

POLITECHNIKA KRAKOWSKA

Wydział Fizyki, Matematyki i Informatyki Stosowanej

Rekonstrukcja kaskad
elektromagnetycznych w
ciekłoargonowym detektorze
eksperymentu ICARUS

Paweł Karbowniczek

Praca Magisterska

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

Opiekun pracy
prof. dr hab. Agnieszka Zalewska

Kraków, czerwiec 2008

Spis treści

Wstęp	3
1 Eksperyment ICARUS	4
1.1 Cele fizyczne eksperymentu	6
1.1.1 Neutrina atmosferyczne	6
1.1.2 Neutrina słoneczne	8
1.1.3 Neutrina z Supernowych	9
1.1.4 Neutrina akceleratorowe z wiązki CNGS	11
1.1.5 Poszukiwanie rozpadu protonu	12
1.2 Detektor eksperymentu ICARUS	14
1.2.1 Ciekły argon jako aktywny ośrodek	16
1.2.2 Kriostaty	18
1.2.3 Wewnętrzny detektor	19
1.2.4 System wewnętrznych fotopowielaczy	21
1.2.5 System wysokiego napięcia	22
1.2.6 System monitorowania pracy detektora	23
1.2.7 Elektronika odczytu	24
1.2.8 System zbierania danych	25
1.3 Przebieg testów naziemnych detektora	27
2 Oprogramowanie eksperymentu ICARUS	31
2.1 Program FLUKA do symulacji Monte Carlo	32
2.2 Program QSCAN do wizualizacji i rekonstrukcji przypadków	34
3 Kaskady elektromagnetyczne	38
3.1 Model rozwoju kaskady elektromagnetycznej	39

<i>SPIS TREŚCI</i>	2
3.2 Kalorymetry	42
4 Analiza kaskad EM w eksperymencie ICARUS	43
4.1 Kaskady elektromagnetyczne w detektorze eksperymentu ICARUS	44
4.2 Program F2IV	51
4.3 Poprawiona wizualizacja w QSCANIE	54
4.4 Wizualizacja kaskad elektromagnetycznych	57
Podsumowanie	68

Wstęp

Przedmiotem przedstawionej pracy magisterskiej jest analiza kaskad elektromagnetycznych w eksperymencie ICARUS, dedykowanym badaniom oddziaływań i oscylacji neutrin. Ciekłoargonowy detektor tego eksperymentu znajduje się obecnie w końcowej fazie instalacji w podziemnym laboratorium Gran Sasso. Program rekonstrukcji eksperymentu ICARUS wymaga istotnego dopracowania w części poświęconej kaskadom elektromagnetycznym. Ponieważ kaskady od fotonów pochodzących z rozpadów mezonów π^0 stanowią potencjalnie bardzo groźne tło dla kaskad od elektronów, często stanowiących poszukiwany sygnał, dobra rekonstrukcja kaskad elektromagnetycznych ma zasadnicze znaczenie. Pełna analiza kaskad elektromagnetycznych wykracza znacznie poza zakres pojedynczej pracy magisterskiej, dlatego też w mojej pracy skoncentrowałem się na wizualizacji dedykowanej kaskadom. Stanowi ona kluczowe narzędzie dla testów trójwymiarowej rekonstrukcji kaskad oraz metod rozróżniania elektronów od mezonów π^0 .

Pierwszy rozdział pracy poświęcony jest eksperymentowi ICARUS, ze szczególnym uwzględnieniem celów fizycznych, budowy detektora oraz opisowi i podsumowaniu jego naziemnych testów. Drugi rozdział dotyczy oprogramowania eksperymentu ICARUS: programu FLUKA, służącego do symulacji Monte Carlo, oraz programu QSCAN, służącego do rekonstrukcji i wizualizacji przypadków. Trzeci rozdział dedykowany jest kaskadom elektromagnetycznym; opisany jest w nim model rozwoju kaskad elektromagnetycznych oraz bardzo krótko omówione są kalorymetry. W ostatnim rozdziale przedstawiam wyniki mojej pracy: uproszczoną analizę kaskad w detektorze eksperymentu ICARUS, napisany przeze mnie pomocniczy program służący do testowania rozwiązań dla trójwymiarowej wizualizacji, poprawę wizualizacji w programie QSCAN oraz najważniejszy rezultat - dodatkowe okno w programie QSCAN, służące przede wszystkim analizie kaskad elektromagnetycznych, z wieloma opcjami ich wizualizacji. Podsumowanie zawiera zestawienie uzyskanych wyników.

Rozdział 1

Eksperyment ICARUS

Celem eksperymentu ICARUS (Imaging Cosmic And Rare Underground Signals) jest badanie oddziaływań neutrin atmosferycznych, akceleratorowych i ze źródeł astrofizycznych oraz poszukiwanie rozpadu protonu. Eksperyment będzie prowadzony w podziemnym laboratorium Gran Sasso (Laboratori Nazionali del Gran Sasso - LNGS) we Włoszech przez międzynarodowy zespół fizyków.

Detektor ICARUS jest oparty na nowatorskiej technologii detekcji w komorze projekcji czasowej wypełnionej ciekłym argonem (LAr Time Projection Chamber), zaproponowanej przez Carlo Rubbię w 1977 roku [1]. Zasada działania komory opiera się na tym, że w oczyszczonym ciekłym argonie elektrony jonizacji mogą być transportowane na duże odległości w jednorodnym polu elektrycznym wytworzonym pomiędzy katodą i anodą. Położone na końcu ścieżki dryfu płaszczyzny drutów anodowych rejestrują sygnał od elektronów i zapewniają obrazowanie oddziaływań cząstek w argonie. Odczyt sygnałów od elektronów jonizacyjnych odbywa się przez indukcję ładunku elektrycznego związanego z ruchem elektronów przecinających kolejne płaszczyzny drutów o różnej orientacji przestrzennej oraz zbieranie tych elektronów przez druty ostatniej płaszczyzny. W połączeniu z pomiarem czasu dryfu elektronów pozwala to na wiele projekcji tego samego przypadku, rekonstrukcję torów oraz pomiary energii cząstek.

Wyzwania technologiczne, przed którymi stanęły osoby planujące eksperyment, były następujące:

- Oczyszczanie ciekłego argonu - LAr musi być wyjątkowo czysty, zawartość elektroujemnych molekuł musi być co najwyżej na poziomie 0,1 ppb, aby możliwy był dryf elektronów jonizacyjnych na duże odległości bez znaczących strat.

- Komory drutowe - muszą być zdolne do wykonywania niedestruktywnego odczytu na płaszczyznach indukcyjnych, muszą być zbudowane z nie zanieczyszczonych materiałów i wytrzymywać znaczne naprężenia termiczne wynikające z przejścia od temperatury pokojowej do temperatury ciekłego argonu (~ -178 °C).
- Elektronika analogowa - aby utrzymać wysoki poziom sygnału, trzeba było stworzyć przedwzmacniacze o bardzo niskim poziomie szumu. Sygnał w detektorze jest bardzo słaby, rzędu kilkunastu tysięcy elektronów w przypadku fragmentu toru cząstki o długości 3 mm (odległość między sąsiednimi drutami), więc łączny szum z detektora i z elektroniki odczytu musi być mniejszy niż 1000 elektronów.
- Zbieranie danych - odczyt polega na próbkowaniu sygnału z każdego drutu z częstotliwością 40 MHz. Przy zastosowaniu 16-kanalowego multipleksa uzyskuje się próbkowanie co 400 ns. System przechowuje informację o ładunku zebrany przez druty przez czas dłuższy niż czas dryfu elektronów pomiędzy elektrodami w ciekłym argonie, a mianowicie przez kilka ms. Wysoka rozdzielczość, która musiała zostać osiągnięta, zarówno dla próbkowania w czasie jak i w przestrzeni, daje rozmiar przypadku przy pełnym zapisie nawet wielkości kilkuset megabajtów.

Po rozwiązaniu tych problemów projekt ICARUS wszedł w fazę przemysłową, konieczną do posunięcia do przodu realizacji detektora wielkiej objętości dla fizyki neutrinowej oraz poszukiwań rozpadu protonu. Pierwszym krokiem była realizacja prototypu o objętości 10 m^3 [2, 3] do testowania rozwiązań, które miały być zastosowane później. Kolejnym była budowa detektora o całkowitej masie 600 ton ciekłego argonu (ICARUS T600) oraz test połowy tego detektora i dopracowanie szczegółów jego działania podczas naziemnych testów w Pawii w 2001 roku. Analiza danych z tych testów potwierdziła przydatność detektora ciekłoargonowego do rejestracji nawet bardzo skomplikowanych zdarzeń i doprowadziła do opublikowania sześciu prac ([4] i cytowane tam wcześniejsze publikacje). Od końca 2005 roku twa instalacja detektora ICARUS w podziemnym laboratorium Gran Sasso. Start eksperymentu planowany jest na koniec 2008 roku.

1.1 Cele fizyczne eksperymentu

Komora zaprojektowana dla programu ICARUS pozwala na studiowanie wielu ważnych problemów z fizyki i astrofizyki cząstek. Co prawda, masa obecnego detektora jest za mała, aby można było dokonać istotnie nowych odkryć, ale detektor pozwoli na:

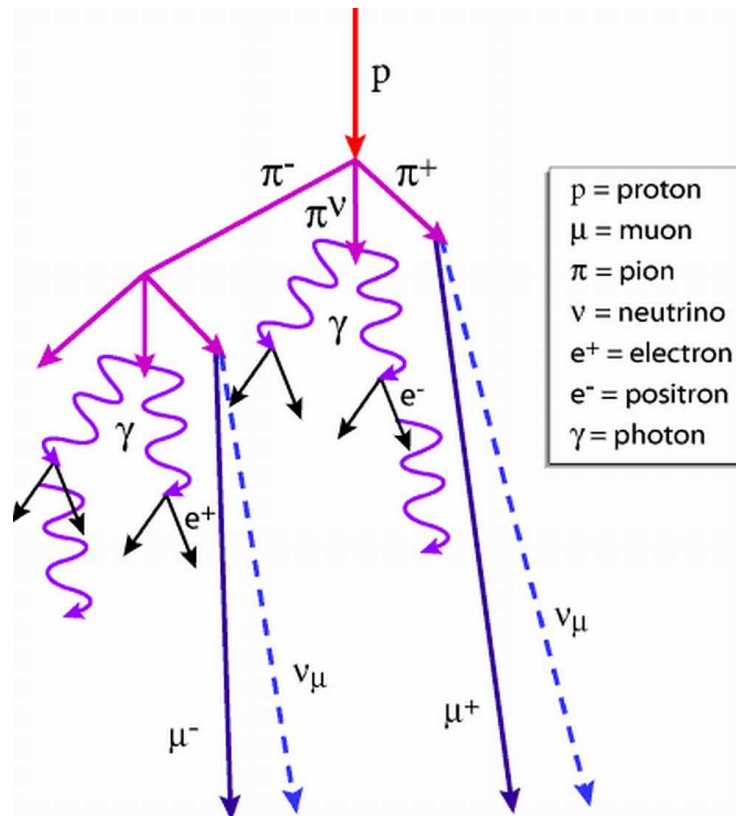
- rejestrację oddziaływań neutrin słonecznych i atmosferycznych,
- detekcję neutrin pochodzących z eksplozji Supernowych,
- poszukiwanie przejść mionowych neutrin akceleratorowych w neutrina taonowe dla wiązki z CERN-u do Gran Sasso (CNGS),
- poszukiwanie rozpadu protonu dla kanałów przewidywanych przez Teorie Wielkiej Unifikacji (Grand Unification Theory - GUT).

