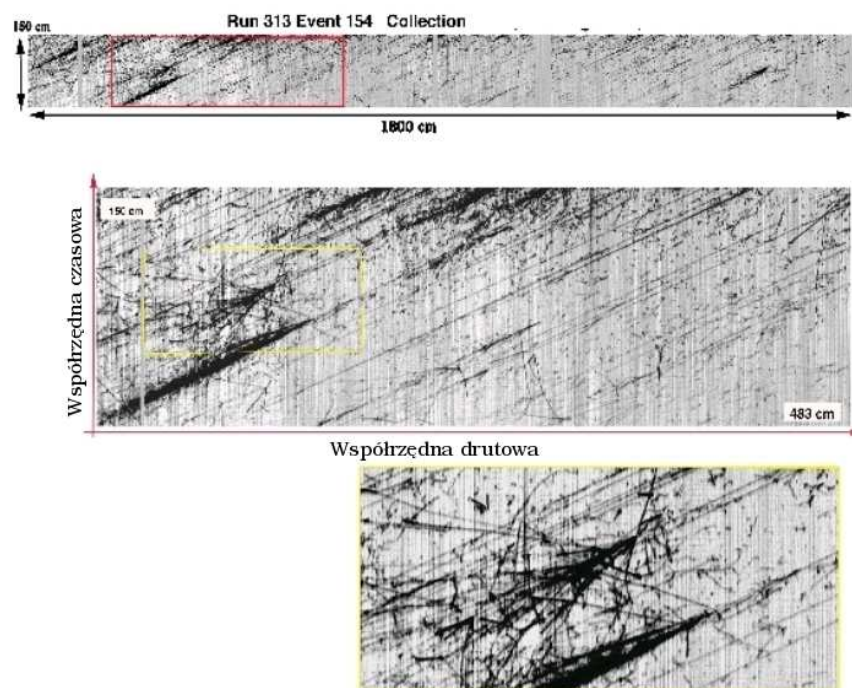
- Fragmenty pęków atmosferycznych.

Wymagane były jednoczesne sygnały z 3,4 lub 5 fotopowielaczy z dodatkowym warunkiem, aby były one wyższe od zadanej progowej wartości.

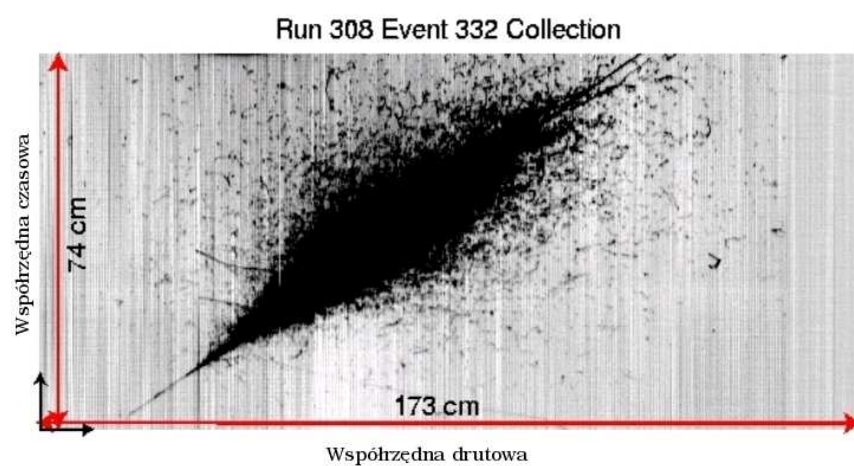
Przykładowy pęk atmosferyczny pokazany jest na rysunku 3.2. Przeważają wysokoenergetyczne miony. Fakt odróżnienia od siebie tak wielu torów ilustruje doskonałą przestrzenną zdolność rozdzielczą detektora. We fragmencie pędu atmosferycznego można jednak także odnaleźć kaskady hadronowe i elektromagnetyczne. Zarejestrowane kaskady elektromagnetyczne pokazują doskonałe możliwości obrazowania sygnałów. Przykład kaskady elektromagnetycznej bardzo wysokiej energii jest pokazany na rysunku 3.3. W sporej odległości od kaskady widoczne są elektrony niskich energii (około 1 MeV) powstałe na skutek zjawiska Comptona.



Rysunek 3.1: Run 909 Event 21. Rozpad mionu widoczny w trzech projekcjach, kolejno od góry w *Collection*, *Induction I* i *Induction II*. Rysunek pochodzi z [23].



Rysunek 3.2: Run 313 Event 154, *Collection*. Pęk atmosferyczny. Rysunek pochodzi z [23].



Rysunek 3.3: Run 308 Event 332, *Collection*. Kaskada elektromagnetyczna. Rysunek pochodzi z [23].

Rozdział 4

Narzędzia analizy danych

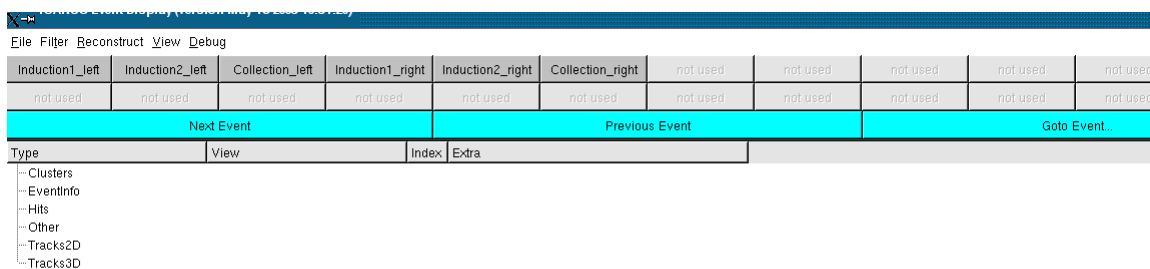
4.1 Program QSCAN do wizualizacji i rekonstrukcji przypadków

Obecnie dostępna jest ósma wersja programu *Qscan*. Program ten służy do obrazowania sygnałów zarejestrowanych w detektorze i pochodzących od cząstek naładowanych. Poza tym pełni funkcję programu rekonstrukcji sygnałów na pojedynczych drutach oraz torów cząstek w dwóch i trzech wymiarach. W przyszłości powinien też służyć do rekonstrukcji kaskad hadronowych i elektromagnetycznych. Informacja wyjściowa z tego programu może być użyta w innych programach analizy.

Postaram się teraz przybliżyć niektóre z dostępnych opcji programu *Qscan*. Rysunek 4.1 przedstawia główne okno graficzne programu, którego trzema głównymi elementami są: menu, okienka z możliwością wyboru komory (*left*, *right*) oraz obszar drutów anodowych (*Induction I*, *Induction II*, *Collection*) i obszar przeznaczony dla wypisania danych powstałych w fazie rekonstrukcji.

W pierwszej komendzie menu - *File* - znajdują się dwie opcje służące do wczytania danych z detektora T600. Jedna z nich jest przeznaczona tylko do otwierania plików uzyskanych przy pomocy programów do symulacji (np. *Fluki*), druga z kolei przeznaczona jest dla danych rzeczywistych. Oprócz tego wyszczególnione są tam opcje, które umożliwiają pobranie danych testowych z różnych prototypów detektora ICARUS.

Wygląd okna z otwartym przykładowym plikiem jest pokazany na rysunku 4.2. Sygnały pochodzące od cząstek są zobrazowane w postaci czarnych śladów na szarym tle odpowiadającym poziomowi szumów. Szum ma dwie składowe: jedną związaną z indywidualnym drutem anodowym i jego elektroniką odczytu i drugą związaną z wychwytywaniem przez elektronikę niskoczęstotliwościowych sygnałów zewnętrznych, np. radiowych. Komenda *Filter* służy do odfiltrowania tych szumów niskiej częstotliwości. W zależności od ilości zebranego ładunku przez druty, widoczne są miejsca jaśniejsze albo ciemniejsze. Zasada jest taka, że im większy sygnał od oddziałującej cząstki, tym obrazujące go punkty są ciemniejsze. Każdy obraz ma dwie współrzędne: oś rzędnych odpowiada czasowi dryfu elektronów, natomiast oś odciętych numeruje druty.



Rysunek 4.1: Główne okno *Qscan*.

Zaznaczając lewym przyciskiem myszy określone miejsce w oknie, uzyskuje się w dole ekranu współrzędne tego wybranego punktu.

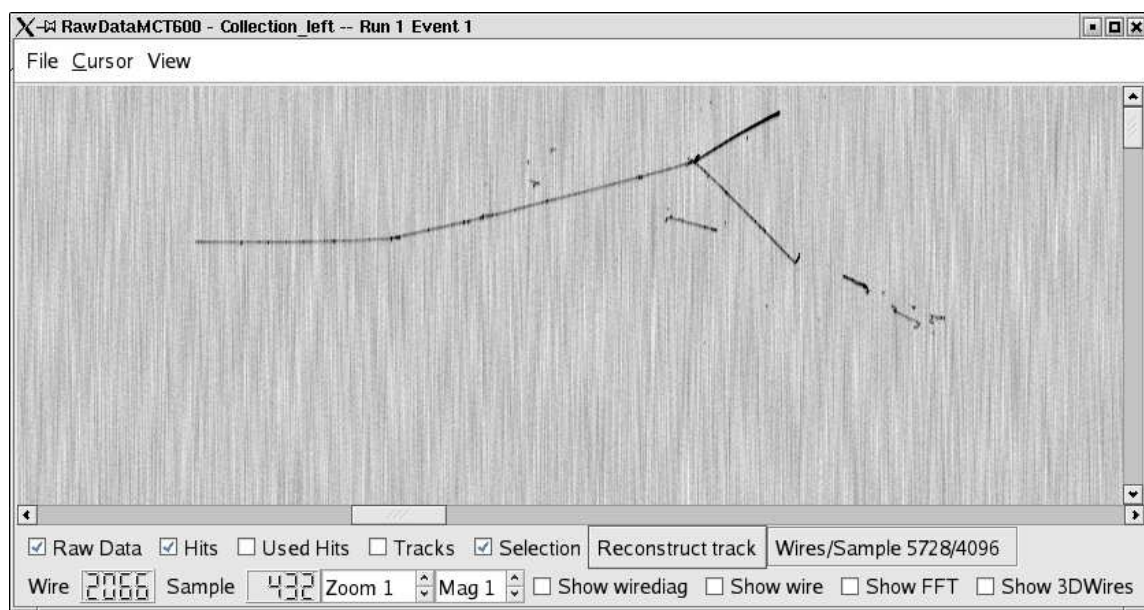
Dany przypadek można obejrzeć w trzech projekcjach przynależnych do trzech płaszczyzn drutów tej komory TPC, w której zachodzi zdarzenie.

Jeżeli tor cząstki przechodzi przez katodę, to jego fragmenty znajdują się w obu komorach TPC. W takim przypadku prześledzenie całego toru wymaga obejrzenia trzech projekcji obrazu dla obu komór (lewej i prawej). Podział na lewą i prawą komorę bierze się z konstrukcji detektora ICARUS, którą szerzej opisałam w drugim rozdziale. Dla przykładu, rysunek 4.3 pokazuje wszystkie trzy projekcje dla przypadku zatrzymującego się protonu z symulacji programem *Fluka*, o którym będzie mowa w dalszej części tego rozdziału.

Dla większości niskoenergetycznych oddziaływań hadronowych dosyć łatwo jest przyporządkować tory w jednej płaszczyźnie torom w innej projekcji. Szczególnie pomocny w tej operacji jest wskaźnik jednakowego czasu we wszystkich projekcjach, który uaktywniany jest przy pomocy środkowego klawisza myszy. Jeśli charakterystycznym punktom na torze cząstki odpowiadają te same czasy w dwóch projekcjach, to znaczy, że jest to ślad pochodzący od tej samej cząstki.

Zarejestrowane sygnały w trzech płaszczyznach drutów dostarczają więcej informacji niż koniecznie potrzeba, aby zrekonstruować tor cząstki w przestrzeni. Rekonstrukcja taka zachodzi w kilku etapach. Polegają one na rozróżnieniu sygnału cząstki od szumu detektora, na wyznaczeniu jego wielkości na pojedynczym drucie, właściwym połączeniu sąsiadujących ze sobą sygnałów w poszczególnych płaszczyznach oraz na powiązaniu z sobą sygnałów z poszczególnych płaszczyzn. Na podstawie tych danych odtwarzany jest cały tor cząstki w przestrzeni.

Komenda *Reconstruct* jest tą komendą, dzięki której możliwe jest przeprowadzenie powyższych kroków. Przedstawione etapy rekonstrukcji są zobrazowane w ten sposób, że kolorem czerwonym oznaczane są sygnały na poszczególnych drutach, granatowym grupy sąsiadujących sygnałów, a zielonym całe tory cząstek. W wyniku następujących po sobie etapów rekonstrukcji wypisywane są szczegółowe dane na ich temat, np. liczba połączeń pomiędzy sygnałami, czy liczba torów znalezionych przez



Rysunek 4.2: Przypadek oddziaływania π^-p wygenerowany programem *Fluka* — widok dla płaszczyzny *Collection*.

program w określonej projekcji.

Kod *Qscana* ciągle wzbogaca się o coraz to lepsze algorytmy, których celem jest uzyskanie jak najdokładniejszej przestrzennej informacji.

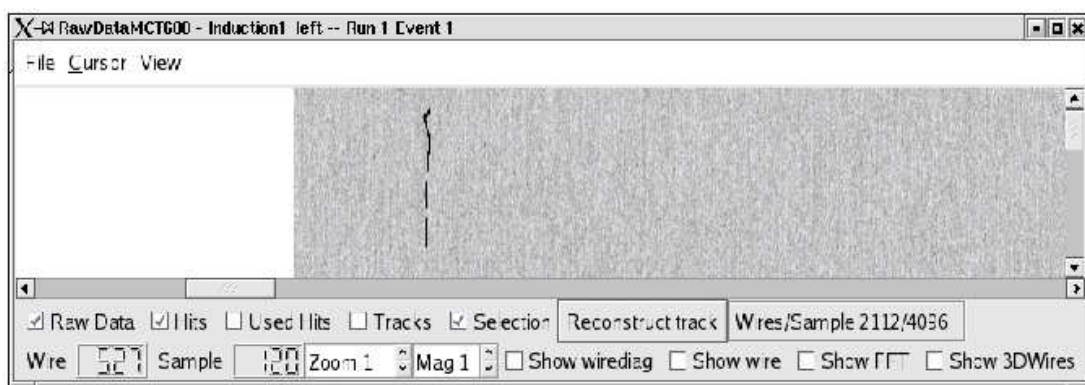
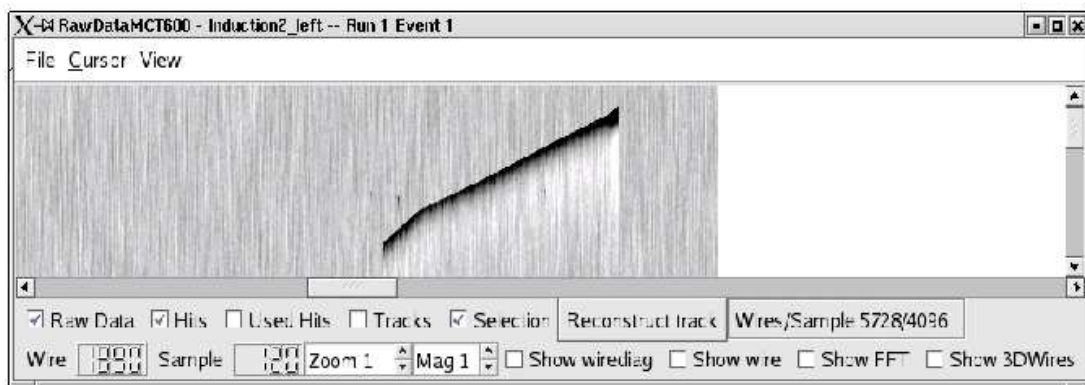
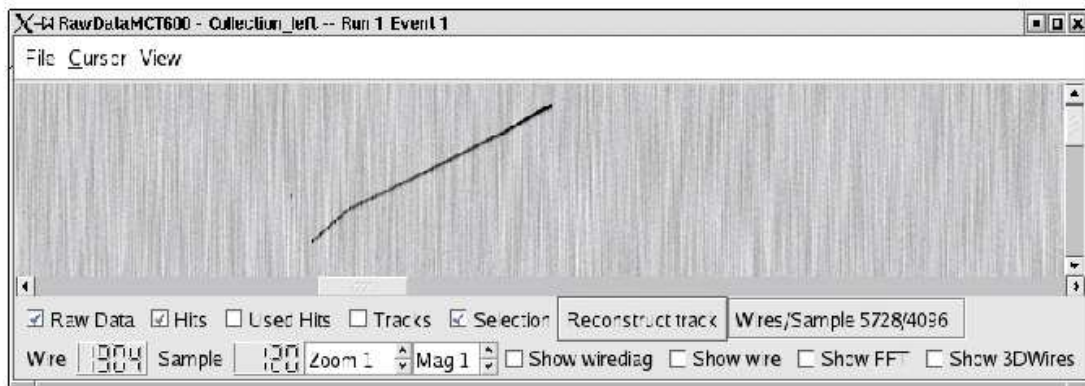
Na tym etapie możliwe jest zrekonstruowanie w trzech wymiarach dowolnego toru. W komendzie *View* znajduje się między innymi opcja przeznaczona do obliczeń wielkości związanych z wybranym prostym fragmentem toru na podstawie wpisanych współrzędnych dla drutów jego końca i początku. Program wylicza współrzędne kartezjańskie punktów, liczy kąty nachylenia toru w tym układzie, rzeczywistą długość toru i podaje wartość odcinka rzeczywistego toru cząstki, odpowiadającego rzutowi na kierunek prostopadły do drutów.

Ostatnią komendą jest *Debug*, która służy do sprawdzenia nowo tworzonego kodu *Qscana*.

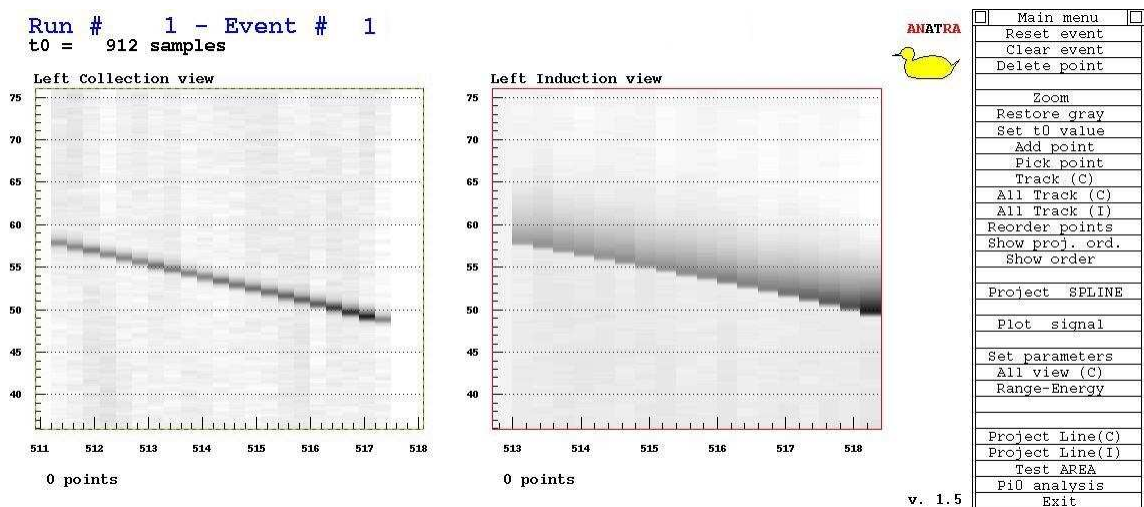
4.2 Program ANATRA do analizy danych

Anatra jest programem ciągle rozwijanym i ulepszanym. Jego najnowszą wersją jest *Anatra* 1.6.2. Program ten służy do analizy danych, wybranych przez program *Qscan*. Między innymi posiada funkcje umożliwiające zidentyfikowanie cząstek zatrzymujących się w detektorze, wyznaczenie energii traconej przez cząstkę w procesach oddziaływania z ciekłym argonem czy też rekonstrukcję masy π^0 .

Rysunek 4.4 przedstawia graficzne okno *Anatry*. Na górze wypisana jest nazwa pliku danych, natomiast po prawej stronie okna widoczne jest menu ze wszystkimi dostępnymi opcjami programu. W oknie tym widać przykładowy tor zatrzymującej się cząstki w dwóch różnych projekcjach drutowych. W celu przeprowadzenia analizy



Rysunek 4.3: Proton o pędzie 1.0 GeV/c, otrzymany w wyniku przeprowadzonej symulacji, widoczny jest w trzech projekcjach, kolejno od góry w *Collection*, *Induction I* i *Induction II*.



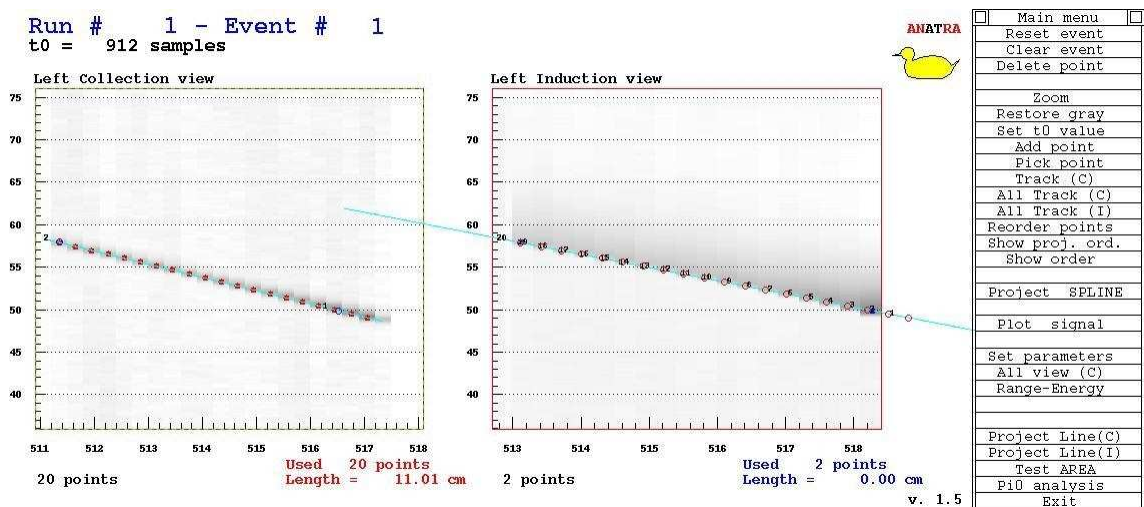
Rysunek 4.4: Główne okno graficzne *Anatry*.

wybranego śladu cząstki wstawia się na nim własnoręcznie punkty, pokrywając obszary zaciemnione świadczące o przejściu cząstki przez detektor. Program porównuje zaznaczone miejsca dla jednego rzutu z zaznaczonymi miejscami dla drugiego rzutu. Jeśli punkty są postawione w taki sposób, że odległości pomiędzy nimi są znaczne, program wstawia dodatkowe punkty. Następnie do nich wszystkich dopasowuje funkcję wielomianową. W czasie wykonywania operacji dopasowania, program liczy współrzędne drutowe i kartezjańskie, odległości pomiędzy punktami, energię w jednostkach ADC. Wszystkie te wielkości są liczone dla każdego odcinka pomiędzy zaznaczonymi miejscami, po czym dane te zapisywane są do osobnego pliku. Natomiast długość rzutu śladu na płaszczyznę drutową, jak również liczbę punktów, które posłużyły do zrobienia obliczeń wypisuje w głównym oknie, tuż pod otwartymi przypadkami, tak jak to jest pokazane na rysunku 4.5.

Identyfikacja cząstki w programie opiera się na pomiarze strat energii na jonizację w funkcji zasięgu cząstki. Polega ona na porównywaniu wyników dla danych rzeczywistych z teoretycznymi rozkładami strat energii na jonizację. Rekonstrukcja masy π^0 odbywa się na podstawie policzenia przez program energii i kąta rozlotu dwóch kaskad elektromagnetycznych (rozpad $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ zachodzi w blisko 99% przypadków).

4.3 Programy GEANT i FLUKA do symulacji oddziaływań cząstek z materiałem detektora

Zarówno *Fluka* jak i *Geant* są potężnymi programami do symulacji metodą Monte Carlo. Programy symulacji są niezbędnymi narzędziami w eksperymentalnej fizyce cząstek elementarnych, bowiem zawarte są w nich informacje na temat wszystkich znanych zjawisk fizycznych występujących w oddziaływaniach cząstek. Dotyczy to zarówno procesów fizycznych stanowiących przedmiot badań fizyki cząstek elemen-



Rysunek 4.5: Główne okno *Anatry*.

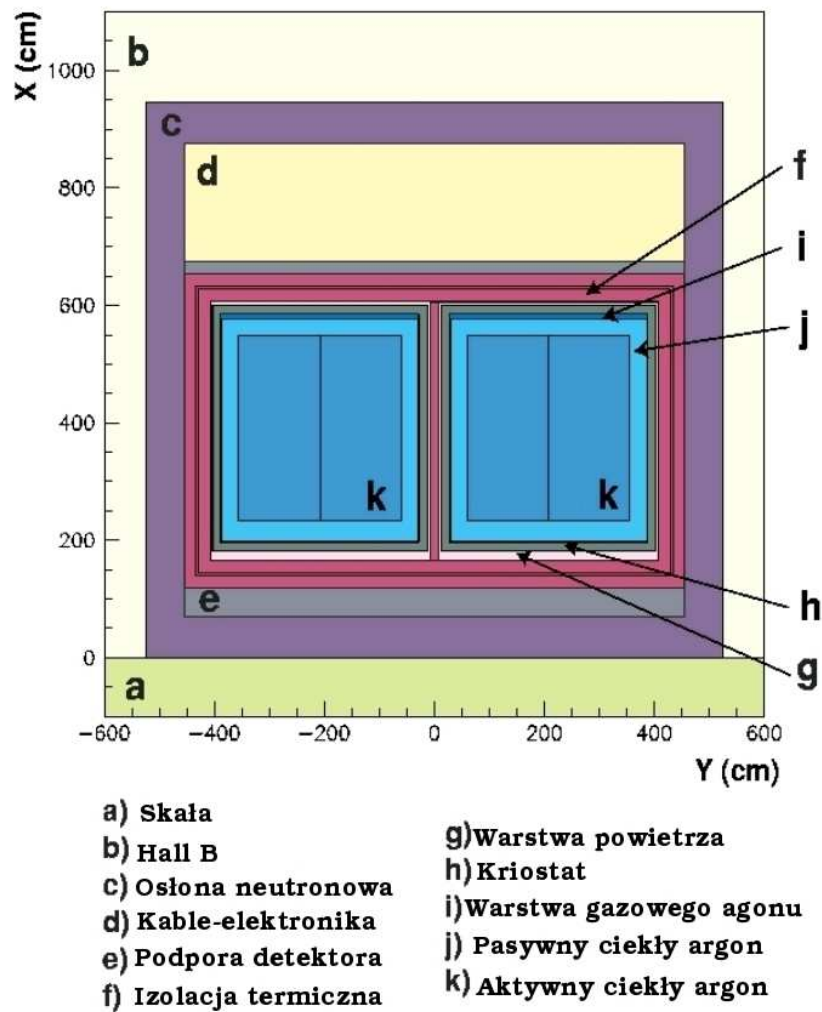
tarnych (generatory fizyczne), jak również oddziaływań cząstek zachodzących w materiale samego detektora (symulacje detektorowe). Programy *Geant* i *Fluka* służą przede wszystkim do opisu tych ostatnich. Program *Fluka* jest jednakże trochę ogólniejszy, o czym napiszę za chwilę.

Rysunek 4.6 pokazuje schemat przekroju detektora T600. Widoczne są na nim poszczególne elementy konstrukcyjne detektora zbudowane z różnych materiałów. Materiały te zostały uwzględnione w programach *Fluka* i *Geant* w celu przeprowadzenia szczegółowego badania oddziaływań cząstek z materiałem detektora.

Programom zadaje się warunki początkowe takie jak rodzaj cząstki, jej wektor pędu czy liczba wygenerowanych przypadków. Zadaniem *Fluki* i *Geant'a* jest dokonanie symulacji przejścia zadanych cząstek przez ośrodek z uwzględnieniem wielkości przekrojów czynnych na zajście różnych rodzajów oddziaływań cząstek z materiałem detektora.

Cenną zaletą *Fluki* jest to, że wygenerowane przez nią przypadki można bezpośrednio wprowadzić do programu *Qscan*, co pozwala na ich obrazowanie i rekonstrukcję w ten sam sposób jak dla danych rzeczywistych. Dzięki temu, że autorzy *Fluki* biorą udział w eksperymencie ICARUS, program ten jest dostosowany do współpracy z fizycznym generatorem NUX dla wyższych energii neutron. *Fluka* ma jeszcze jedną przewagę nad *Geant'em*, mianowicie pozwala na symulację oddziaływań bardzo niskoenergetycznych i posiada szereg cech generatora fizycznego dla badań oddziaływań neutron. Jest rozwijana pod kątem poprawnego opisu oddziaływań niskoenergetycznych fotonów i neutronów (tło) oraz neutron (słonecznych i z Supernowej), jak również istnieje w niej możliwość uwzględnienia profilu i składu wiązki CNGS w symulacjach oddziaływań neutron akceleratorowych.