1.1.1 Neutrina atmosferyczne

Atmosfera jest najbliższym Ziemi źródłem neutrin i antyneutrin. W wyniku oddziaływania cząstek promieniowania kosmicznego, na które składają się głównie protony, z jądrami gazów w górnej warstwie atmosfery powstają kaskady innych cząstek. Najwięcej produkowanych jest pionów i kaonów, które rozpadając się, produkują neutrina i antyneutrina. Przykład takiego oddziaływania znajduje się na rysunku 1.1.

Obserwacje neutrin produkowanych w atmosferze pozwoliły na odkrycie procesu oscylacji neutrin, polegającego na tym, że stany zapachowe neutrin ν_e , ν_μ , ν_τ , będące superpozycjami stanów własnych masy ν_1 , ν_2 , ν_3 , mogą w sobie wzajemnie przechodzić. Odkrycie pochodzi z eksperymentu SuperKamiokande, wyposażonego w wodny detektor Czerenkowa o całkowitej masie 50 kiloton [5]. Oscylacje neutrin zostały następnie potwierdzone w eksperymencie K2K dla neutrin akceleratorowych [6], w eksperymencie SNO dla neutrin Słonecznych [7] i w eksperymencie KamLAND dla antyneutrin reaktorowych [8].

Celem nowych pomiarów neutrin atmosferycznych za pomocą techniki ciekłoargonowej będzie, w porównaniu z innymi technikami detektorowymi, znaczne obniżenie progu energetycznego neutrin oraz rejestracja wszystkich topologii oddziaływań. ICARUS T600 pozwoli na obserwację oddziaływań neutrin z bardzo dobrą przestrzenną i energetyczną rozdzielczością. Możliwości eksperymentu to:



Rysunek 1.1: Kaskada cząstek, powstała w wyniku oddziaływania cząstki promieniowania kosmicznego z jądrem w górnej warstwie atmosfery [9].

- wybór przypadków z oddziałującymi neutrinami,
- dobra identyfikacja zapachów ν_e , ν_μ , ν_τ dla przypadków z wymianą prądów naładowanych,
- identyfikacja oddziaływań neutrin zachodzących przez wymianę prądów neutralnych.

W porównaniu z eksperymentem SuperKamiokande eksperyment ICARUS nie będzie w stanie uzyskać dużej liczby przypadków oddziaływań neutrin atmosferycznych, ale możliwy będzie pomiar neutrin poniżej progu energetycznego SuperKamiokande. Detektor ICARUS ma też lepszą kątową zdolność rozdzielczą pomiaru torów oraz umożliwia pomiar wszystkich cząstek naładowanych w stanie końcowym, co pozwoli na lepsze wyznaczanie kierunku neutrin.

1.1.2 Neutrina słoneczne

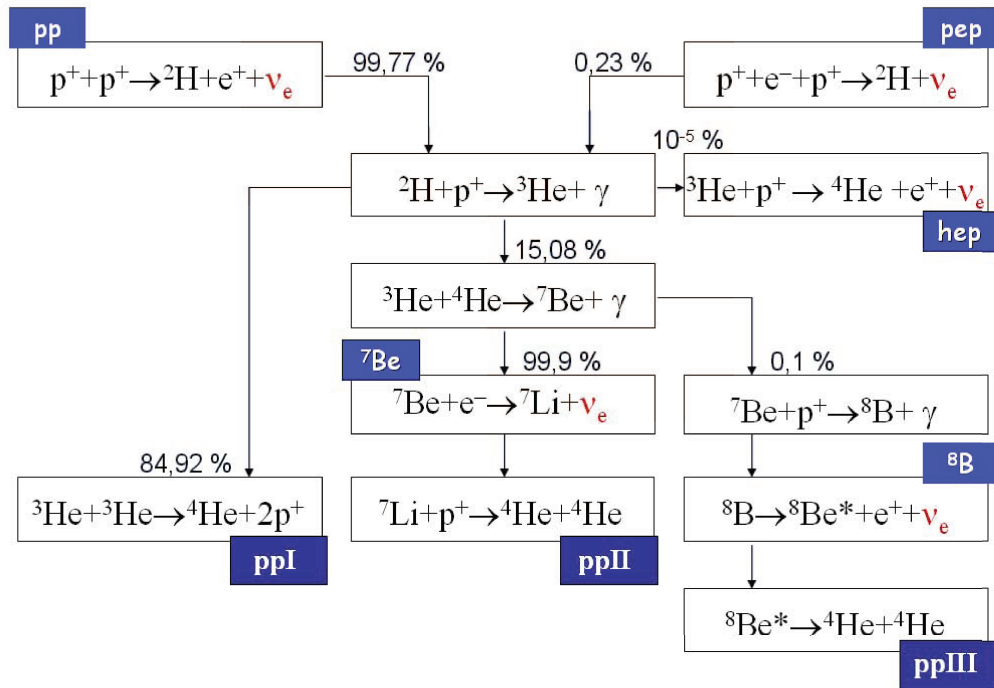
Własności ciekłoargonowej komory projekcji czasowej pozwalają na detekcję w czasie rzeczywistym neutrin produkowanych przez Słońce w reakcjach termojądrowych zebranych na rysunku 1.2. Neutrina słoneczne reagują z argonem w detektorze ICARUS poprzez dwie niezależne reakcje:

- elastyczne rozpraszanie na elektronach w atomach Ar

$$\nu_{e, \mu, \tau} + e^{-} \rightarrow \nu_{e, \mu, \tau} + e^{-}, \quad (1.1)$$

- absorpcję przez atom argonu

$$\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}\text{K}^* + e^{-}. \quad (1.2)$$



Rysunek 1.2: Cykl *pp* reakcji zachodzących w Słońcu [10].

Doświadczenia z prototypami detektora pokazały, że mogą zostać zarejestrowane elektrony powyżej energii 150 keV [11]. Niestety, występujące tło nie pozwala na zastosowanie tak niskiego progu energetycznego w analizie danych.

Tło dla oddziaływań neutrin słonecznych stanowią:

- naturalna promieniotwórczość otoczenia - obecność ${}^{40}\text{K}$, uranu, toru oraz radonu w skałach i atmosferze na zewnątrz detektora,

- radioaktywne zanieczyszczenia ciekłego argonu - obecność dwóch radioaktywnych izotopów argonu, posiadających długie czasy życia (^{42}Ar - 32,9 lat, ^{39}Ar - 269 lat),
- radioaktywność materiałów, z których zbudowany jest detektor,
- neutrony pochodzące z oddziaływań wysokoenergetycznych kosmicznych mionów penetrujących skały w pobliżu detektora.

Przeprowadzone symulacje wyżej wymienionego tła [12] pokazały, że konieczne jest wprowadzenie progu 5 MeV dla energii kinetycznej elektronu, co oznacza, że rejestrowane będą tylko wysokoenergetyczne neutrino z rozpadu β jądra ^8B . Daje to oczekiwaną liczbę 2975 przypadków oddziaływań neutrin słonecznych (dla ekspozycji 1 kilotona $\times$ rok) z zawartością tła neutronowego równą 306 przypadków.