ICARUS T600



Rysunek 4.6: Przekrój poprzeczny detektora T600. Pokazane są elementy detektora zbudowane z różnych materiałów uwzględnionych w programach do symulacji. Niedawno podjęta została decyzja, że osłona neutronowa (c) nie będzie realizowana. Rysunek zaczerpnięty z [23].

Rozdział 5

Analiza oddziaływań hadronów w ciekłym argonie

Jednym z założeń niniejszej pracy było sprawdzenie, w jakim stopniu dostępne programy do analizy umożliwiają przeprowadzenie identyfikacji cząstek, czyli wyznaczenia ich masy. Analiza miała zostać przeprowadzona w oparciu o straty energii na jonizację zatrzymujących się hadronów, przede wszystkim protonów, kaonów i pionów.

W trakcie pracy nad tym zadaniem przeprowadzałam skaniny danych, zapoznałam się z programami do symulacji metodą Monte Carlo: *Fluka* i *Geant*, jak i z programami *Qscan* i *Anatra*, służącymi do wizualizacji i analizy danych. W celu przyspieszenia analizy napisałam program, którego wejściowymi danymi były współrzędne drutowe a wyjściowymi — informacja o odległości cząstki od ścian detektora, jak również napisałam rutynę liczącą współrzędne kartezjańskie i długość prostego odcinka toru cząstki na podstawie informacji o współrzędnych drutowych początku i końca tego odcinka. Posługiwałam się też pakietami PAW i ROOT, głównie do prezentacji wyników analizy danych.

5.1 Identyfikacja cząstek w oparciu o pomiar strat energii na jonizację

W mojej pracy skoncentrowałam się na identyfikacji cząstek za pomocą strat energii na jonizację. Wzór, który podaje zależność średnich strat od prędkości cząstki został wyprowadzony przez Bethgo i Blocha [29]:

$$- \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \rho \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{D}{Z} \right] \quad (5.1)$$

gdzie:

$$2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1},$$

Z , A : liczba atomowa i masowa absorbenta ($Z = 18$, $A = 39.948$ dla Argonu),

z : ładunek pierwotnej cząstki w jednostkach elementarnego ładunku elektrycznego e ,

m_e, r_e : masa elektronu (0.511 MeV) i klasyczny promień orbity elektronu ($2.817 \times 10^{-13} cm$),

N_A : liczba Avogadra $6.022 \times 10^{23} mol^{-1}$,

I : stała jonizacji — zależy od absorbenta (188 eV dla Argonu),

$\beta = \frac{v}{c}$ — prędkość pierwotnej cząstki względem prędkości światła c ($\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$),

ρ : gęstość absorbenta ($1.4 g cm^{-3}$ dla ciekłego Argonu),

W_{max} : maksymalny przekaz energii w pojedynczym akcie jonizacji. Wielkość ta zależy od masy i pędu pierwotnej cząstki:

$$W_{max}\gamma = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2c^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

δ : poprawka ze względu na gęstość przestrzennego ładunku elektronów jonizacji, która w przybliżeniu wynosi:

$$\begin{array}{ll} 0 & X < X_0 \\ 2\ln(10)X + C + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 2\ln(10)X + C & X > X_1 \end{array}$$

gdzie: $X = \log_{10}(\beta\gamma)$, X_0 , X_1 , m , a , C — zależą od absorbenta.

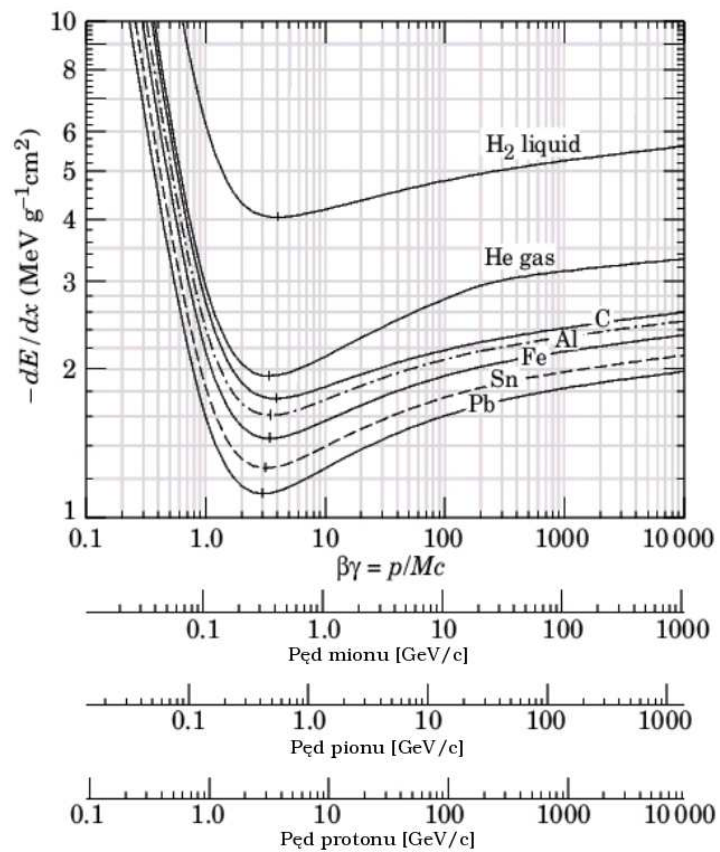
W przypadku ciekłego argonu [30]: $X_0 = 0.201$, $X_1 = 3$, $m = 3$, $a = 0.196$, $C = -5.217$.

D : poprawka dla przypadku, kiedy prędkość pierwotnej cząstki jest porównywalna lub mniejsza od prędkości orbitalnej elektronu na powłoce.

Rysunek 5.1 przedstawia krzywe Bethego-Blocha w funkcji $\beta\gamma = p/Mc$, wyliczone w oparciu o równanie 5.1 dla kilku różnych materiałów. Zależność od pędu cząstki dla mionu, pionu i protonu można prześledzić w oparciu o skale pędu dla tych cząstek dodane pod rysunkiem.

Dla cząstek niskich energii dominuje czynnik $\propto \frac{1}{\beta^2}$, więc średnie straty energii na jonizację silnie maleją. Straty te osiągają wartość minimalną dla $\beta\gamma \simeq (3 - 4)$. Dla wyższych energii średnie straty energii na jonizację lekko rosną z energią cząstki w związku z rosnącym poprzecznym zasięgiem elektromagnetycznego pola cząstki. Na koniec przyjmują stałą wartość w związku z tym, że elektrony i zjonizowane atomy ekranują cząstkę od jeszcze dalej położonych atomów.

Fakt, że straty energii na jednostkę długości toru są w pewnym zakresie pędu (energii) różne dla różnych typów cząstek umożliwia ich identyfikację. Zachodzi to



Rysunek 5.1: Średnie straty energii na jonizację w funkcji pędu cząstek w ciekłym wodorze, gazowym helu, węglu, aluminium, żelazie, w cynie i ołowiu [11].

przede wszystkim w obszarze małych pędów poniżej minimum jonizacji i w ograniczonym zakresie w obszarze relatywistycznego wzrostu strat energii przed momentem nasycenia.

Sam pomiar strat energii na jonizację na jednostkę drogi cząstki nie wystarcza do jej identyfikacji. Trzeba jeszcze znać pęd lub energię cząstki. Ponieważ detektor eksperymentu ICARUS jest niemagnetyczny, pęd cząstki wyznaczać się będzie w oparciu o pomiar kąta rozproszenia kulombowskiego. Jest to metoda stosunkowo mało dokładna i aktualnie w fazie dopracowywania w oparciu o dane z testów. Musiałam się więc ograniczyć do cząstek zatrzymujących się w ciekłym argonie. W takim przypadku mogę skorzystać z zależności między energią kinetyczną i zasięgiem cząstki, która jest różna dla cząstek o różnych masach.

Rysunek 5.2 przedstawia zależność energii kinetycznej protonu, kaonu, pionu i mionu od ich zasięgu w ciekłym argonie [31]. Krzywe zostały wyliczone analitycznie w oparciu o wzór 5.1. Zasięg cząstki obliczony był za pomocą wzoru:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} \quad (5.2)$$

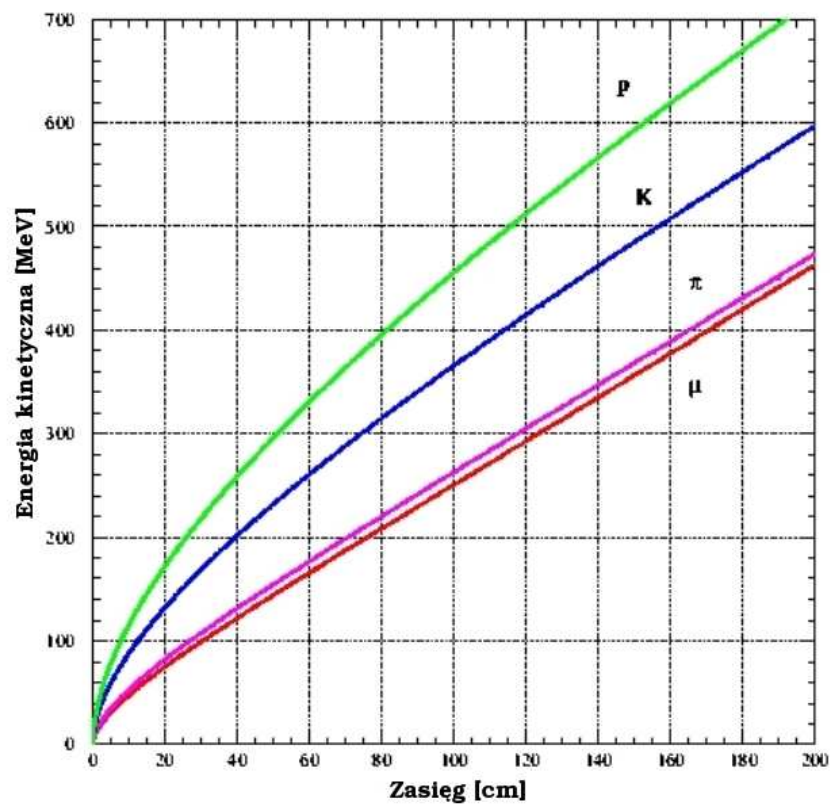
W praktyce identyfikację cząstki przeprowadza się, mierząc jej zasięg oraz całkowite straty energii na jonizację dla określonego odcinka toru, zaczynając od punktu zatrzymania się cząstki, a następnie porównując otrzymane wartości z krzywymi teoretycznymi z rysunku 5.2. Jak widać z krzywych teoretycznych, wystarczy ograniczyć się do stosunkowo krótkiego fragmentu toru, gdyż pod koniec zasięgu cząstek czułość na ich identyfikację jest największa. Dokładność wyznaczenia całkowitych strat na jonizację psują duże przekazy energii od cząstki do elektronu w atomie (tzw. elektrony δ), a dokładność wyznaczenia zasięgu cząstki — duże rozpraszanie kulombowskie dla małych pędów.

5.2 Pomiar strat energii cząstek w detektorze ICARUS

Aby prawidłowo wyznaczyć wielkość strat energii na jonizację na jednostkę długości toru cząstki w detektorze ICARUS należy uwzględnić szereg efektów aparaturowych oraz zjawisk fizycznych zachodzących w ciekłym argonie. Kolejno je teraz omówię.

5.2.1 Powstanie sygnału w ciekłym argonie

Naładowana cząstka, przechodząc przez ciekły argon, jonizuje lub wzbudza jego atomy. Zjonizowany lub wzbudzony atom dołącza atom neutralny, tworząc dwuatomową cząsteczkę Ar_2^+ lub Ar_2^* . Wzbudzona cząsteczką Ar_2^* deekscytuje, emitując foton o długości fali 128 nm. Część zjonizowanych cząsteczek Ar_2^+ rekombinuje z elektronami jonizacji, co z kolei jest źródłem dodatkowych wzbudzonych cząsteczek Ar_2^* , a zatem i źródłem dodatkowych scyntylacji. Rekombinacja jest większa dla większej lokalnej gęstości elektronów jonizacji i zjonizowanych cząsteczek Ar_2^+ , a



Rysunek 5.2: Krzywe teoretyczne, przedstawiające zależność energii kinetycznej cząstek od ich zasięgu dla protonu, kaonu, pionu i mionu w ciekłym argonie argonie. Rysunek zaczerpnięty z [31].

maleje ze wzrostem natężenia pola elektrycznego, pod wpływem którego elektrony jonizacji dryfują do drutów anodowych detektora. W oparciu o dane z testów detektora T600 i mniejszego prototypu o masie 3 t oraz w oparciu o symulacje Monte Carlo, współpraca ICARUS opublikowała wyniki pomiarów dotyczących rekombinacji w ciekłym argonie [33]. Pokazano, że związek między pierwotnym ładunkiem jonizacyjnym Q_0 a ładunkiem po rekombinacji najlepiej opisuje fenomenologiczna zależność, zwana prawem Birksa:

$$Q = A \frac{Q_0}{1 + k/\epsilon \times dE/dx} \quad (5.3)$$

gdzie straty energii na jonizację dE/dx wyrażone są w $\frac{MeVcm^2}{g}$, a natężenie pola elektrycznego ϵ w $\frac{kV}{cm}$. A i k to parametry dopasowane w oparciu o dane; najlepsze dopasowanie uzyskano dla $A = 0.81 \pm 0.05$ i $k = 0.055 \pm 0.005 \frac{kV}{cm} \frac{g}{cm^2 MeV}$. Oznacza to, że dla cząstki w minimum jonizacji, która na drodze 1 mm jonizuje średnio około 9000 atomów, na skutek rekombinacji, przy polu elektrycznym 0.5 kV/cm, pozostaje ich około 6000.

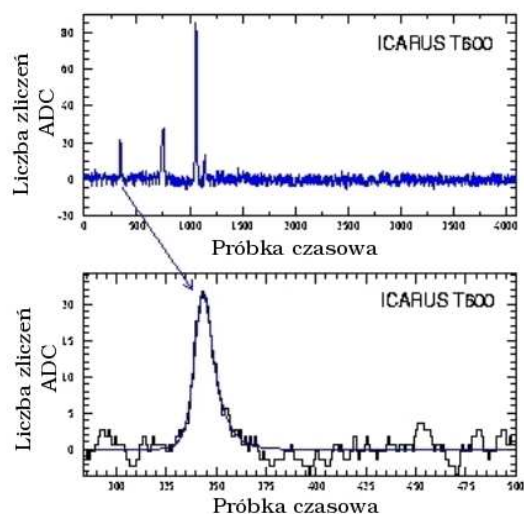
5.2.2 Dryf elektronów do drutów anodowych

Elektrony jonizacji, które nie zrekombinowały z jonami argonu, dryfują pod wpływem pola elektrycznego do drutów anodowych. Gdyby argon był absolutnie czysty, cały ładunek dotarłby do drutów. Obecność nawet śladowych ilości elektroujemnych zanieczyszczeń (woda, tlen) powoduje, że ma miejsce atenuacja sygnału — tym większa, im dłuższy jest czas dryfu elektronów $t_d = l/v_d$, gdzie l to odległość fragmentu toru cząstki do najbliższego drutu płaszczyzny *Collection*, a v_d to prędkość dryfu elektronów. Czas życia elektronów jonizacji τ_e jest bezpośrednio związany z poziomem zanieczyszczeń ciekłego argonu i w miarę podnoszenia czystości argonu podczas testów w Pawii wydłużał się. Szczegółowy opis wyznaczania v_d i τ_e w oparciu o dane z testów detektora T600 podany jest w pracy [27]. Między sygnałem poprawionym ze względu na jego atenuację podczas dryfu elektronów od toru cząstki do drutów anodowych ΔQ_{cor} a sygnałem mierzonym na drutach płaszczyzny *Collection* ΔQ zachodzi związek:

$$\Delta Q_{cor} = e^{t_d/\tau_e} \Delta Q \quad (5.4)$$

5.2.3 Wyznaczenie czasu t_0

Ponieważ najdłuższy czas dryfu t_d , odpowiadający odległości katody od drutów anodowych (przy polu elektrycznym 0.5 kV/cm), wynosił około 1 ms, a najdłuższy czas życia elektronów τ_e , uzyskany pod koniec trwania testów, wynosił 1.8 ms, więc, jak widać ze wzoru 5.4, poprawka na atenuację sygnału była na ogół duża. Wobec tego bardzo ważne jest dokładne wyznaczenie tzw. czasu t_0 , czyli momentu zajścia badanego zdarzenia. W tym celu można posłużyć się fotopowielaczami, do których sygnał scyntylacyjny dociera po czasie rzędu 10 ns, a więc o kilka rzędów wielkości szybciej niż elektrony jonizacji do drutów anodowych. Niestety dla danych



Rysunek 5.3: Sygnały pochodzące od cząstek zarejestrowane na pojedynczym drucie płaszczyzny *Collection* [27].

z testów rzadko można skorzystać z tej cennej informacji, gdyż przez część czasu fotopowielacze były wyłączone, testowany moduł T300 wyposażony był w zbyt małą ich liczbę i przy dużej liczbie różnych zdarzeń zarejestrowanych w detektorze na powierzchni Ziemi rzadko daje się zupełnie jednoznacznie powiązać sygnał z fotopowielacza z określonym zdarzeniem. Jednoznaczne wyznaczenie t_0 możliwe jest np. dla torów przecinających katodę lub płaszczyzny drutów anodowych, gdyż dla katody $t_0 = t_{max} \simeq 1$ ms, a dla anody $t_0 = 0$ ms.

5.2.4 Pomiar sygnału na drutach anodowych i rekonstrukcja przestrzenna

Jak już pisałam w drugim rozdziale, dwie pierwsze płaszczyzny drutów anodowych, licząc od wnętrza detektora *Induction I* i *Induction II*, mierzą ładunek indukowany na drutach pod wpływem ruchu elektronów jonizacji, natomiast trzecia płaszczyzna (*Collection*) zbiera te elektrony. Wobec tego straty energii na jonizację mierzy się w oparciu o sygnał z płaszczyzny *Collection*, a informacja z co najmniej jednej płaszczyzny *Induction* łącznie z informacją z płaszczyzny *Collection* służy do rekonstrukcji przestrzennej analizowanego zdarzenia. Przykładowy sygnał zarejestrowany na pojedynczym drucie *Collection* dla 4096 próbek czasowych (co 400 ns) pokazany jest na górnym wykresie rysunku 5.3.

Widoczne są cztery sygnały od cząstek ponad tłem odpowiadającym szumowi detektora i elektroniki odczytu. Dolny wykres na tym samym rysunku przedstawia powiększenie jednego z tych sygnałów. Dopasowana krzywa odpowiada analitycznej funkcji:

$$F_c(t) = B + A \frac{e^{-(t-t_0)/\tau}}{1 + e^{-(t-t_0)/R_t}} \quad (5.5)$$

gdzie t to bieżąca wartość czasu dryfu, A jest proporcjonalne do maksimum wysokości sygnału, t_0 to czas dryfu odpowiadający temu maksimum, R_t i τ charakteryzują wznoszące i opadające zbocze sygnału, a B to poziom szumów. Pole pod krzywą, uzyskane z numerycznego całkowania dopasowanej funkcji 5.5 powyżej tła B daje wielkość mierzonego sygnału ΔQ .

Aby można było wyznaczyć wielkość sygnału na jednostkę długości toru cząstki w przestrzeni, należy dokonać przestrzennej rekonstrukcji toru. W tym celu należy zrekonstruować sygnały na drutach w co najmniej jednej z dwu płaszczyzn *Induction*, powiązać w segmenty grupy sąsiednich drutów w analizowanych projekcjach i przeprowadzić liniowy fit dla poszczególnych fragmentów toru w tych projekcjach. Następnie bazując na wspólnym czasie dryfu, należy powiązać odpowiadające sobie fragmenty toru w różnych projekcjach i wyznaczyć ich kierunki w przestrzeni. Znając kierunek danego segmentu toru, można wyliczyć kąt γ , jaki ten kierunek tworzy z kierunkiem prostopadłym do drutów w płaszczyźnie *Collection* i policzyć długość Δz w przestrzeni:

$$\Delta z = \frac{\delta}{\cos \gamma} \quad (5.6)$$

odpowiadającą $\delta = 0.3$ cm, czyli odległości między sąsiednimi drutami *Collection*. Dzieląc zmierzony ładunek ΔQ na danym drucie przez odpowiadającą mu długość Δz , uzyskujemy ładunek na jednostkę długości toru w przestrzeni.

5.2.5 Kalibracja elektroniki odczytu

Zmierzony ładunek ΔQ wyrażony jest w jednostkach odpowiadających liczbie zliczeń ADC razy czas próbkowania. Aby przejść od tych jednostek do jednostek ładunku (fC), należy przeprowadzić kalibrację elektroniki odczytu. W tym celu na wejście każdego kanału elektroniki odczytu podaje się określony sygnał testowy (np. 20 fC) i patrzy na odpowiedź na wyjściu elektroniki, podawaną w jednostkach ADC razy czas próbkowania. W ten sposób wyznaczono przelicznik $((152 \pm 2) \times 10^{-4} \text{ fC}/[\text{ADC} \times \text{czas próbkowania}])$ [27]. Warto dodać, że średni ładunek z 3 mm toru cząstki w minimum jonizacji to około 3 fC i że stwierdzono liniowość odpowiedzi elektroniki odczytu ICARUSA w zakresie do 90 fC testowego ładunku.

5.2.6 Rozkład strat energii na jonizację

Rozkład strat energii cząstki na jonizację prześledzimy na dwu przykładach. Pierwszy dotyczy długiego (18.2 m) toru mionu w minimum jonizacji, pokazanego w górnej części rysunku 5.4. Ponieważ ten tor przecina katodę, więc potrafimy wyznaczyć czas t_0 sygnałów zbieranych przez poszczególne druty płaszczyzny *Collection* w obu komorach TPC i odpowiednio te sygnały poprawić. Rozkład strat energii

na jonizację, podany w jednostkach liczby zliczeń ADC razy czas próbkowania na centymetr długości analizowanego toru, pokazany jest w dolnej części tego samego rysunku. Jak widać z rozkładu, straty energii na jonizację podlegają silnym fluktuacjom. W szczególności widoczny jest długi, wąski ogon po stronie dużych strat energii na jonizację, odpowiadający dużym przekazom energii od cząstek do elektronów w atomie. Takie elektrony jonizacji noszą nazwę elektronów δ i dzięki swojej dużej energii same jonizują dodatkowe atomy. W związku z występującą asymetrią rozkładu, średnia wartość strat energii na jonizację jest znacząco wyższa niż najbardziej prawdopodobna strata energii, odpowiadająca maksimum rozkładu. Krzywa ciągła, dopasowana do danych, odpowiada konwolucji rozkładu Landaua opisującego straty energii na jonizację i rozkładu Gaussa, opisującego rozkład szumu detektora i elektroniki odczytu.

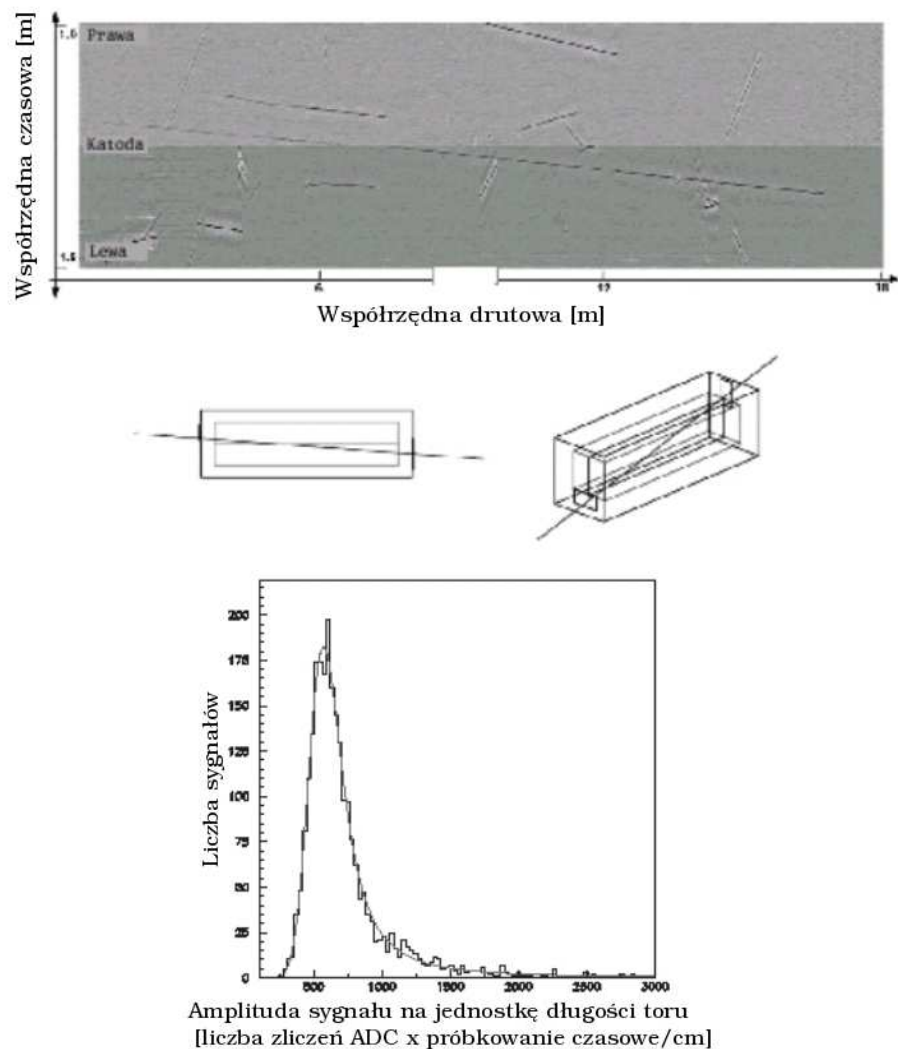
Fluktuacje strat energii na jonizację ilustruje też rysunek 5.5, przedstawiający krzywe Bethego-Blocha w funkcji pędu cząstek, uzyskane w oparciu o dane zebrane przez historyczną już pierwszą komorę TPC wypełnioną Ar i CH₄. Rozkłady dE/dx dla poszczególnych rodzajów cząstek pokazują, jak fluktuacje strat energii ograniczają identyfikację cząstek.

5.2.7 Wnioski dotyczące identyfikacji cząstek

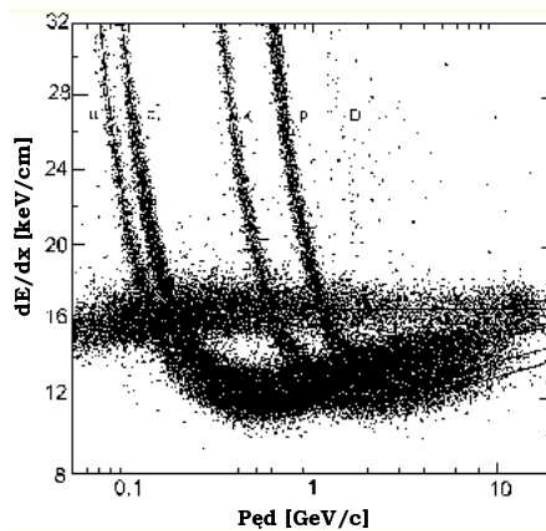
Jak pokazuje dyskusja przeprowadzona powyżej, prawidłowy pomiar strat energii na jonizację wymaga dobrego zrozumienia danych i wprowadzenia szeregu poprawek. Dane testowe, zebrane przez ciekłoargonowy detektor T600 eksperymentu ICARUS pozwolił na bardzo dokładne wyznaczenie niektórych z nich, np. poprawek związanych z rekombinacją elektronów jonizacji czy z atenuacją sygnału na skutek występowania elektroujemnych zanieczyszczeń argonu. Dwie trudności jednak pozostają. Jedna, aparaturowa, to dość częsty brak informacji o czasie t_0 badanego zdarzenia. Remedium stanowić będzie lepsze doczyszczanie argonu i praca w podziemnym laboratorium w Gran-Sasso, gdzie ze względu na małą liczbę zdarzeń łatwiej je będzie skorelować z odpowiednimi sygnałami fotopowielaczy. Druga trudność związana jest z samym zjawiskiem fizycznym strat energii na jonizację, a mianowicie z ich dużymi fluktuacjami. Dla rozkładu dE/dx dla pojedynczego toru należy oczekiwać rozrzutu punktów wokół krzywej teoretycznej. Metoda identyfikacji cząstek w oparciu o pomiar energii kinetycznej i zasięgu cząstki częściowo niweluje fluktuacje przez sumowanie strat energii na jonizację na dłuższym odcinku toru.

5.3 Identyfikacja w oparciu o dane Monte Carlo

Ponieważ interesowała mnie identyfikacja najczęściej występujących hadronów, ograniczyłam się do symulacji mezonów π i K oraz protonów o energiach początkowych z zakresu 0.5 – 2 GeV. Generację tych cząstek oraz symulację ich oddziaływań w module T300 detektora ICARUS prowadziłam przy pomocy programów *Geant* i *Fluka*. W przypadku programu *Geant* zastosowałam uproszczony opis detektora w postaci wypełnionego ciekłym argonem prostopadłościanu o wymiarach czynnego argonu jak w module T300. Opis detektora w programie *Fluka* jest bliski jego rzeczywistej kon-



Rysunek 5.4: Run 893 Event 4. U góry pokazany jest mion przechodzący przez cały detektor T300 zarejestrowany dzięki sygnałom z zewnętrznych detektorów scyntylacyjnych na przedniej i tylnej ścianie kriostatu. U dołu przedstawiony jest rozkład strat energii na jonizację dla tego samego mionu w oparciu o sygnały z drutów *Collection*. [28].