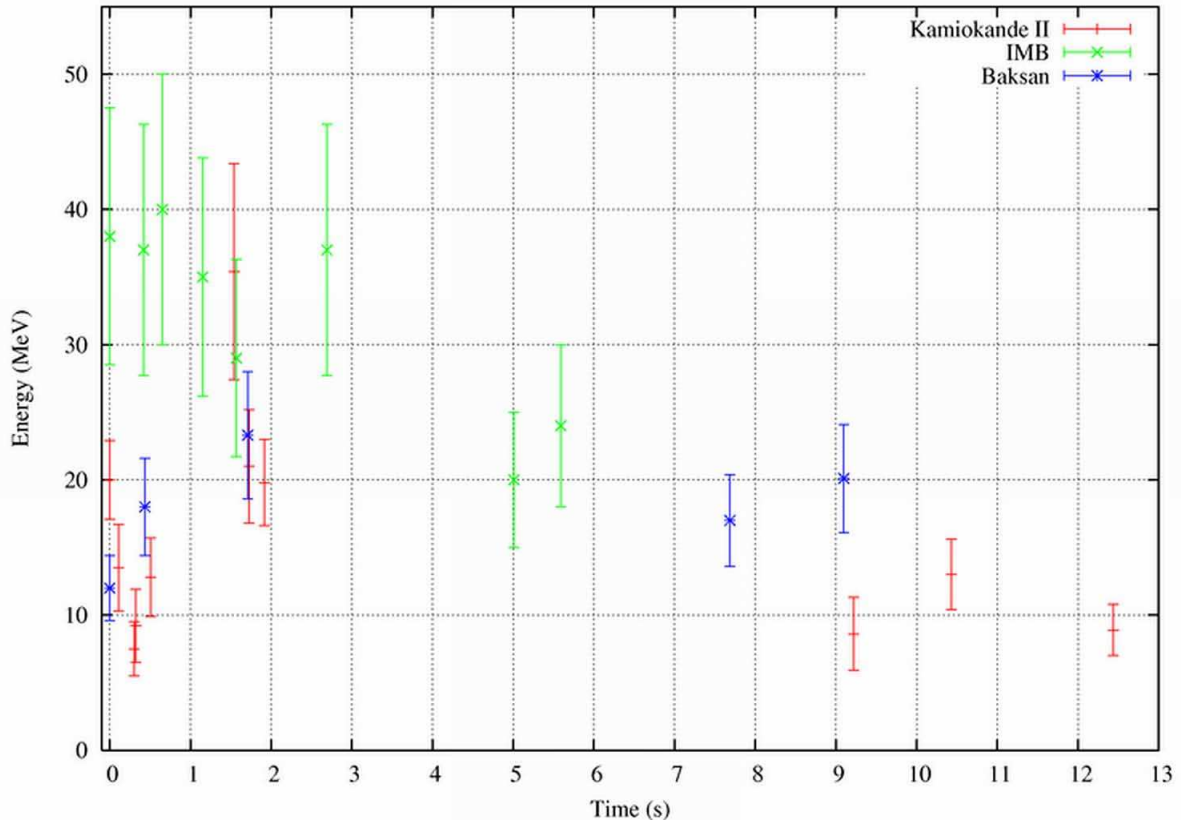
1.1.3 Neutrino z Supernowych

Wybuchy Supernowych, związane z grawitacyjnym kolapsem starych gwiazd, są najpotężniejszym, chociaż chwilowym, źródłem neutrin we Wszechświecie. Prawie 100 % energii uwalnianej w kolapsie (3×10^{53} ergów dla gwiazdy o masie ośmiu mas Słońca) emitowane jest w postaci neutrin i antyneutrin (całkowity strumień $9,6 \times 10^{57}$). Wybuchy Supernowych mogą więc dostarczyć informacji o mechanizmach zapadania się gwiazdy i formowania gwiazdy neutronowej, a także, na podstawie różnicy czasów przelotu neutrin z tego wybuchu, o masie neutrin. Niestety, jest to zjawisko rzadkie. Szacuje się, że jeden wybuch w naszej galaktyce powinien zdarzać się co 30 - 50 lat.

Pierwszy wybuch, dla którego w detektorach Kamiokande, IMB i Baksan zaobserwowano oddziaływania neutrin (w sumie 25 przypadków) zarejestrowany został o godzinie 7:35:41 UT, 23 lutego, 1987 roku (Supernowa SN1987A w Wielkim Obłoku Magellana, w odległości 50 kpc od Ziemi). Rysunek 1.3 pokazuje rozkład czasowy zarejestrowanych neutrin. Od tego czasu wszystkie detektory neutrin nastawione są na rejestrację sygnałów z wybuchów Supernowych. Wkrótce dołączy do nich detektor ICARUS. Detekcja neutrin z Supernowych w eksperymencie ICARUS będzie mogła zostać dokonana na podstawie czterech niezależnych kanałów [13]:

- reakcje z wymianą prądów naładowanych z udziałem jądra argonu:

$$\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e^- + {}^{40}\text{K}^*, \quad (1.3)$$



Rysunek 1.3: Neutrino z Supernowej SN1987A. 8 neutrino wykrytych przez IMB miało większą średnią energię niż 12 neutrino wykrytych przez eksperyment Kamiokande, ponieważ detektor IMB nie był czuły na niższe wartości energii neutrino (progi energetyczne IMB 19 MeV, Kamiokande 7,5 MeV, Baksan 10 MeV [14]) [15].

$$\bar{\nu}_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e^+ + {}^{40}\text{Cl}^*, \quad (1.4)$$

- reakcja z wymianą prądów neutralnych z udziałem jądra argonu:

$$\nu + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow \nu + {}^{40}\text{Ar}^*, \quad (1.5)$$

- elastyczne rozpraszanie neutrino na elektronach:

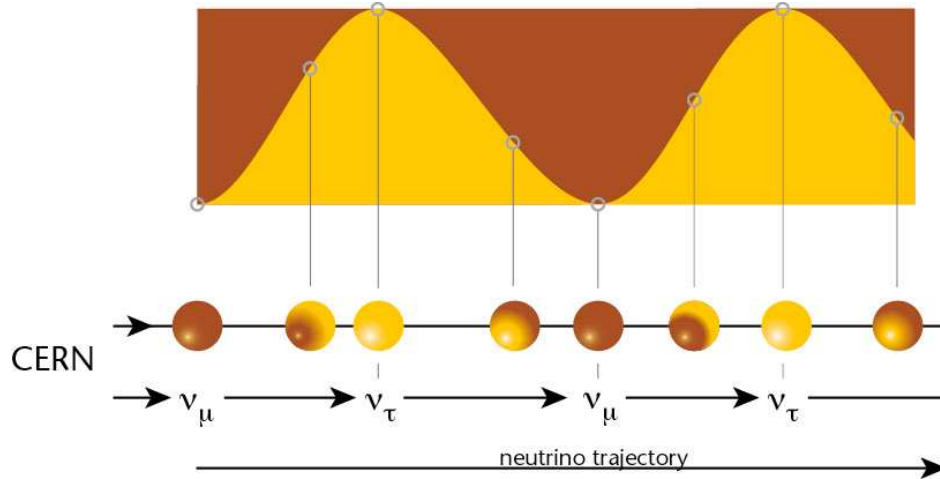
$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-. \quad (1.6)$$

Charakterystyczną cechą tego detektora będzie możliwość rozróżniania oddziaływań ν_e i $\bar{\nu}_e$ dzięki wykorzystaniu dwu różnych reakcji absorpcji. Natomiast proces elastycznego rozpraszania neutrino na elektronach dostarczy informacji o kierunku neutrino, a więc miejscu wybuchu Supernowej.

1.1.4 Neutrina akceleratorowe z wiązki CNGS

Głównym celem projektu CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso) [16] jest badanie oscylacji neutrin. Główną zaletą laboratorium Gran Sasso są trzy duże tunele eksperymentalne skierowane w stronę CERN-u i umieszczone pod warstwą skał o grubości około 1400 m, co pozwala zredukować strumień promieniowania kosmicznego milion razy w stosunku do strumienia obserwowanego na poziomie morza. Zaletą Gran Sasso jest także stosunkowo niskie tło pochodzące od naturalnej promieniotwórczości skał.

Intensywna wiązka neutrin mionowych ($10^{17} \nu_\mu$ /dzień) z CERN-u do Gran Sasso o średniej energii około 17 GeV/c przebywać będzie odległość 732 km do położonych w Gran Sasso dedykowanych detektorów OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) [17] i ICARUS; będą to eksperymenty z długą bazą pomiarową. Schemat ewolucji wiązki znajduje się na rysunku 1.4. Ponieważ energie neutrin w wiązce CNGS są wysokie, przez czas trwania eksperymentów niewielka tylko część neutrin mionowych będzie miała szansę przeoscyłować w neutrina taonowe, których pojawienie się będzie rejestrowane w detektorach OPERA i ICARUS poprzez identyfikację leptonu τ powstałego w oddziaływaniach ν_τ . Pomocniczą rolę w programie badawczym CNGS odegrają też eksperymenty Borexino [18] i LVD (Large-Volume Detector) [19].



Rysunek 1.4: Ilustracja oscylacji neutrin mionowych w taonowe dla wiązki CNGS [16]. Pierwsze maksimum dla ν_τ o energii 17 GeV występuje dla $L \approx 7700$ km.

Eksperyment ICARUS nastawiony będzie głównie na poszukiwanie pojawiających się w pierwotnej wiązce neutrin taonowych. Poza tym prowadzone będą badania:

- oddziaływań ν_μ z wymianą prądów naładowanych (bozony W^+ i W^-), monitorowanie wiązki ν_μ i jej zanieczyszczenia przez ν_e ,

- oddziaływań z wymianą prądów neutralnych (bozon Z^0), głównie w celu badania procesów tła dla oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$.

Na początku sierpnia 2006 po raz pierwszy została wysłana wiązka CNGS. 21 i 22 sierpnia, podczas próbnego uruchomienia wiązki, zostały zebrane pierwsze przypadki oddziaływań neutrin w eksperymentach OPERA (działała mała część detektora), Borexino i LVD [20]. Podczas testów została udowodniona wysoka jakość wiązki oraz to, że powyższe detektory będą mogły zbierać dane praktycznie bez czasów martwych. W tym roku dane zacznie zbierać kompletny detektor eksperymentu OPERA oraz uruchomiony zostanie detektor ICARUS. Przeprowadzone symulacje pokazują, że należy oczekiwać około dziesięciu przypadków oscylacji $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ po pięciu latach zbierania danych. Choć nieliczne, będą to przypadki praktycznie pozbawione tła.

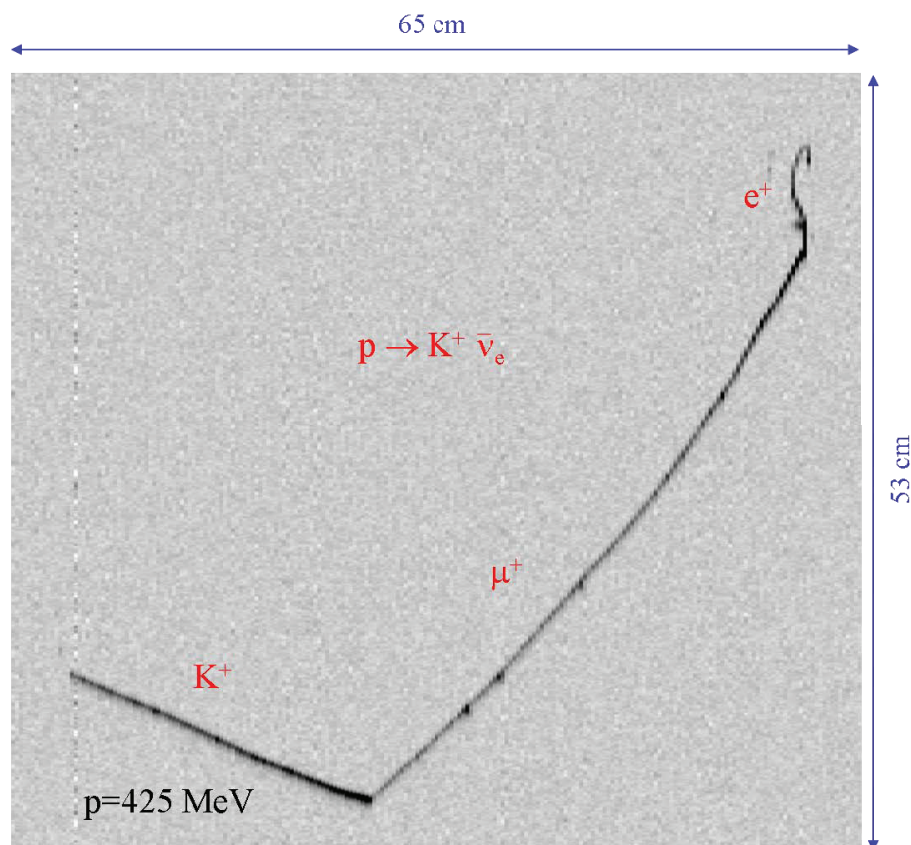
1.1.5 Poszukiwanie rozpadu protonu

Rozpad protonu, oznaczający łamanie symetrii, polegającej na zachowaniu liczby baryonowej, przewidywany jest przez modele Wielkiej Unifikacji oddziaływań. Modele różnią się między sobą założeniami odnośnie stosowanej grupy symetrii i w związku z tym dają różne przewidywania na czas życia protonu. Eksperymenty poszukujące rozpadu protonu prowadzone są od blisko 30 lat, ale na razie dały wynik negatywny. Najlepsze obecnie dolne ograniczenie na czas życia protonu pochodzi z eksperymentu SuperKamiokande i wynosi 8×10^{33} s [21]. Kolaboracja SuperKamiokande badała szereg kanałów rozpadu, między innymi $p \rightarrow e^+ \pi^0$, faworyzowany przez teorię SU(5) i bardzo dobrze weryfikowalny w wodnym detektorze Czerenkowa, oraz $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$, preferowany przez Supersymetryczne Modele Unifikacji (SUSY GUT) [22]. Pomiary SuperKamiokande wykluczyły symetrię SU(5), gdyż przewidywała czas życia protonu krótszy niż wyznaczona eksperymentalnie dolna granica. Rozważa się budowę w przyszłości megatonowego wodnego detektora Czerenkowa w celu zwiększenia czułości pomiarów o czynnik 10.