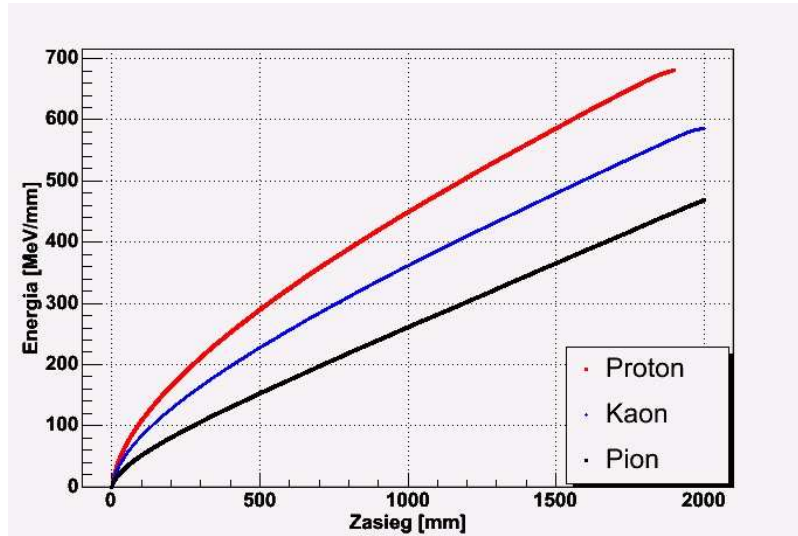


Rysunek 5.5: Krzywe Bethe-Blocha dla mionu, pionu, kaonu, protonu i deuteru w funkcji pędu cząstki [32].

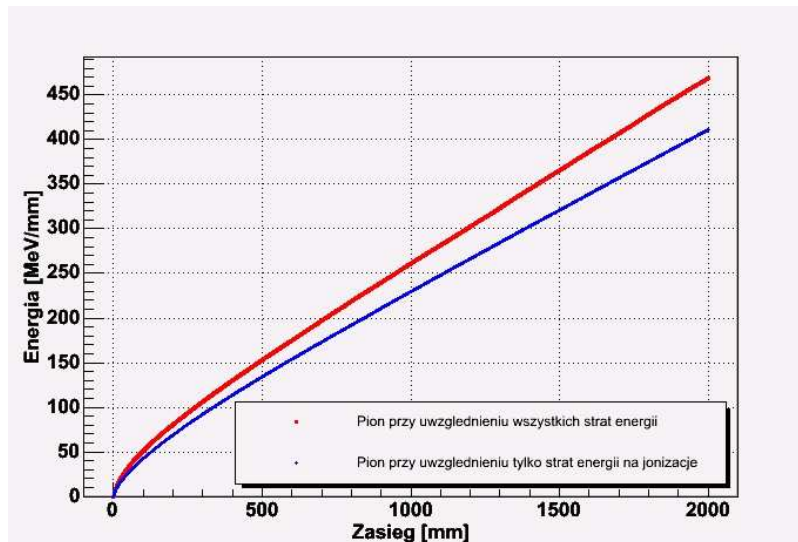
strukcji. Ponieważ użyłam obu programów w odmiennych celach, oddzielnie przedstawię teraz otrzymane wyniki.

5.3.1 Wyniki symulacji przy użyciu programu GEANT

Program *Geant* posłużył mi do sprawdzenia teoretycznej zależności między energią kinetyczną cząstki a jej zasięgiem dla zatrzymujących się pionów, kaonów i protonów. Przypomnę, że krzywe teoretyczne, będące wynikiem analitycznych obliczeń w oparciu o wzór 5.1, pokazane są na rysunku 5.2. Energie cząstek tak dobrałam, aby osiągnęły one podobny zasięg. Generowałam więc protony o energii 700 MeV, K^+ o energii 600 MeV i π^+ o energii 500 MeV. Aby uśrednić efekty fluktuacji strat energii, generowanych było 50 cząstek każdego rodzaju. Aby z kolei porównanie z analitycznymi krzywymi strat energii na jonizację było obarczone jak najmniejszą niepewnością, celowo pominięte zostały oddziaływania hadronowe wszystkich cząstek oraz rozpady π i K . Uwzględnione więc były tylko dwa elektromagnetyczne procesy oddziaływań cząstek z materią, a mianowicie jonizacja i wzbudzenia atomów. Wobec tego mogłam sporządzić krzywe kalibracyjne dla zależności „energia kinetyczna - zasięg” w oparciu o całkowite straty energii cząstek lub w oparciu o straty pomniejszone o scyntylację. Pierwszy sposób powinien dać krzywe kalibracyjne do bezpośredniego porównania z teoretycznymi krzywymi z rysunku 5.2, a drugi służy pokazaniu, jaki jest efekt uwzględnienia scyntylacji. Krzywe kalibracyjne po odjęciu scyntylacji są bliższe sytuacji w detektorze ICARUS, gdzie nie domieszkuje się ciekłego argonu tak, aby sygnał świetlny z powrotem zamienić na jonizacyjny, lecz wręcz przeciwnie —



Rysunek 5.6: Krzywe kalibracyjne dla protonu, kaonu i pionu uzyskane przy pomocy programu *Geant*, z uwzględnieniem strat energii na jonizację i scyntylację.



Rysunek 5.7: Krzywe kalibracyjne dla mezonu π^+ przy uwzględnionych całkowitych stratach energii (jonizacja + scyntylacja) i z uwzględnieniem tylko strat energii na jonizację.

sygnał scyntylacyjny ma zasadnicze znaczenie dla wyznaczenia czasu t_0 .

Rysunek 5.6 pokazuje rozkłady energii kinetycznej p , K^+ , i π^+ w funkcji ich zasięgu dla całkowitych strat energii na jonizację i scyntylację. Są one znakomicie zgodne z analitycznymi krzywymi teoretycznymi z rysunku 5.2. Z kolei rysunek 5.7 daje porównanie dwu krzywych „energia kinetyczna - zasięg” dla mezonu π^+ , gdzie pierwsza otrzymana została przy uwzględnieniu całkowitych strat energii pionu, a druga dla strat energii tylko na jonizację. Widać, że straty energii na scyntylację mają znaczący udział w całkowitych stratach energii.

5.3.2 Wyniki symulacji przy użyciu programu FLUKA

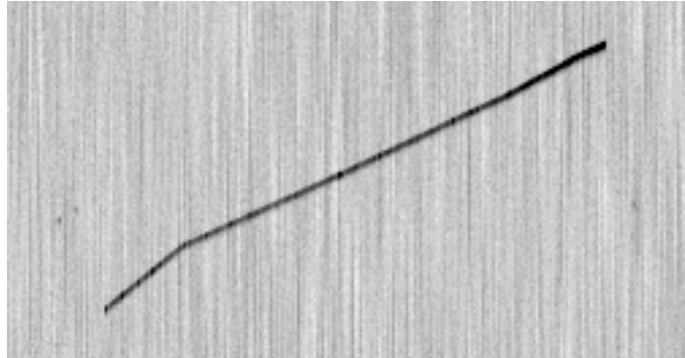
Jak już wcześniej wspomniałam, program *Fluka* ma tę wielką zaletę, że jego dane wyjściowe mogą być bezpośrednio wczytane do programu *Qscan*, a następnie analizowane przez program *Anatra*. Ponadto najnowsza wersja *Fluki* zawiera symulację zjawiska rekombinacji w ciekłym argonie, a więc powinna mieć w pełni poprawną symulację sygnału scyntylacyjnego. Z kolei program *Qscan* wzbogacił się ostatnio o symulację szumów detektora oraz nałożonych na nie nisko-częstotliwościowych przebiegów szumowych, jakie występują w rzeczywistych danych.

Przy użyciu programu *Fluka* wygenerowałam dziesiątki cząstek π , K i protonów z zakresu energii od 0.5 do 2 GeV, a następnie obejrzałam je przy użyciu programu *Qscan* i zanalizowałam tory cząstek zatrzymujących się w detektorze pod kątem ich identyfikacji przy użyciu programu *Anatra*. Dodać należy, że w tym przypadku uwzględnione były oddziaływania hadronowe oraz rozpady cząstek, co prowadziło do wielkiej różnorodności topologii symulowanych zdarzeń. Próbkę tej różnorodności stanowią rysunki 5.8 – 5.15, na których pokazane są obrazy zdarzeń w oparciu o sygnały z płaszczyzny *Collection* oraz krzywe zależności „energia kinetyczna – zasięg” uzyskane z programu *Anatra*. Podane wartości χ^2 na liczbę stopni swobody pozwalają ocenić jakość identyfikacji cząstek. Opisy pod rysunkami zawierają szczegółową informację o analizowanym zdarzeniu.

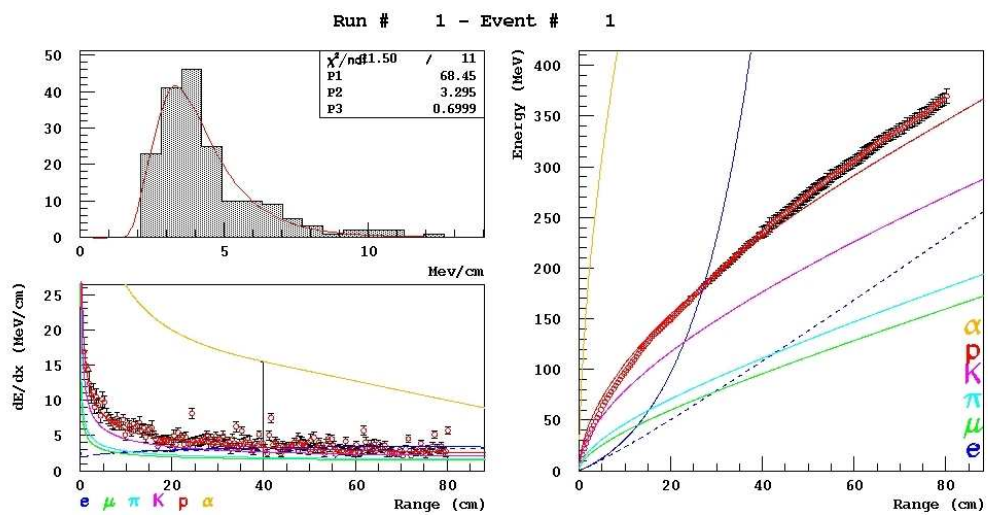
Trzeba zauważyć, że krzywa teoretyczna dla mezonu π , używana w programie *Anatra*, jest zgodna z moją krzywą teoretyczną dla przypadku z pominięciem strat energii na scyntylację (patrz rysunek 5.7). Należy jeszcze sprawdzić, jak to jest w przypadku kaonu i protonu, ale przypadek pionu sugeruje, że w programie *Anatra* krzywe teoretyczne, z którymi porównuje się pomiary, są poprawnie zmodyfikowane. Problem natomiast stanowi zależność uzyskanych wyników od sposobu i dokładności ręcznego wyboru punktów na torach, co jest źródłem dodatkowego błędu systematycznego.

5.4 Identyfikacja w oparciu o dane rzeczywiste

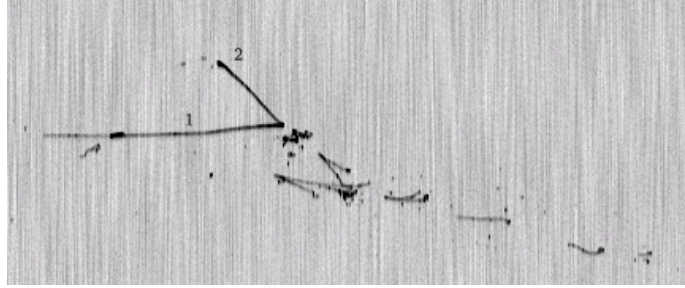
Analizę danych rzeczywistych oparłam na kilku wyskanowanych w Krakowie przypadkach oddziaływań hadronowych. Wybór podyktowany był łatwością znalezienia



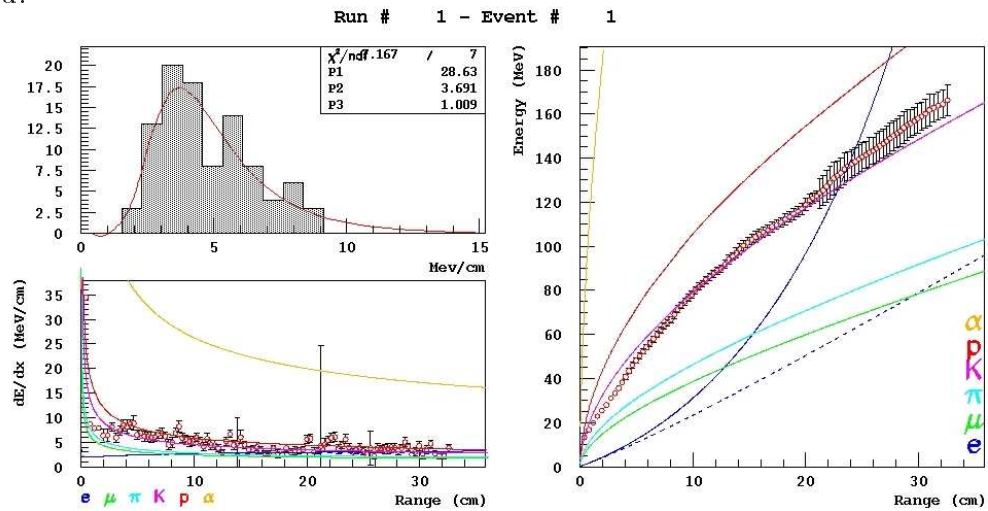
Rysunek 5.8: Zatrzymujący się proton o energii 1.4 GeV.



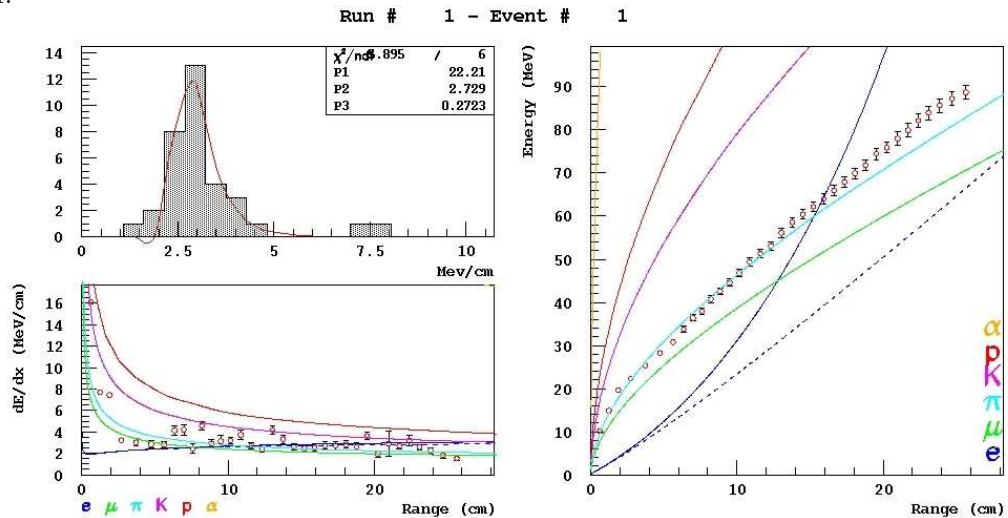
Rysunek 5.9: Wyniki uzyskane w *Anatrze* dla toru protonu z rysunku 5.8.



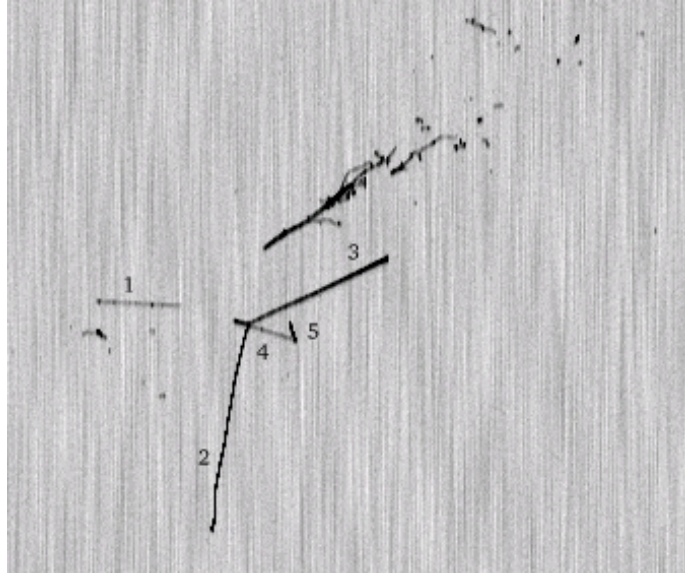
Rysunek 5.10: Rozpad w spoczynku K^- (tor 1) o energii 1.2 GeV na parę $\pi^-\pi^0$. Wcześniej widoczne jest też oddziaływanie hadronowe K^- , dające proton odrzutu i π^0 . π^- (tor 2) przy pędzie rzędu 0.1 MeV/c zostaje zabsorbowany przez jądro argonu. Pęd pionu przed wylapaniem jest na tyle mały, że można potraktować go jako cząstkę zatrzymującą się. Widoczne są również małe kaskady elektromagnetyczne pochodzące z rozpadów π^0 i trafiające do wierzchołków oddziaływania i rozpadu kaonu.



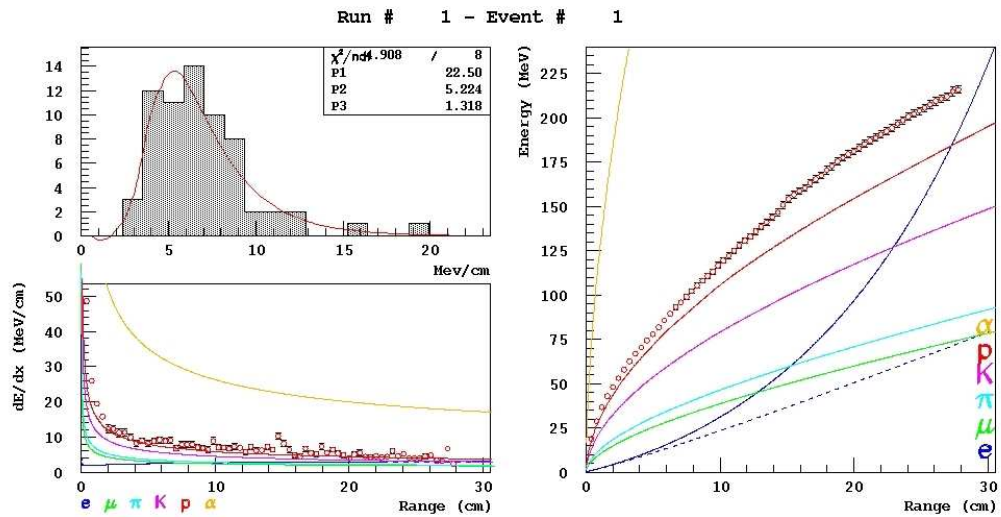
Rysunek 5.11: Wyniki uzyskane w *Anatrze* dla toru nr 1, zidentyfikowanego jako kaon.



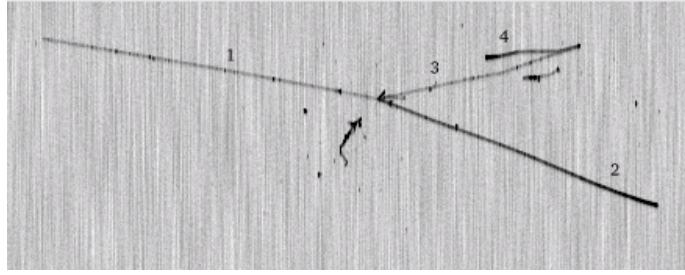
Rysunek 5.12: Wyniki uzyskane w *Anatrze* dla toru nr 2, zidentyfikowanego jako π .



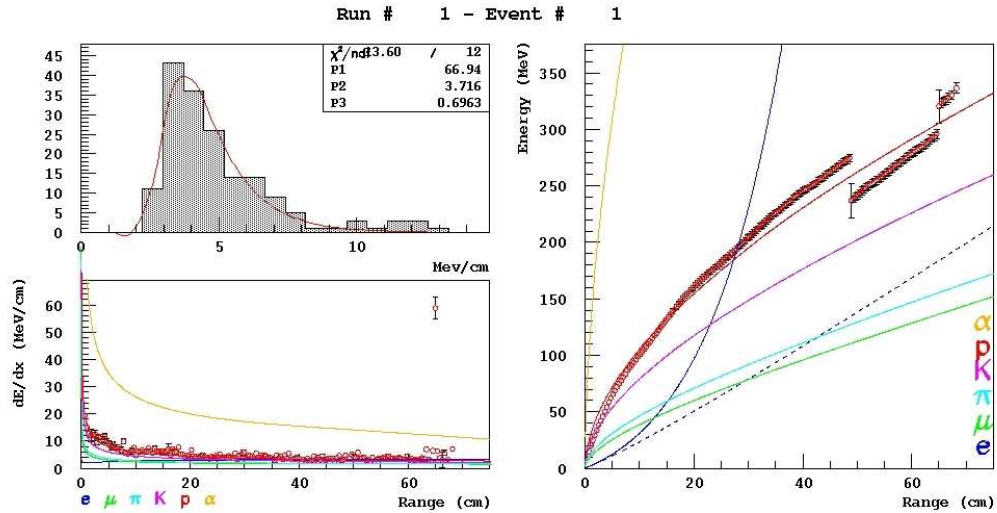
Rysunek 5.13: Pierwotną cząstką jest K^- (tor 1) o energii 1.6 GeV. Kaon oddziaływał z jądrem, w wyniku czego powstał barion Λ^0 i mezon π^0 . Λ^0 następnie rozpadła się w locie. Produktami tego rozpadu są π^- i p . Proton po chwili oddziaływał z jądrem argonu, dając między innymi dwa widoczne inne protony (tory 2 i 3). Pion (tor 4) również oddziaływał z jądrem, w wyniku czego powstał proton (tor 5), a zdegradowany energetycznie π^- został pochłonięty przez jądro.



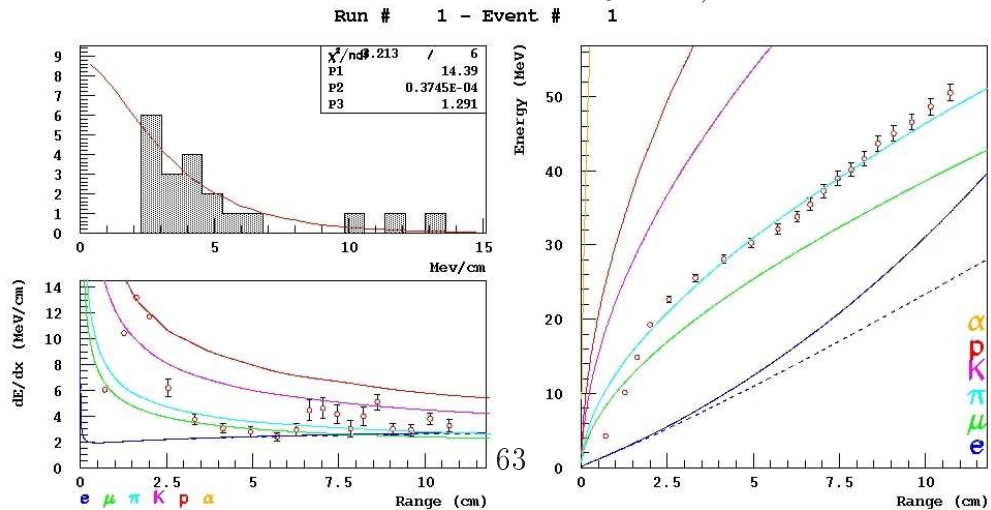
Rysunek 5.14: Wyniki uzyskane w *Anatrze* dla toru nr 3, zidentyfikowanego jako proton.



Rysunek 5.15: Tor nr 1 pochodzi od π^- o energii 1.5 GeV. Oddziałał on następnie jądrowo, czego skutkiem było powstanie kilku hadronów. Wśród nich był jeden mezon π^0 — na rysunku można odnaleźć dwie małe kaskady fotonowe o dużym kącie rozlotu, co świadczy o tym, że mezon był niewielkiej energii. Poza tym powstały proton (tor 2) i π^- (tor 3). Proton zatrzymuje się, natomiast π^- doznaje silnego rozproszenia jądrowego i kontynuuje wędrówkę jako tor 4. Pion ten przy pędzie rzędu 0.1 MeV zostaje zaabsorbowany przez jądro argonu.



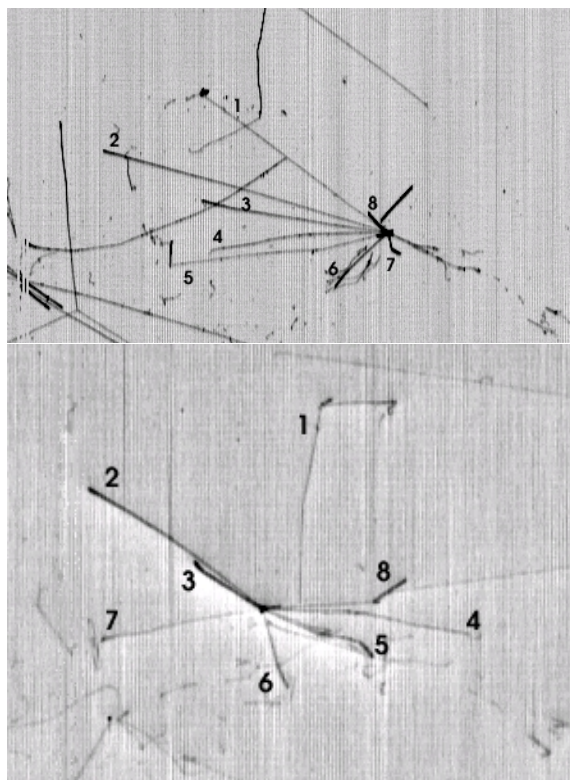
Rysunek 5.16: Wyniki uzyskane w *Anatrze* dla toru nr 2, zidentyfikowanego jako proton. Nieciągłość punktów pomiarowych związana jest dla zasięgu około 45 cm z nieuwzględnieniem przez program *ANATRA* energii widocznego protonu odrzutu, a dla zasięgu około 65 cm z kolei ma miejsce dodanie dużych strat energii na jonizację (zaczernienie na torze blisko wierzchołka oddziaływania).



Rysunek 5.17: Wyniki uzyskane w *Anatrze* dla toru nr 4, zidentyfikowanego jako pion.

w takich przypadkach zatrzymujących się hadronów, dla których możliwa jest identyfikacja poprzez pomiar energii kinetycznej cząstki w funkcji jej zasięgu.

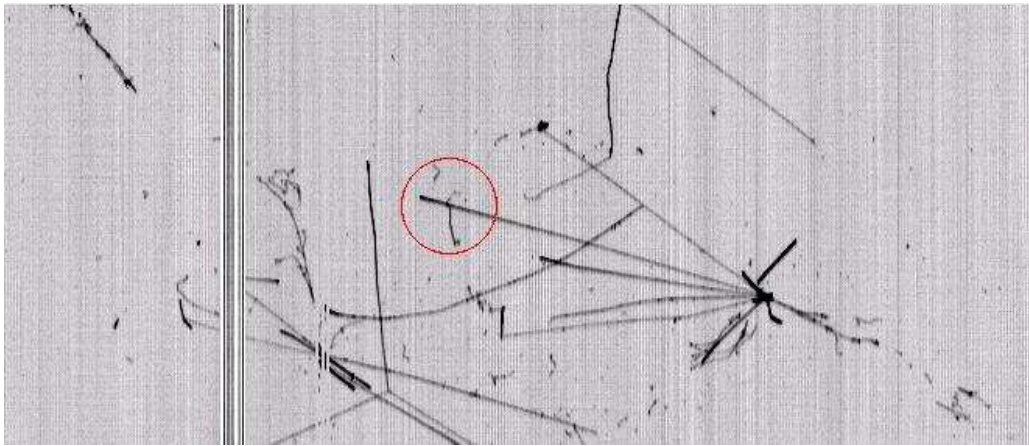
Pierwszym krokiem w takiej analizie jest prawidłowe przyporządkowanie torom w jednej projekcji torów w innej projekcji. Zasadnicze jest tu kryterium tego samego czasu dryfu dla końca toru w obu projekcjach.



Rysunek 5.18: Run 758 Event 17. Przypisanie torów dla dwu projekcji; odpowiednio od góry *Collection* i *Induction II* w lewej komorze TPC.

Przykład takiego przypisania torów pokazałam na rysunku 5.18. Przedstawione oddziaływanie hadronowe widoczne jest w dwóch rzutach — na płaszczyznę *Collection* i na płaszczyznę *Induction II*. Odpowiadające sobie tory mają przypisany ten sam numer. Dla większości torów nie było problemu ze znalezieniem jego odpowiednika w drugiej projekcji. Jedynie tory z numerami 4 i 7 wymagały wnikliwszej analizy ze względu na jednakowy czas dla końców obu torów. Tym, co pozwoliło mi ostatecznie zdecydować, który tor jest 7, a który 4, była informacja, że jeden zatrzymał się w środku komory (7), natomiast drugi wychodził poza nią (4). Wobec tego w pierwszym przypadku należało się spodziewać zwiększonych strat energii na jonizację pod koniec zasięgu, co też widać w płaszczyźnie *Induction II*. Poza tym na torze numer 4 w płaszczyźnie *Collection* widoczne są dwa elektrony delta, które można dostrzec również w płaszczyźnie *Induction II*.