Zaletą technologii ciekłoargonowej jest znakomita energetyczna zdolność rozdzielcza, umożliwiającą odkrycie rozpadu protonu w oparciu o obserwacje pojedynczych przypadków, co pokazały przeprowadzone przez kolaborację symulacje bazowane na programie FLUKA [23, 24]. Jak już pisałem, detektor ciekłoargonowy pozwala na obrazowanie kanałów rozpadu o skomplikowanej topologii i o prędkości cząstek poniżej progu na detekcję w wodnych detektorach Czerenkowa. Pozwala też na bardzo pewną identyfikację

zatrzymujących się cząstek poprzez pomiar strat energii na jonizację dE/dx . Wszystkie te własności powodują, że rozpad $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ będzie najbardziej poszukiwanym kanałem rozpadu w ciekłym argonie. Symulacje wskazują na bardzo wysoką wydajność (97 %) rejestracji tego rozpadu w detektorze ciekłoargonowym przy zanedbywalnym tle. Dla porównania, wydajność w wodnym detektorze Czerenkowa wynosi zaledwie kilka procent, gdyż kaon z rozpadu protonu ma prędkość poniżej progu na pojawienie się światła w wodnym detektorze Czerenkowa. Rysunek 1.5 pokazuje topologię preferowanego przez model SUSY rozpadu $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$.

Rejestracja nie pozostawiającego wątpliwości przypadku rozpadu protonu pozwoliłaby wyjść poza Model Standardowy, a w dalszej kolejności zawęzić klasę modeli Wielkiej Unifikacji i narzucić ograniczenia na zakres wielu parametrów teoretycznych.



Rysunek 1.5: Symulowany przypadek rozpadu protonu w detektorze eksperymentu ICARUS [25].

1.2 Detektor eksperymentu ICARUS

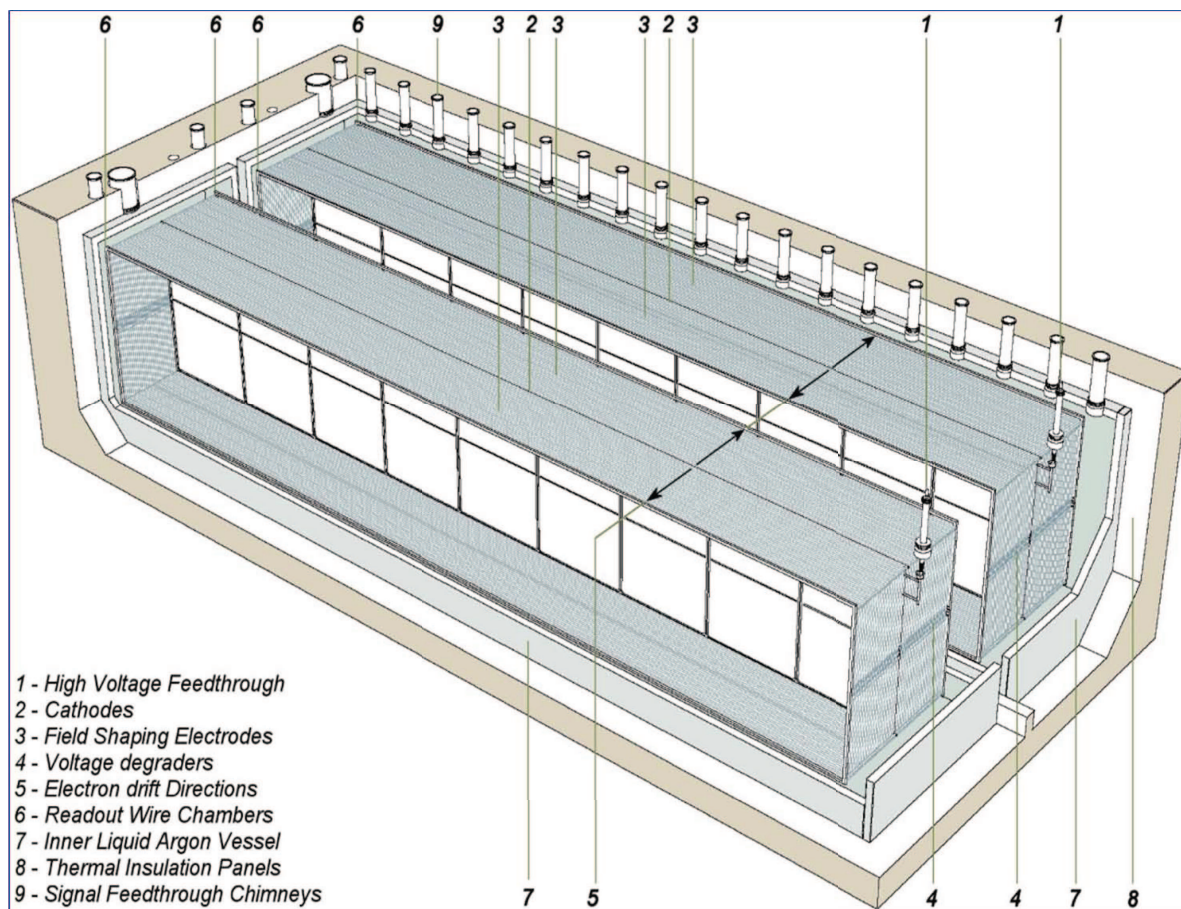
Detektor ICARUS T600 (rysunek 1.6) składa się z dwu modułów T300. Każdy moduł to kriostat, który zawiera wewnętrzny detektor złożony z dwóch TPC (Time Projection Chamber - Komora Projektacji Czasowej) o wspólnej katodzie oraz oddzielnych płaszczyznach drutów anodowych, a także system kształtowania pola elektrycznego oraz systemy monitorowania pracy detektora i detekcji światła scyntylacyjnego. Kriostaty są otoczone warstwą izolacji termicznej. Całkowita objętość obu kriostatów wynosi 550 m^3 , a całkowita masa ciekłego argonu 600 ton (stąd nazwa T600). Tablica 1.2 zawiera informacje o wymiarach wewnętrznej i aktywnej objętości modułu T300. Objętość aktywna jest objętością argonu między najbardziej zewnętrznymi płaszczyznami drutów obu komór TPC. Na górze detektora T600 znajduje się elektronika, system zasilania detektora, system chłodzenia z wykorzystaniem ciekłego azotu (LN_2 - Liquid Nitrogen) oraz system konieczny do oczyszczania ciekłego argonu.

Długość wewnętrznej objętości	$L_I = 19600 \text{ mm}$	$V_I = 275,2 \text{ m}^3$
Szerokość wewnętrznej objętości	$W_I = 3600 \text{ mm}$	
Wysokość wewnętrznej objętości	$H_I = 3900 \text{ mm}$	
Długość aktywnej objętości	$L_A = 17950 \text{ mm}$	$V_A = 170,2 \text{ m}^3$
Szerokość aktywnej objętości	$W_A = 3000 \text{ mm}$	
Wysokość aktywnej objętości	$H_A = 3160 \text{ mm}$	

Tablica 1.1: Wymiary wewnętrznej i aktywnej objętości modułu T300 w oparciu o tablicę 1 z [4].

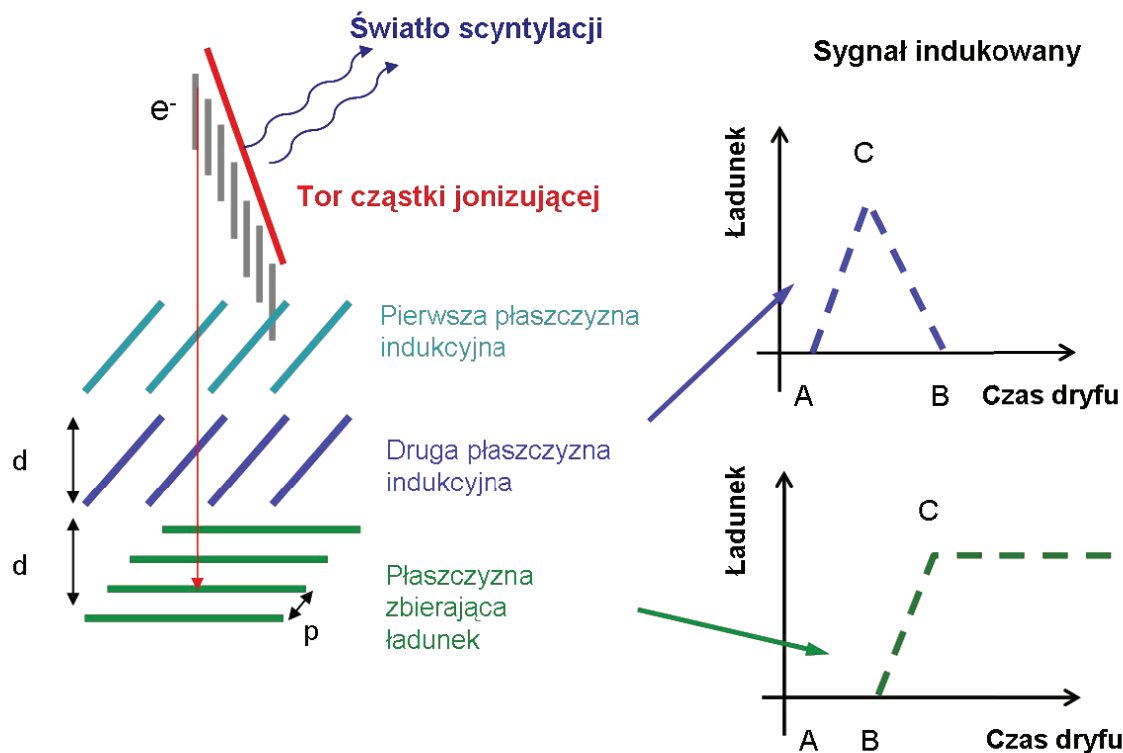
Trzy płaszczyzny drutów anodowych każdej z czterech komór TPC są odległe o 3 mm i zorientowane o 60° względem siebie. Odległość drutów w płaszczyznach wynosi 3 mm. Trzy zestawy płaszczyzn drutów są podtrzymywane przez ramy usytuowane na najdłuższych ścianach modułów T300. Liczba drutów w T600 równa jest 53248.