Kolejnym krokiem było sprawdzenie, czy tor zatrzymuje się wewnątrz detektora, czy też z niego wychodzi. Celem przyspieszenia tego sprawdzenia napisałam prosty

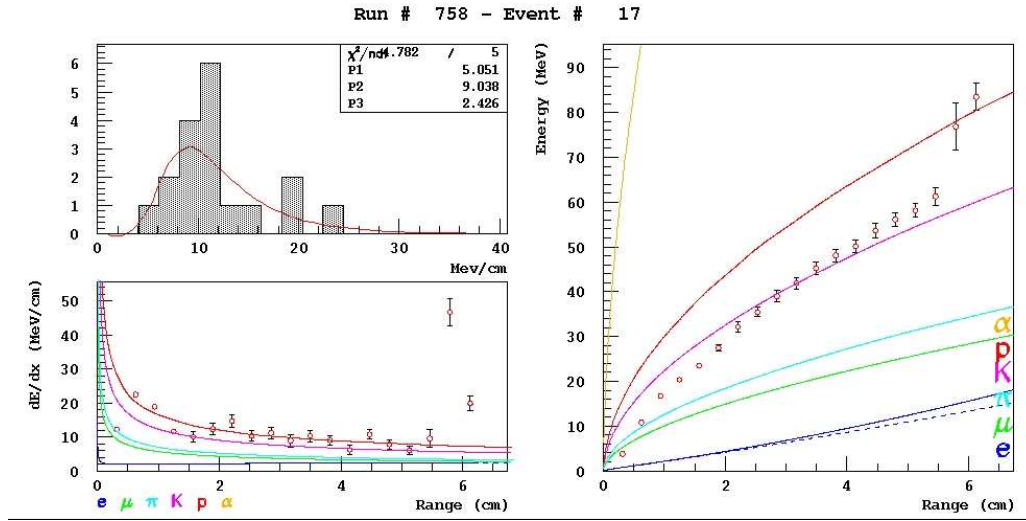


Rysunek 5.19: Oddziaływanie hadronowe: Run 758 Event 17. Zaznaczony tor posłużył do sprawdzenia, jak identyfikacja cząstki zależy od czasu t_0 , który jest wejściowym parametrem w programie *Anatra*.

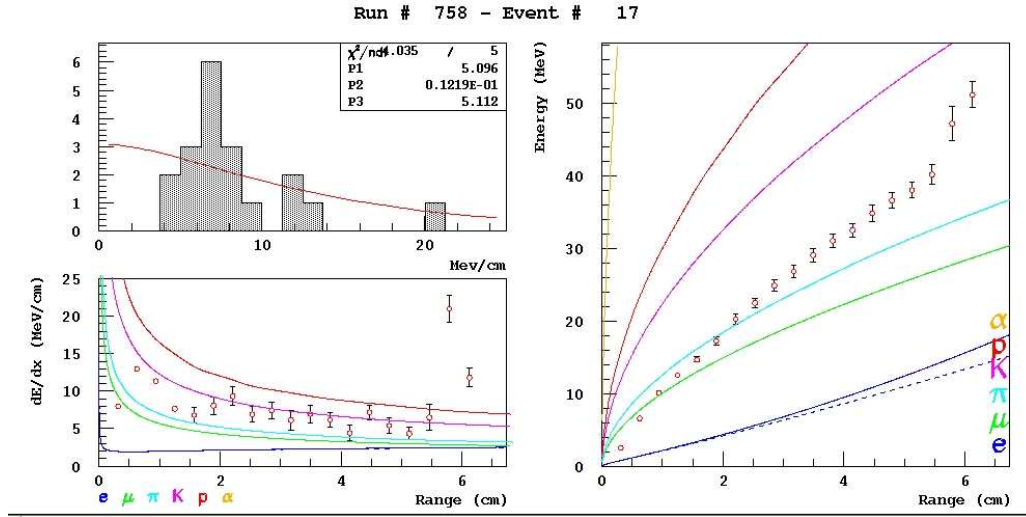
program, który w oparciu o numery drutów *Collection* i *Induction II* dla końca toru podawał jego odległość od górnej, dolnej, przedniej i tylnej ściany lewej lub prawej komory TPC. Nawiasem mówiąc, odległość od bocznych ścian określona jest przez wartość czasu t_0 . Dla przypadku z rysunku 5.18 wszystkie tory, oprócz 4-tego i 5-tego, zatrzymują się w detektorze.

Jak już pisałam wcześniej, sygnał mierzony na drutach *Collection* musi być poprawiony ze względu na jego osłabienie w drodze od miejsca powstania do drutów, a więc o poprawnej identyfikacji cząstki decyduje w dużej mierze poprawne wyznaczenie czasu absolutnego zajścia zdarzenia w detektorze. Jak bardzo jest to znaczące, pokażę na przykładzie toru z oddziaływania hadronowego przedstawionego na rysunku 5.19. Analizowany tor jest oznaczony kółkiem. Kolejne rysunki 5.20, 5.21 i 5.22 wykonane zostały w programie *Anatra* przy zadanych kolejno wartościach $t_0 = 0$ (tor blisko płaszczyzn anodowych), $t_0 = 1000$ (tor blisko środka komory) i $t_0 = 2400$ (tor blisko katody). Widać, że identyfikacja zmienia się od kaonu po niemalże elektronu, co znaczy, że przy tym poziomie czystości argonu, jaki osiągnięty został podczas testów w Pawii, nie da się przeprowadzić identyfikacji cząstek dla danych rzeczywistych bez dobrej znajomości czasu t_0 .

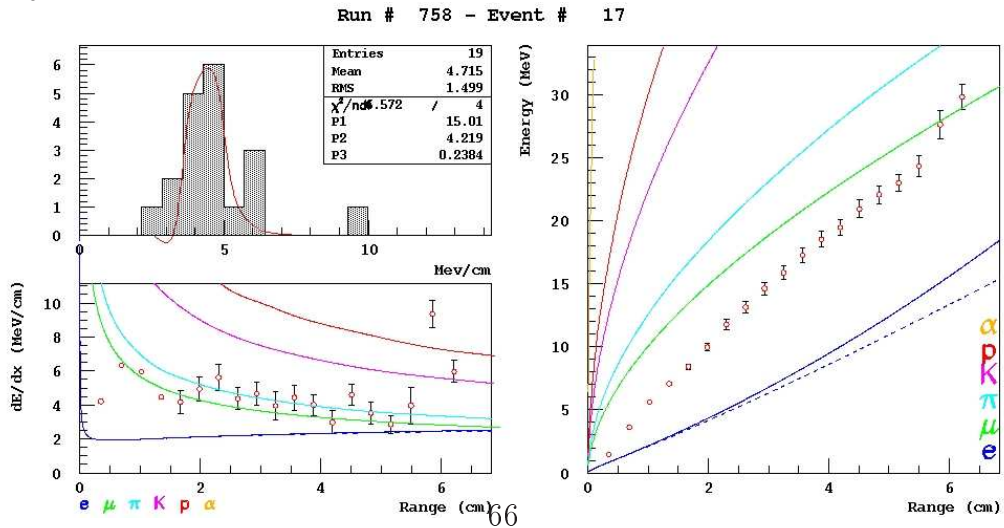
W niektórych przypadkach topologia zdarzenia jest tak charakterystyczna, że od razu wiadomo, jakie cząstki biorą w nim udział. Można więc posłużyć się znajomością masy cząstki do wyznaczenia czasu t_0 dla zdarzeń, gdy brak jest sygnałów z fotopowielaczy. Przykładem tego rodzaju zdarzenia jest rozpad zatrzymującego się mionu. Dla wybranego przeze mnie mionu, pokazanego na rysunku 5.23 wyznaczyłam t_0 przy pomocy *Anatry* w oparciu o zależność „energia kinetyczna - zasięg”. Okazało się, że najlepsze dopasowanie otrzymuje się dla $t_0 = 0$. Oznacza to, że mion musiał przejść blisko anody. Zwiększanie wartości t_0 powoduje, że *Anatra* identyfikuje mion jako cząstkę o jeszcze mniejszej masie, czyli może nią być jedynie elektron. Biorąc



Rysunek 5.20: Wyniki *Anatron* dla zaznaczonego toru na rysunku 5.19 przy założeniu czasu $t_0 = 0$.



Rysunek 5.21: Wyniki *Anatron* dla zaznaczonego toru na rysunku 5.19 przy założeniu czasu $t_0 = 1000$.



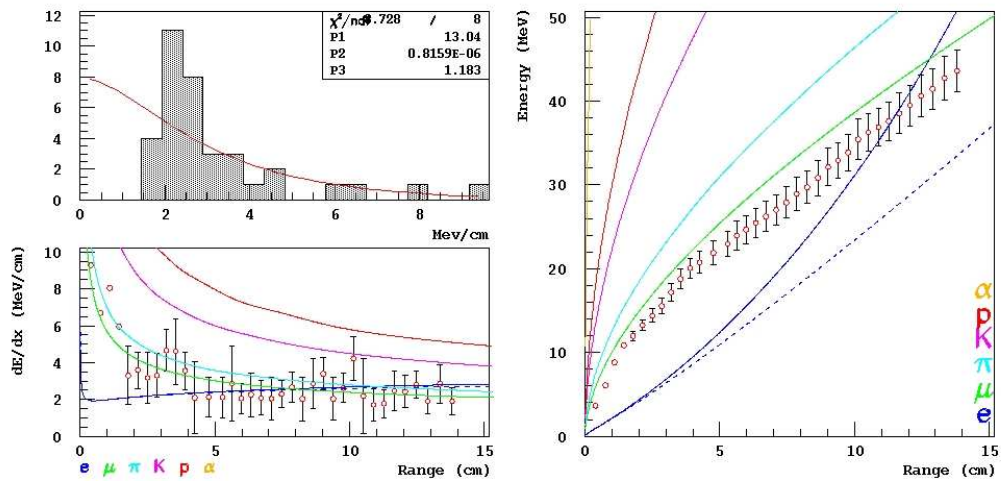
Rysunek 5.22: Wyniki *Anatron* dla zaznaczonego toru na rysunku 5.19 przy założeniu czasu $t_0 = t_{max} = 2400$.

jednak pod uwagę topologię tego zdarzenia, zidentyfikowanie rozpadającej się cząstki jako elektronu jest wykluczone.

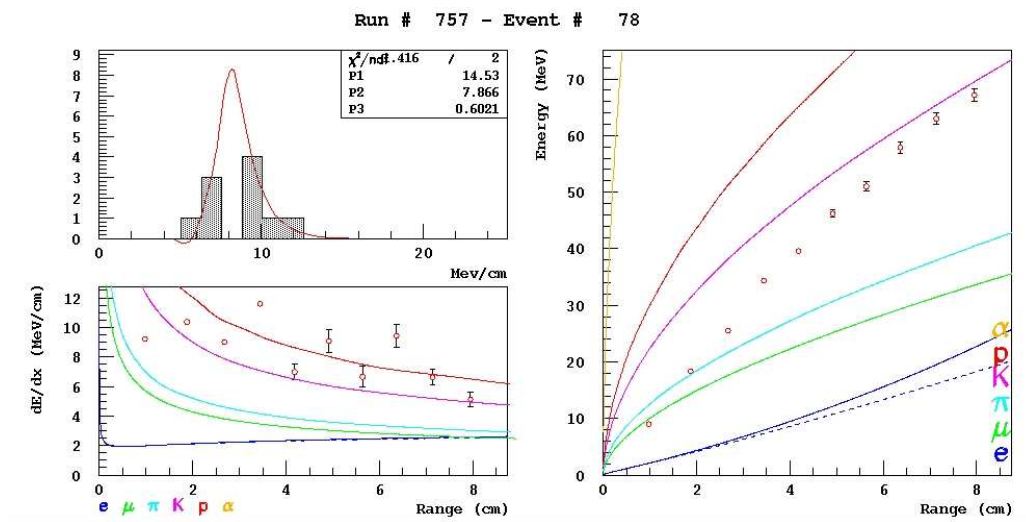
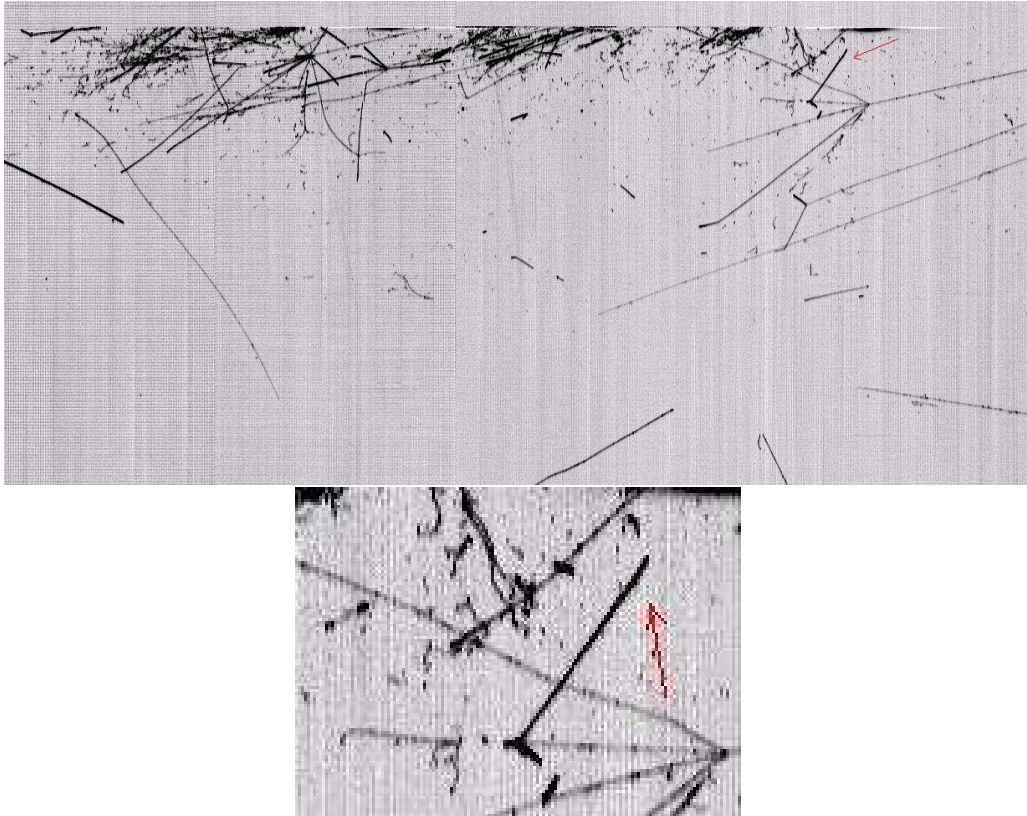
Sygnały z fotopowielaczy dostępne były tylko dla dwu analizowanych przeze mnie oddziaływań hadronowych, a mianowicie dla Run 757 Event 66 i dla Run 757 Event 78. Próba identyfikacji pojedynczych torów z tych oddziaływań przedstawiona jest na rysunkach 5.24 i 5.25. W pierwszym przypadku analizowany tor jest najprawdopodobniej protonem, w drugim przypadku natomiast *Anatra* nie radzi sobie z identyfikacją, gdyż χ^2 na liczbę stopni swobody dla fitu jest bardzo złe. Tak więc bardzo ładny rozkład punktów wzdłuż teoretycznej krzywej dla mezonu π dla zależności „energia kinetyczna - zasięg” jest przypadkowy.

5.5 Użyteczność programów eksperymentu ICARUS w zastosowaniu do identyfikacji cząstek

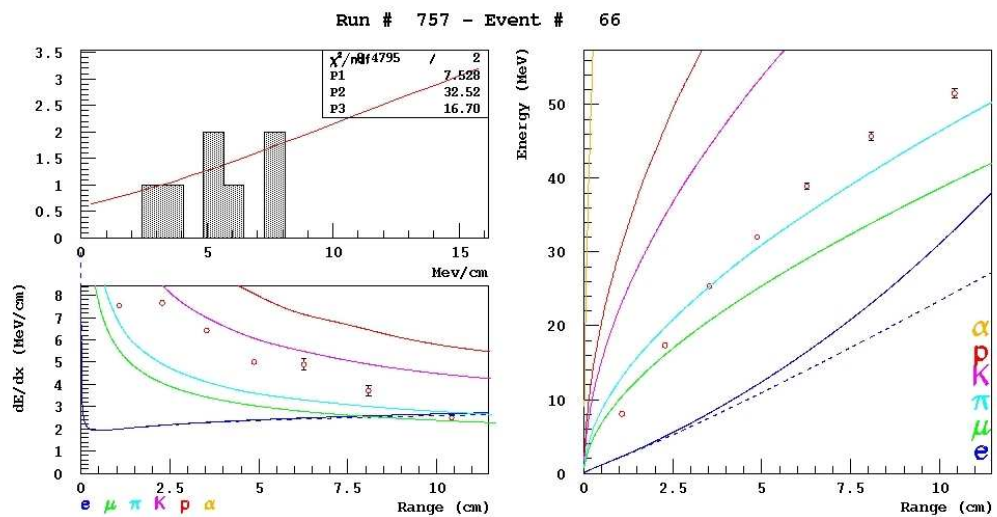
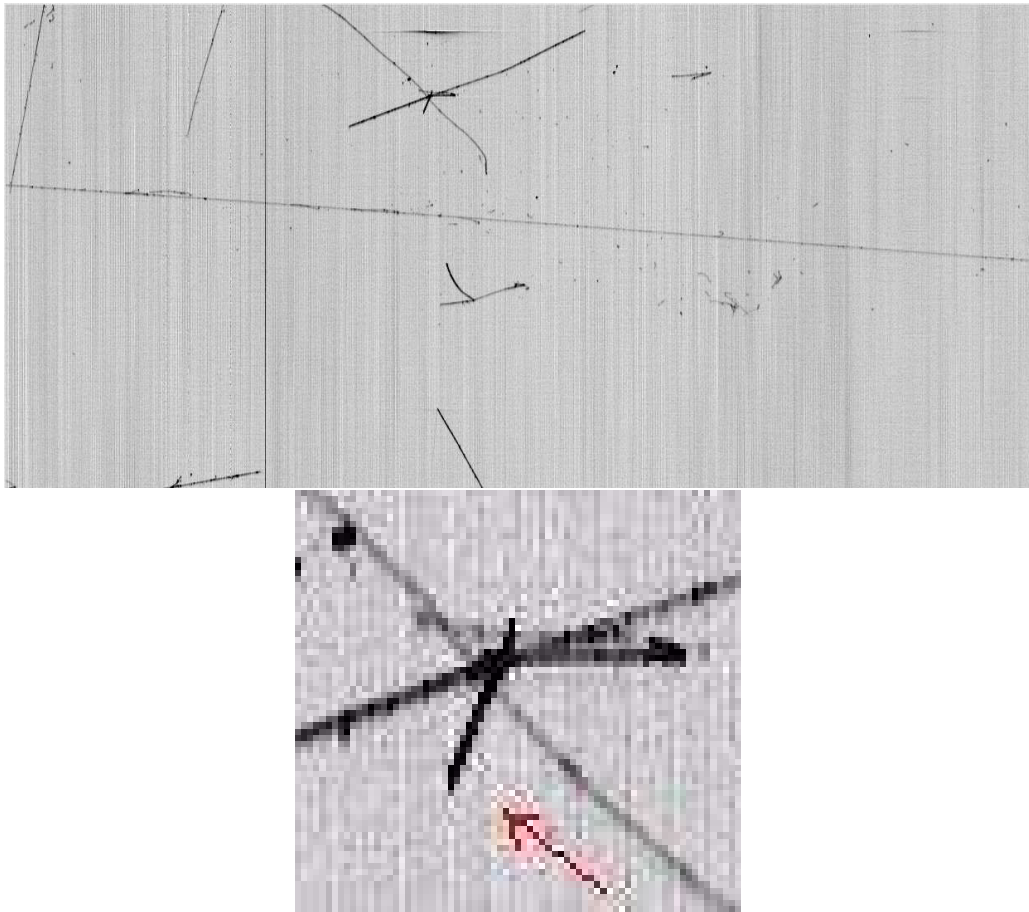
- Program *Geant* pozwala na wyłączenie oddziaływań hadronowych oraz rozpadów cząstek i sprowadzenie symulacji do podstawowych procesów elektromagnetycznych czyli jonizacji i wzbudzeń atomów w ciekłym argonie. Dzięki temu jest idealnym narzędziem do sprawdzenia przewidywań teoretycznych, uzyskanych na drodze obliczeń analitycznych, bazujących na wzorze Bethego-Blocha.
- Program *Fluka* w połączeniu z wizualizacją przy użyciu programu *Qscan* daje pełną symulację oddziaływań cząstek w ciekłym argonie, a więc pozwala badać identyfikację cząstek w obecności czasem bardzo skomplikowanych topologii oddziaływań hadronowych i rozpadów.
- Program *Anatra* wydaje się mieć poprawne krzywe teoretyczne dla zależności „energia kinetyczna - zasięg”, tzn. z odjętymi stratami energii na scyntylację. W każdym razie tak jest dla mezonu π , a mezon K i proton wymagają sprawdzenia. Wadą *Anatry* jest natomiast zmienność wyników w zależności od wyboru punktów na torze, w szczególności pod koniec zasięgu cząstki. Jest to źródłem dodatkowego błędu systematycznego, co w połączeniu z faktem dużych fluktuacji związanych z samym zjawiskiem strat energii na jonizację, jest obciążające dla tego programu.
- Program *Qscan* nie został przez mnie wprost zastosowany jako narzędzie do badań identyfikacji hadronów. Niedawno ukazała się nota techniczna ICARUSA [31] napisana przez fizyków z Granady, którzy zajęli się przede wszystkim odróżnianiem π od μ w oparciu o przypadki symulowane programem *Fluka* i analizowane programem *Qscan*. Wygląda to zachęcająco. Wydaje się jednak, że nota zawiera błąd, a mianowicie wyniki analizy porównywane są z krzywymi kalibracyjnymi bez odjęcia scyntylacji.



Rysunek 5.23: U góry pokazany jest rozpad mionu w spoczynku, Run 698 Event 5. Poniżej przedstawiam wyniki uzyskane w *Anatrze* dla czasu $t_0 = 0$.



Rysunek 5.24: Run 757 Event 78. U góry pokazane jest analizowane oddziaływanie hadronowe i wybrany zatrzymujący się tor. Poniżej przedstawione są wyniki *Anatry* dla czasu $t_0 = 152$.



Rysunek 5.25: Run 757 Event 66. U góry pokazane jest analizowane oddziaływanie hadronowe i wybrany zatrzymujący się tor. Poniżej przedstawione są wyniki *Anatry* dla czasu $t_0 = 668$.

Podsumowanie

Przedstawiona praca wykonana została w oparciu o dane z testów naziemnych detektora eksperymentu ICARUS. Ponieważ docelowo eksperyment ma służyć badaniom neutrin, dało mi to okazję do bliższego zapoznania się z tą fascynującą dziedziną fizyki.

Postawione przede mną zadanie polegało na sprawdzeniu możliwości identyfikacji hadronów poprzez pomiar strat energii na jonizację w detektorze ICARUS przy użyciu istniejących programów symulacji Monte Carlo oraz programów do wizualizacji, rekonstrukcji i analizy danych. W ramach wykonania tego zadania prześledziłam przewidywania teoretyczne, dotyczące średnich strat energii na jonizację oraz zjawiska fizyczne i efekty aparaturowe, które trzeba uwzględnić, aby od surowych danych pomiarowych przejść do wyznaczenia strat energii na jonizację. Nauczyłam się też generacji przypadków metodą Monte Carlo przy użyciu programów *Geant* i *Fluka* i zastosowałam program *Anatra* do identyfikacji cząstek oraz program *Qscan* do wizualizacji danych i przygotowania wejściowych plików dla programu *Anatra*.

Moje doświadczenie pokazuje, że bez znajomości czasu t_0 identyfikacja hadronów nie jest możliwa. Przy dobrej znajomości t_0 program *Anatra* pozwala na tę identyfikację, ale jest ona obarczona dodatkowym błędem systematycznym, związanym z samym sposobem działania tego programu. Najdokładniejszy pomiar depozytu energii od cząstki na drutach *Collection* oraz najlepszą rekonstrukcję toru daje program *Qscan*. Jest to ogromnie ważne przy identyfikacji cząstek w oparciu o ich indywidualne tory. Wobec tego najlepszym kierunkiem działania na przyszłość wydaje się być dobre zrozumienie i stosowanie programu *Qscan*, tym bardziej, że w przygotowaniu jest jego wersja interaktywna i współpracująca ze znakomitym pakietem do analizy danych ROOT.

Podziękowania

Niesposób wyrazić w słowach jak bardzo jestem wdzięczna prof. Agnieszce Zalewskiej za opiekę i wielką pomoc w trakcie pisania tej pracy. Pragnę bardzo podziękować dr Monice Szarskiej za pomoc w obsłudze *Qscana* i udostępnienie mi przypadków pochodzących z Jej skaningu. Bardzo serdecznie dziękuję dr Krzysztofowi Cieślukowi za zapoznanie mnie z programami do symulacji Monte Carlo, jak i całej krakowskiej grupie ICARUS za ciepłą i życzliwą współpracę.

Bibliografia

- [1] M. C. Gonzalez-Garcia, hep-ph/0202058 v3 (8 Jan 2003).
- [2] A. Zalewska, *Acta Phys. Pol.* **B34**, 5365 (2003).
- [3] J. Bahcall, M. H. Pinsonneault, S. Basu, *Astrophys. J.* **555**, 990 (2001).
- [4] L. Camilleri, *Neutrino Oscillations*, wykłady prowadzone w CERN-ie w 2000 roku w ramach Academic Training, dostępne pod adresem:
<http://humanresources.web.cern.ch/humanresources/external/training/ACAD/reglec.asp>.
- [5] B. T. Cleveland et al., *Astrophys. J.* **496**, 505 (1998).
- [6] K. Lande et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77**, 13 (1999).
- [7] J. N. Abdurashitov et al. (SAGE Collaboration), *Phys. Rev.* **C60**, 055801 (1999).
- [8] J. N. Abdurashitov et al. (SAGE Collaboration), astro-ph/0204245 (2002).
- [9] W. Hampel et al. (GALLEX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **B447**, 127 (1999).
- [10] Y. Fukuda et al. (Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996).
- [11] K. Hagiwara et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D66**, 010001 (2002).
- [12] Y. Fukuda et al. (SuperKamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [13] T. Toshito (for the SuperKamiokande Collaboration), hep-ex/0105023 v1 (14 may 2001).
- [14] H.M. Ahn et al. (K2K Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 041801 (2003).
- [15] Y. Hayato, talk at EPS2003: *International Eurphysics Conference on High Energy Physics*, Aachen, Germany (July 17-23), 2003.
- [16] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001); *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011301 (2002); *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011302 (2002).
- [17] S.N. Ahmed et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **92**, 181301 (2004).

- [18] K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
- [19] V. M. Lobashev et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **91**, 280 (2001).
- [20] C. Weinheimer et al., *Phys. Lett.* **B460**, 219 (1999); *Nucl. Phys.* **A721**, 533 (2003).
- [21] A. Osipowicz et al. (KATRIN Collaboration), hep-ex/0109033 v1 (21 Sep 2001).
- [22] D. N. Spergel et al., *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 175 (2003).
- [23] S. Amerio et al. (ICARUS Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth.* **A527**, 329 (2004).
 (ICARUS Collaboration), „ICARUS-II. A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory”, Proposal Vol. I (1993) & II (1994), **LNGS-94/99**.
 (ICARUS Collaboration), „A first 600 ton ICARUS detector installed at the Gran Sasso Laboratory”, Addendum to Proposal, **LNGS-95/10**.
 (ICARUS & NOE Collaboration), „Imaging and CALorimetric Neutrino Oscillation Experiment”, A proposal for a CERN-GS long baseline and atmospheric neutrino oscillation experiment, **INFN/AE-99-17**.
 (ICARUS Collaboration), „A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory”, **LNGS-P28/2001**.
 (ICARUS Collaboration), „A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory – Cloning of T600 modules to reach the design sensitive mass”, **CERN/SPSC 2002-027**.
 (ICARUS Collaboration), „A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory – A magnetized muon spectrometer for ICARUS T3000 at the LNGS/CNGS”, **CERN/SPSC 2003-030**.
- [24] A. Zalewska (for the ICARUS Collaboration), *Acta Phys. Pol.* **B35**, 1949 (2004).
- [25] <http://pcnometh4.cern.ch/>.
- [26] C. Rubbia, „The Liquid-Argon Time Projection Chamber: a New Concept for Neutrino Detector”, CERN-EP/77-08 (1977).
- [27] S. Amoruso et al. (ICARUS Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth.* **A516** (2004) 68-79.
- [28] F. Arneodo et al. (ICARUS Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth.* **A508** (2003) 287-294.
- [29] W. R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments” (1987), ISBN 3-540-17386-2 Springer-Verlag.
- [30] W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss, „Energy loss of muons in the range 1–10000 GeV”, CERN-85-03 (1985) Table 1.

- [31] A. Bueno, S. Navas-Concha, „Particle identification in ICARUS”, ICARUS-TM/2004-09 (April 27 2004).
- [32] D. R. Nygren, J. N. Marx, *Physics Today* **31** (1978) 46.
- [33] S. Amoruso et. al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A523** (2004) 275-283.