Rysunek 1.7 obrazuje zasadę powstawania i zbierania sygnału w detektorze ICARUS. Rekonstrukcja przestrzenna torów cząstek naładowanych w LAr wykorzystuje zjawiska jonizacji i scyntylacji zachodzące dla naładowanych cząstek przechodzących przez detektor. Elektrony jonizacji dryfujące w kierunku płaszczyzn anodowych indukują sygnały na drutach dwu pierwszych płaszczyzn oraz zbierane są na drutach trzeciej płaszczyzny



Rysunek 1.6: Detektor ICARUS T600. 1. Przepusty dla przewodów wysokiego napięcia, 2. Katody, 3. Elektrody kształtujące pole, 4. Dzielniki napięcia, 5. Kierunek dryfu elektronów, 6. Płaszczyzny drutów anodowych, 7. Kriostat, 8. Panele osłony termicznej, 9. Przepusty dla drutów sygnałowych [4].

TPC. Z kolei fotony UV scyntylacji dają sygnały na fotopowielaczach o średnicy około 20 cm umieszczonych bezpośrednio na wewnętrznych ścianach kriostatów. Sygnał scyntylacyjny jest bardzo szybki (wytworzenie i transmisja do fotopowielaczy trwa około 10 ns) w porównaniu z sygnałem jonizacyjnym (czas dryfu elektronów jonizacji powstałych w pobliżu katody jest rzędu 1 ms). Wobec tego sygnał scyntylacyjny znakomicie nadaje się do wykorzystania w systemie wyzwalania detektora dla oznaczenia czasu t_0 , od którego zaczyna się pomiar czasu dryfu, a zatem również i odległości pokonywanej przez dryfujące elektrony, co z kolei pozwala na lokalizację toru cząstki w ciekłym argonie. Każda płaszczyzna drutów w TPC daje dwuwymiarową projekcję przypadku z jedną współrzędną daną przez pozycję drutu i drugą przez długość drogi dryfu. Rekonstrukcja trójwymiarowa jest tworzona poprzez wykorzystanie korelacji sygnałów z tym samym czasem dryfu na dwóch różnych płaszczyznach. Trzecia płaszczyzna dostarcza nadmiarowej informacji,



Rysunek 1.7: Ilustracja sposobu powstawania i zbierania sygnału w eksperymencie ICARUS [26].

bardzo istotnej w przypadku niewydajności którejkolwiek z dwu pozostałych płaszczyzn.

Pomiary kalorymetryczne energii zdeponowanej przez cząstki naładowane w LAr są wykonywane poprzez sumowanie sygnałów z trzeciej płaszczyzny drutów pracującej w trybie zbierania elektronów jonizacji.

W dalszej części pracy przedstawiam bardziej szczegółowo specyfikę poszczególnych systemów detektora w oparciu o pracę [4].

1.2.1 Ciekły argon jako aktywny ośrodek

Motywacją do wyboru ciekłego argonu były jego własności: gęstość, możliwość dryfu elektronów na duże odległości oraz łatwość uzyskania i oczyszczania.

Cząstki naładowane cięższe od elektronu, przechodzące przez LAr, podlegają głównie procesom elastycznego rozpraszania na jądrach atomowych i nieelastycznego rozpraszania na elektronach atomu. Nieelastyczne rozpraszanie powoduje stratę energii przez cząstkę w procesach wzbudzenia i jonizacji atomów, elastyczne natomiast powoduje odchylenie toru cząstki od pierwotnego kierunku. Inne procesy, takie jak emisja promieniowania Czerenkowa, reakcje jądrowe i emisja promieniowania hamowania, mają mniejsze przekroje

czynne dla cięższych cząstek naładowanych, wskutek czego są rzadsze. W przypadku elektronów jest inaczej - już dla energii rzędu 10 MeV proces emisji promieniowania hamowania zachodzi z dużym przekrojem czynnym i, łącznie z równie ważnym procesem tworzenia par elektron-pozyton w przypadku fotonów o porównywalnych energiach, stanowi źródło kaskad elektromagnetycznych.

Liczba atomowa, liczba masowa	18, 40
Masa atomowa	39,948 m_u
$\langle Z/A \rangle$	0,45059
Koncentracja w powietrzu	0,934 %
W_{ion} (1 MeV e^-)	23,6 eV
$\langle dE/dx \rangle$	1,519 MeV cm ² /g
Energia krytyczna elektronu	31,7 MeV
W_{ph} (1 MeV e^-)	19,5 eV
Uzysk światła dla fotonów o długości $\lambda = 128$ nm	$\sim 4,0 \times 10^4$ γ /MeV
Stałe rozpadu	~ 6 ns (23 %), $\sim 1,6$ ns (77 %)
Długość radiacyjna	19,55 g/cm ²
Promień Moliere'a	12,95 g/cm ²
Długość oddziaływania jądrowego	117,2 g/cm ²
Pojemność cieplna w punkcie wrzenia	0,2670 cal/g K
Stosunek gazu do cieczy (1 atm, 15°/BPT)(*)	835
Mobilność e^- w punkcie wrzenia	500 cm ² /V s
Prędkość dryfu e^- (dla 500 V/cm, 89 K)	1,55 mm/ μ s

Tablica 1.2: Podstawowe właściwości chemiczne, fizyczne i termiczne ciekłego argonu (na podstawie tablic 2 i 3 w [4]). (*) BPT oznacza temp. w punkcie wrzenia.

Procesami charakteryzującymi LAr jako aktywny ośrodek są więc jonizacja atomów i emisja światła scyntylacji. Średnia energia potrzebna do produkcji pary elektron-jon wynosi $W_{ion} = 23,6$ eV, natomiast energia wymagana na scyntylację $W_{ph} = 19,5$ eV. Te dwa procesy są komplementarne i ich relatywna waga zależy od gradientu pola elektrycznego zastosowanego w objętości LAr. Udział sygnału od jonizacji wzrasta z gradientem pola. W ciekłym argonie uzyskuje się dużą liczbę elektronów jonizacji (około 800 na milimetr toru cząstki w minimum jonizacji), co pozwala na dużą granulację detektora, dzięki czemu

detektor wypełniony ciekłym argonem jest bardzo dobrym detektorem śladowym. Z kolei dzięki temu, że długość drogi radiacyjnej w ciekłym argonie wynosi tylko 14 cm, duży detektor argonowy pełni też rolę dobrego kalorymetru elektromagnetycznego.

W LAr nie występuje zjawisko wzmocnienia ładunku podczas dryfu w pobliżu anod. Elektrony, które powstały w procesie jonizacji zasadniczo pozostają swobodne aż dotrą do anod. Procesem, który może obniżyć ich liczbę jest uwięzienie elektronu, zależne od koncentracji elektroujemnych molekuł (głównie O_2), dlatego ważny jest proces oczyszczania argonu. Koncentracja elektroujemnych zanieczyszczeń powinna być zawsze mniejsza niż 0,1 ppb O_2 .

1.2.2 Kriostaty

Pojemniki z ciekłym argonem mają zewnętrzne wymiary $4.2 \times 3.9 \times 19.9$ m³. Podstawowym elementem kriostatów są panele grubości 150 mm o powierzchni 2.0×3.9 m² na bokach oraz 2.0×3.6 m² na dolnej i górnej ścianie. Panele, wstawione w profilowane aluminiowe ramy, mają strukturę wewnętrzną typu "plaster miodu", są zbudowane z aluminium i umieszczone pomiędzy dużymi płytami z tego samego materiału.

Górne ściany kriostatów zawierają otwory do komunikacji między wewnętrznym detektorem i zewnętrznym oprzyrządowaniem. Cztery rzędy po 20 otworów (18 o średnicy 200 mm i 2 narożne o średnicy 250 mm), umieszczone co 1 m wzdłuż długich krawędzi kriostatów nad płaszczyznami drutów anodowych, służą do przeprowadzenia kabli sygnałowych. Ponadto na górnych ścianach kriostatów znajdują się przepusty dla kabli wysokiego napięcia zasilającego katody, porty do oczyszczania LAr i recyrkulacji gazowego argonu oraz otwory o średnicy 500 mm umożliwiające wejście ludziom, gdy kriostaty nie są napełnione argonem.

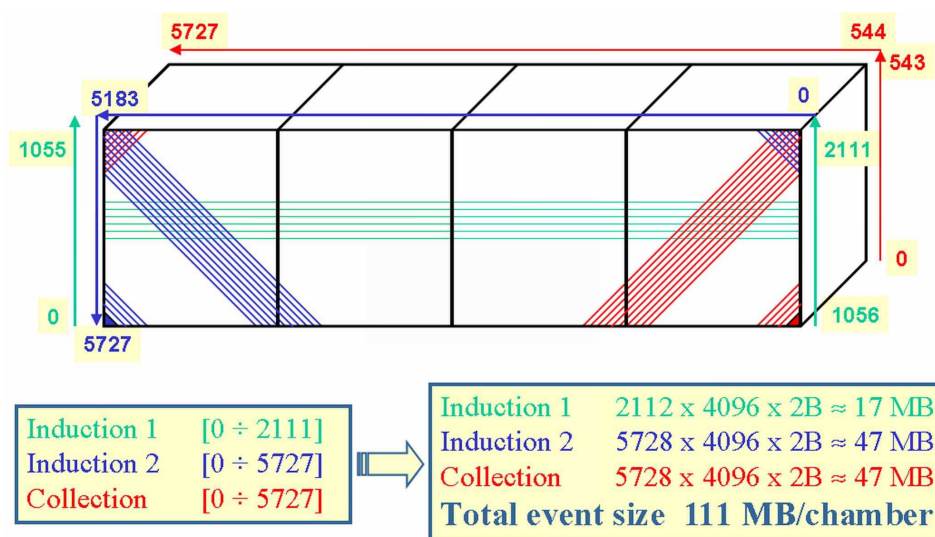
Głównym wymaganiem postawionym systemowi chłodzenia było utrzymywanie jednolitej i stabilnej temperatury z dokładnością do 1°C. Jest to konieczne, aby zapobiec zmianom prędkości dryfu elektronów. Do precyzyjnego pomiaru temperatury służy układ platynowych rezystorów wewnątrz kriostatu.

Chłodzenie jest wykonywane przez cyrkulację ciekłego azotu LN_2 o temperaturze 89 K, sprężonego do 2,7 bara wewnątrz obwodów chłodzących w ścianach kriostatów. Prędkość cyrkulacji jest zdeterminowana przez wymaganie utrzymania maksymalnego gradientu temperatury poniżej 1°C, co daje około 10 m³/godz./kriostat (8000 kg/godz./kriostat).

1.2.3 Wewnętrzny detektor

Każdy z dwóch kriostatów posiada strukturę mechaniczną, która podtrzymuje różne podsystemy: płaszczyzny drutów i system wysokiego napięcia (katoda i elektrody kształtujące pole elektryczne), system fotopowielaczy dla detekcji światła scyntylacyjnego, sensory dla systemu kontroli pracy detektora i urządzenia do kontroli czystości ciekłego argonu. Wszystkie materiały struktury mechanicznej zostały zbudowane w sposób gwarantujący jak największą czystość ciekłego argonu oraz minimalną zawartość izotopów promieniotwórczych.

Druty anodowe są wykonane ze stali, mają średnicę $150 \pm 5 \mu\text{m}$ oraz długość od 0,49 do 9,42 m, w zależności od płaszczyzny TPC i pozycji, jaką w niej zajmują. Każda komora projekcji czasowej zawiera trzy równoległe płaszczyzny drutów odległe od siebie o 3 mm. Kierunki drutów w płaszczyznach wynoszą 0° oraz $\pm 60^\circ$ względem kierunku poziomego. Druty są rozciągnięte w elastycznych ramach podtrzymywanych przez strukturę mechaniczną. 1056 drutów horyzontalnych złożonych z dwu odcinków (celem uniknięcia dużego zwisu) o długości 9,42 m tworzy płaszczyznę Induction-1. Płaszczyzny Induction-2 i Collection tworzą druty o długości 3,77 m (4640 drutów na płaszczyznę) oraz 960 drutów w elementach trójkątnych w rogach płaszczyzn. Druty są zakotwiczone w ramach za pośrednictwem uchwytów, z których każdy obsługuje 32 jednostki. Własności płaszczyzn drutów zebrane są w tablicy 1.3. Na rysunku 1.8 ukazana jest numeracja drutów w poszczególnych płaszczyznach oraz objętość danych, jeżeli nie stosuje się żadnej selekcji sygnałów.



Rysunek 1.8: Numeracja drutów w detektorze T300 eksperymentu ICARUS [27].

Niedestruktywny odczyt sygnałów jonizacyjnych przez płaszczyzny Induction-1 i Induction-2 jest zapewniony przez odpowiednio dobrane zasilanie płaszczyzn. Typowe wartości napięć zasilających dla płaszczyzn anodowych są podane w tablicy 1.3. Sygnały z indywidualnych drutów są przenoszone do elektroniki odczytu na zewnątrz kriostatu przez kable sygnałowe.

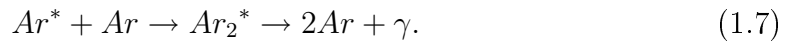
Liczba komór TPC w T600	4
Liczba płaszczyzn drutów w TPC	3
Odległość pomiędzy płaszczyznami	3mm
Kierunki drutów	$0^\circ, \pm 60^\circ$
Średnica pojedynczego drutu	$150 \mu\text{m}$
Długość drutów w kierunku 0°	9,42 m
Długość drutów w kierunkach $\pm 60^\circ$	3,77 m
Długość drutów w rogach	0,49 - 3,81 m
Liczba drutów na komorę w kierunku 0°	2112
Liczba drutów na komorę w kierunku $\pm 60^\circ$	2×4640
Liczba drutów na komorę w rogach	2×960
Łączna liczba drutów	13312
Łączna liczba drutów w T600	53248
Ustawienia napięć w płaszczyznach	-200 V, 0 V, 280 V
Napięcie katody	75 kV
Odległość katody od płaszczyzny Collection	1,50 m
Czynna objętość na komorę	85 m^3
Długość	17,95 m
Szerokość	1,50 m
Wysokość	3,16 m
Maksymalna długość dryfu w LAr	1482 mm
Maksymalny czas dryfu w LAr	$950 \mu\text{s}$

Tablica 1.3: Własności wewnętrznego detektora TPC (w oparciu o tabelę 6 w [4]).

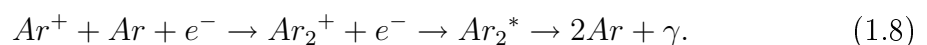
1.2.4 System wewnętrznych fotopowielaczy

Fotony scyntylacji produkowane są w ciekłym argonie na dwa sposoby:

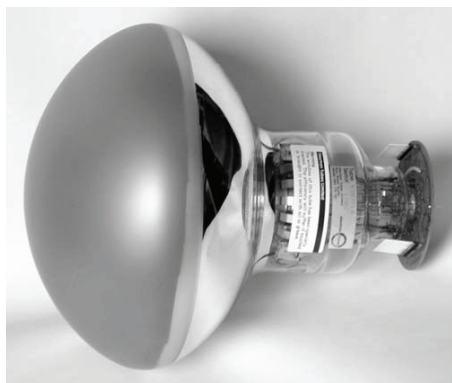
1. Bezpośrednie wzbudzenie atomu Ar, utworzenie wzbudzonej molekuly i jej deekscytację:



2. Utworzenie wzbudzonej cząsteczki poprzez proces rekombinacji między elektronami i jonami Ar^+ i jej deekscytację:

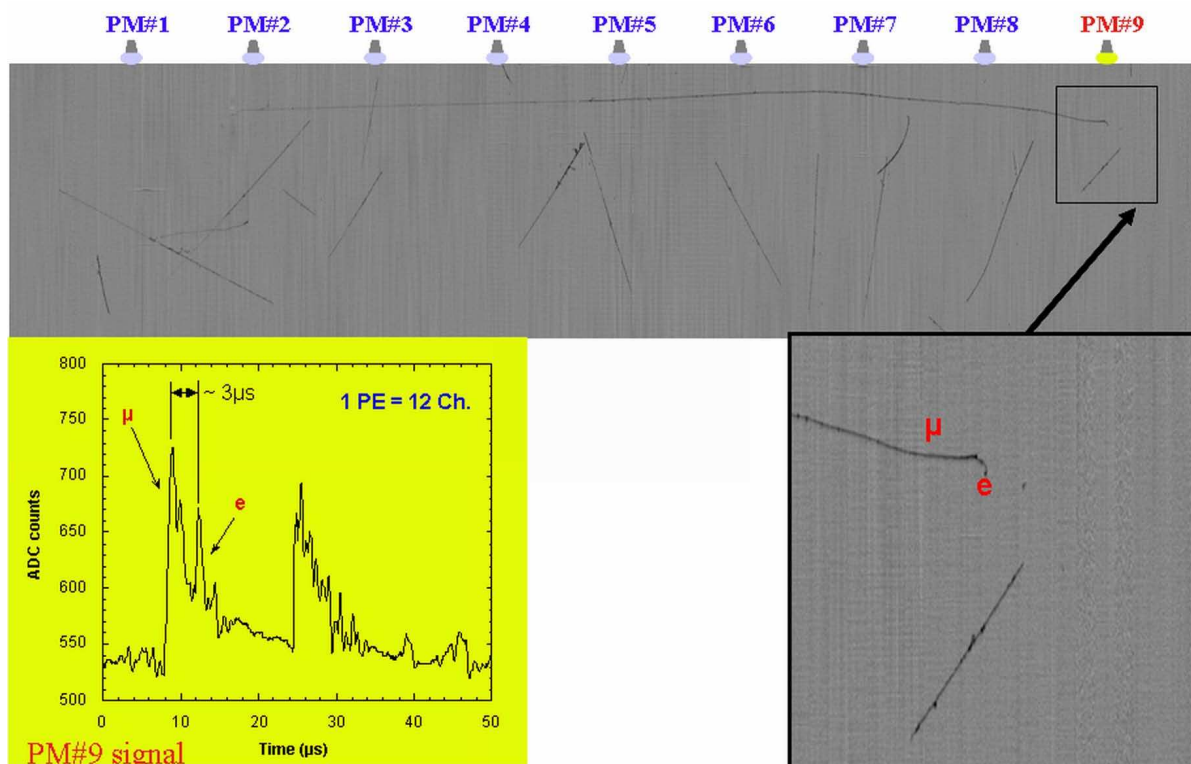


Daje to scyntylację charakteryzowaną przez emisję fotonu o długości $\lambda = 128 \pm 10$ nm (spektrum UV) oraz przez uzysk $10^4 \gamma/\text{MeV}$. Ponieważ czas scyntylacji jest bardzo krótki (pojedyncze nanosekundy), wykorzystywany jest w systemie wyzwalania eksperymentu ICARUS jako czas startowy dla pomiarów sygnału od jonizacji (tak zwany czas t_0).



Rysunek 1.9: Fotografia fotopowielacza służącego do rejestracji światła scyntylacyjnego w detektorze eksperymentu ICARUS [29].

Detekcja światła scyntylacyjnego bazuje na systemie ośmiocalowych fotopowielaczy, bezpośrednio umieszczonych w cieczy, z odpowiednim systemem zmiany długości fali, aby fotony mogły przenikać przez szklane osłony fotopowielaczy. Praktycznym i ekonomicznym rozwiązaniem dla eksperymentu są półsferyczne fotopowielacze PMT 9357FLA, wyposażone w 12 dynod i pracujące w temperaturze kriogenicznej (patrz rysunek 1.9). Ilustracja sposobu działania systemu fotopowielaczy w komorze TPC eksperymentu ICARUS ukazana jest na rysunku 1.10, gdzie czas t_0 wyznaczony został przez sygnał scyntylacyjny odebrany na dziewiątym fotopowielaczu.



Rysunek 1.10: Ilustracja sposobu działania systemu fotopowielaczy dla spektrum UV 128 nm oraz 10000 γ/MeV . W górnej części rysunku ukazany jest obraz całej komory TPC oraz rozmieszczenie fotopowielaczy. Zbliżenie fotopowielacza 9 ukazane jest na dolnym rysunku po prawej stronie. Najpierw dociera do niego sygnał od mionu, następnie od elektronu z rozpadu mionu, a na końcu od fragmentu toru innej cząstki (prawdopodobnie mionu). Kształt sygnału zarejestrowanego przez fotopowielacz ukazany jest jako zależność zliczeń fotonów od czasu na dolnym rysunku po lewej stronie [25].

1.2.5 System wysokiego napięcia

Jednorodne pole elektryczne prostopadłe do płaszczyzn drutów jest wytworzone w ciekłym argonie wewnątrz każdego modułu za pomocą systemu wysokiego napięcia (HV - High Voltage). Podstawą systemu jest płaska katoda, równoległa do płaszczyzn drutów, położona w centrum objętości modułu w odległości 1,5 m od tychże płaszczyzn (rysunek 1.6), co z kolei definiuje maksymalną długość ścieżki dryfu. Przewody wysokiego napięcia do zasilania katody wprowadzane są przez dedykowane przepusty. Jednorodność pola elektrycznego wzdłuż kierunku dryfu elektronów gwarantowana jest przez elektrody kształtujące pole elektryczne; elektrody odległe są od siebie o 49,6 mm. Przy napięciu zasilającym 75 kV, odpowiadającym polu elektrycznemu 500 V/cm, maksymalny czas dryfu w LAr wynosi około 1 ms.

Katoda jest zbudowana z arkusza perforowanej stali nierdzewnej, co pozwala na redukcję jej wagi oraz 58-procentową przejrzystość pomiędzy dwoma regionami dryfu, ważną w przypadku cząstek przechodzących przez katodę.

Działanie systemu wysokiego napięcia jest monitorowane poprzez wyświetlanie napięcia i mocy zasilającej. Wartości odczytywane z detektora są przesyłane przez odpowiedni moduł do systemu monitorującego wysokie napięcie. Graficzny interfejs użytkownika tego systemu pozwala m.in. na:

- ustawienie napięcia pracy,
- ustawienie dopuszczalnych limitów,
- umożliwienie zapisu danych przy zadanych parametrach.

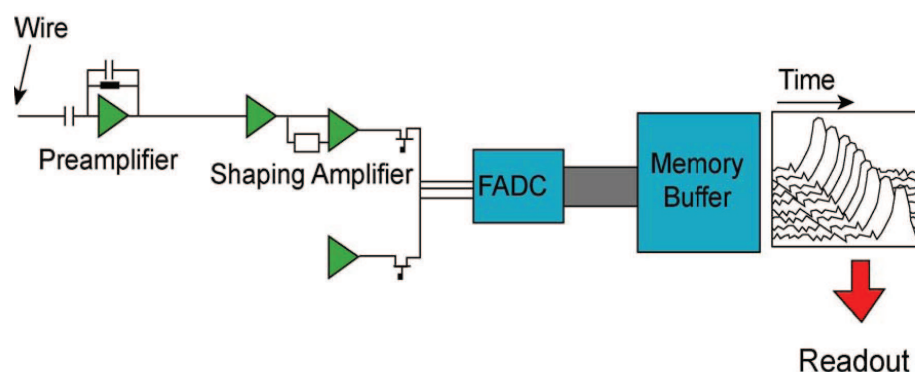
1.2.6 System monitorowania pracy detektora

Podczas chłodzenia, wypełniania i oczyszczania kriostat i wewnętrzny detektor narażone są na zmiany ciśnienia i temperatury. Aby badać zachowanie modułów w takich warunkach, zainstalowane zostały czujniki monitorowania stanu detektora wyposażone w odpowiednią elektronikę. System jest używany także do kontroli poziomu ciekłego argonu i temperatury podczas zbierania danych. Posiada 5 typów sensorów:

- 16 mierników poziomu LAr,
- 8 mierników do pomiaru ruchów ścian kriostatu podczas odpompowania powietrza i napełniania ciekłym argonem, umieszczonych na ścianach i skierowanych na zewnątrz oraz do wewnątrz,
- 7 mierników pomiaru pozycji do kontroli poruszania się sprężyn, które podłączone są do drutów, aby kompensować ich kurczenie się podczas fazy chłodzenia,
- 30 platynowych rezystorów dla pomiarów temperatury wewnątrz kriostatu,
- przyrząd do pomiaru ciśnienia podczas odpompowywania powietrza przed waniem do kriostatów ciekłego argonu.

1.2.7 Elektronika odczytu

System elektroniki odczytu służy do ciągłego odczytu, przetwarzania sygnałów analogowych na cyfrowe i nagrywania sygnałów cyfrowych z każdego z drutów komory TPC. Działa on jak wielokanałowy rejestrator przebiegów, który przechowuje informację o ładunku zebranym przez druty podczas dryfu elektronów. Każdy drut wyposażony jest w przedwzmacniacz, wzmacniacz kształtujący amplitudę oraz 10-bitowy przetwornik Flash ADC, który próbkuje sygnał co 400 ns. Skonwertowane dane są przechowywane do dalszych obliczeń w cyfrowej pamięci. Schemat układu ukazany jest na rysunku 1.11. Poszczególne kanały odczytu grupowane są po 16, ich sygnały są łączone, co przy 400-nanosekundowym próbkowaniu dla każdego kanału daje odczyt z częstotliwością 40 MHz.



Rysunek 1.11: Funkcjonalny schemat odczytu sygnału z pojedynczego drutu [4].

W praktyce system odczytu detektora ICARUS realizowany jest przy pomocy zestawów trzech modułów elektronicznych, z których każdy wykonuje określone zadania. Pojedynczy zestaw obsługuje 32 druty detektora, wobec tego do odczytu całego detektora służą 1664 takie zestawy. Poszczególne moduły każdego zestawu to:

1. Płyta odbierająca sygnały analogowe z 32 drutów TPC, umieszczona wewnątrz przepustu i przekazująca je do płyty analogowej na zewnątrz kriostatu; płyta ta pozwala także na ustawianie napięć zasilających na drutach.
2. Płyta analogowa, która przyjmuje wartości sygnałów oraz wykonuje łączenie sygnałów z drutów i 10-bitową konwersję sygnału analogowego na cyfrowy z częstotliwością 40 MHz, po czym dane transmituje do kolejnej płyty.
3. Płyta cyfrowa, wyposażona w dwa specjalnie zaprojektowane dla detektora eksperymentu ICARUS chipy DAEDALUS, które mają zaimplementowany algorytm po-

szukiwania sygnałów od cząstek, wykonywany w pseudo-rzeczywistym czasie zbierania danych. Kości DAEDALUS zaprojektowane zostały w technologii VLSI $0,5\ \mu\text{s}$ CMOS i każda z nich analizuje 4 grupy po 4 kanały. Analiza składa się z sześciu kroków, z czego trzy bezpośrednio służą wybieraniu sygnałów znacząco większych od szumu elektroniki odczytu i odrzucaniu sygnałów szumowych. Częstość, z jaką kości DAEDALUS analizują dane, wynosi 2,5 MHz.

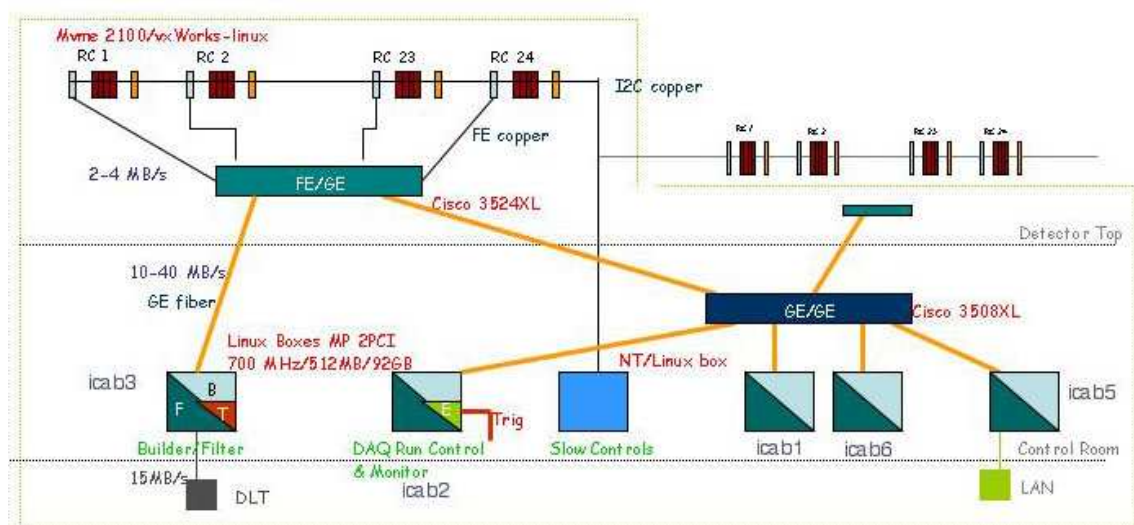
1.2.8 System zbierania danych

System zbierania danych (Data Acquisition System - DAQ) został zaprojektowany tak, aby uniknąć czasu martwego, a co za tym idzie, nie zgubić ciekawych zdarzeń zachodzących w detektorze. Może działać bez zewnętrznych sygnałów wyzwalających i składa się z niezależnych elementów, zawierających fragmenty tych samych fizycznych przypadków.

System DAQ to przede wszystkim:

- 96 elektronicznych szaf do obsługi 55296 kanałów odczytu; każda taka szafa to niezależny element systemu,
- lokalne buforowanie maksymalnie do 4096 10-bitowych próbek na każdy kanał,
- sieciowa architektura łącząca dane z niezależnych elementów systemu,
- maksymalna częstość zdarzeń wynosząca 1 Hz/drut, co daje około 200 Mb/s dla modułu T300,
- dostatecznie długie buforowanie zebranych danych, aby możliwe było ich prze-filtrowanie w pseudo-rzeczywistym czasie ich zbierania,
- co najmniej 4 stacje robocze do przetwarzania i zapisu strumienia danych oraz zbierania informacji o stanie detektora.

Schemat systemu zbierania danych eksperymentu ICARUS pokazany jest na rysunku 1.12. Szafy z elektroniką odpowiedzialną za pobieranie i analizę danych (moduły 2 i 3 opisane w 1.2.7) na górze kriostatu posiadają własne procesory połączone przez szybki ethernet FE (FE - Fast Ethernet) 100 Mb/s do 24-portowego przełącznika FE/GE (GE - Giga Ethernet). Każda komora projekcji czasowej jest podłączona do jednego przełącznika. Scalenie danych wykonywane jest przez centralny przełącznik GE/GE, łączący wyjścia



Rysunek 1.12: Schemat architektury systemu zbierania danych [4].

przełączników FE/GE z farmą komputerów PC. Drugi przełącznik FE/GE służy do przesyłania danych z czujników do monitorowania pracy detektora oraz zewnętrznego systemu wyzwalania do centralnego przełącznika GE/GE.

Budowa całego przypadku w oparciu o jego fragmenty dostarczana przez poszczególne cyfrowe moduły elektroniki odczytu ostatecznie odbywa się przy użyciu jednej stacji roboczej, do której dane przesyłane są z przełącznika FE/GE z częstotliwością do 50 MHz/s. Do obsługi przesyłu, filtrowania i zapisu danych służą następujące programy:

1. Menedżer przypadków monitoruje przepływ danych, zbiera wartości stanów i ewentualne błędy, ustawia wartości trygera, wybiera miejsca przeznaczenia danych, jest odpowiedzialny za utrzymywanie konfiguracji systemu i dynamiczny monitoring dostępności sprzętu.
2. Procesor odczytu inicjalizuje cyfrowe moduły elektroniki odczytu, przeprowadza ich skanowanie, przenosi bloki danych do wewnętrznej pamięci kiedy tylko dane są dostępne, generuje komunikaty o stanie po każdej pętli skanowania i przesyła je do menedżera przypadków. Wszystkie bloki danych i wiadomości o stanie operacji są przesyłane do programu zapisującego przypadki.
3. Program zapisujący dane czeka na fragmenty przypadków i zapisuje pojedyncze pliki na dysku. Statystyki dysku i budowy plików są przesyłane do menedżera przypadków.

1.3 Przebieg testów naziemnych detektora

Wszystkie konieczne testy detektora zostały pomyślnie przeprowadzone w Pawii w 2001 roku na powierzchni ziemi. Testy były wykonywane na jednym module T300 i obejmowały zagadnienia z fizyki, elektroniki, techniki i informatyki. Okres testów można podzielić na 5 etapów:

1. Oczyszczanie kriostatu(10 dni):

- usuwanie nieszczelności, odpompowanie powietrza, oczyszczenie z elektroujemnych zanieczyszczeń (7 dni),
- osiągnięcie stanu wysokiej próżni 10^{-4} bara (3 dni).

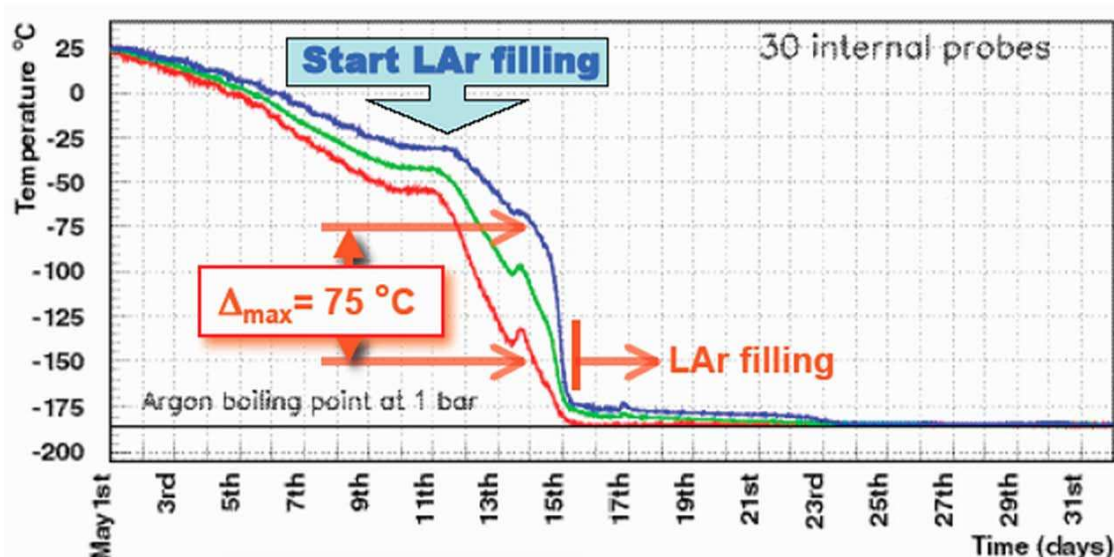
2. Schładzanie kriostatu(14 dni):

- do temperatury $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (11 dni),
- do temperatury $-178\text{ }^{\circ}\text{C}$ (3 dni).

3. Wypełnianie kriostatu ciekłym argonem (10 dni).

4. Zbieranie danych (68 dni).

5. Opróżnianie kriostatu (7 dni).

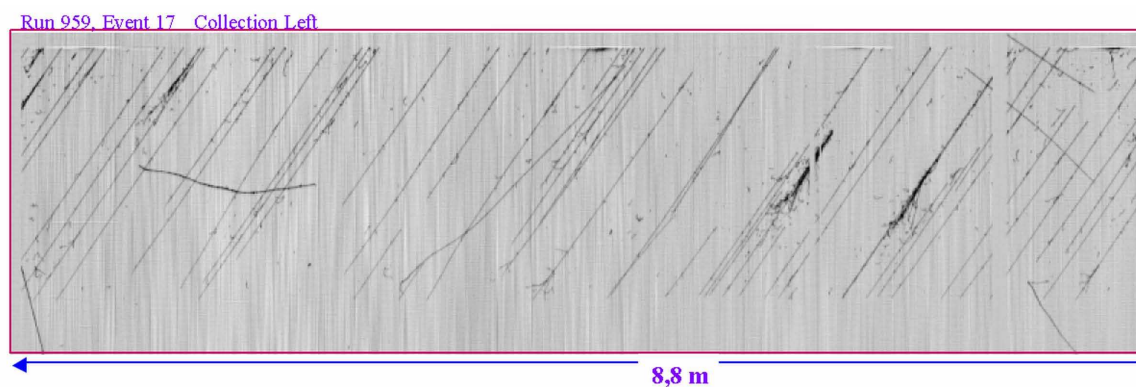


Rysunek 1.13: Przebieg chłodzenia kriostatu i wypełniania go ciekłym argonem. Na niebiesko najwyższa temp., zielono - średnia, czerwono - najniższa [28].

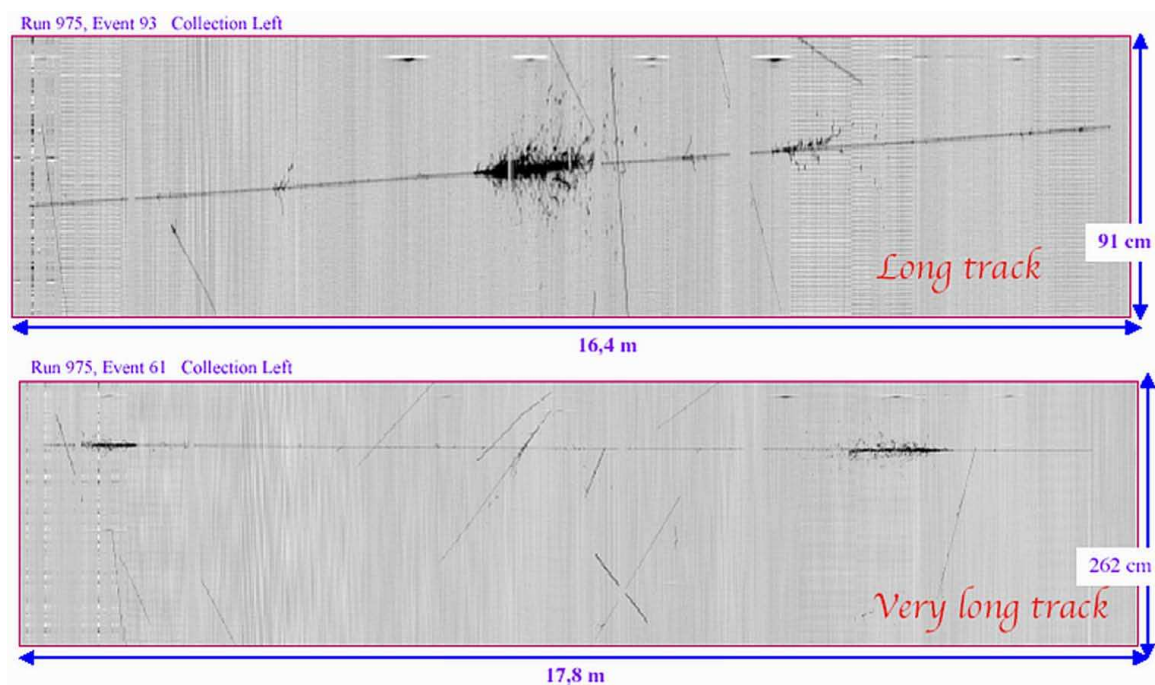
System był stopniowo wprowadzany w stan wysokiej próżni. Następnie wyeliminowano nieszczelności. Po uzyskaniu stanu wysokiej próżni oszacowano szybkość obniżania temperatury oraz zużycie ciekłego azotu. Następnie zmierzono odkształcenia ścian kriostatu w warunkach próżni. Po uzyskaniu stabilnej temperatury napełniono komorę ciekłym argonem. Dzięki starannemu oczyszczeniu argonu otrzymano koncentrację H_2O i O_2 na poziomie 0,3 ppb. Sprawdzone naprężenia, przesunięcia poszczególnych elementów detektora, położenia drutów w warunkach ciśnienia hydrostatycznego od ciekłego argonu. Sprawdzone system wysokiego napięcia przy podwojonej różnicy potencjałów, jednorodność pola elektrycznego oraz przeprowadzono szereg testów, łącznie z pomiarem szumu, dotyczących elektroniki odczytu. Na samym końcu zostały ocenione systemy wyzwalające, ich wydajność w różnych konfiguracjach. Wszystkie testy zakończyły się pomyślnie.

Dane zaczęto zbierać, gdy średni czas życia elektronów jonizacji był rzędu $100\ \mu s$, jednakże ścieżki występujące niedaleko płaszczyzn drutów były już widoczne. Na tym etapie ustalono napięcia na drutach. Ostatecznie podczas testów udało się tak oczyścić argon, że średni czas życia elektronów jonizacji osiągnął 2 ms.

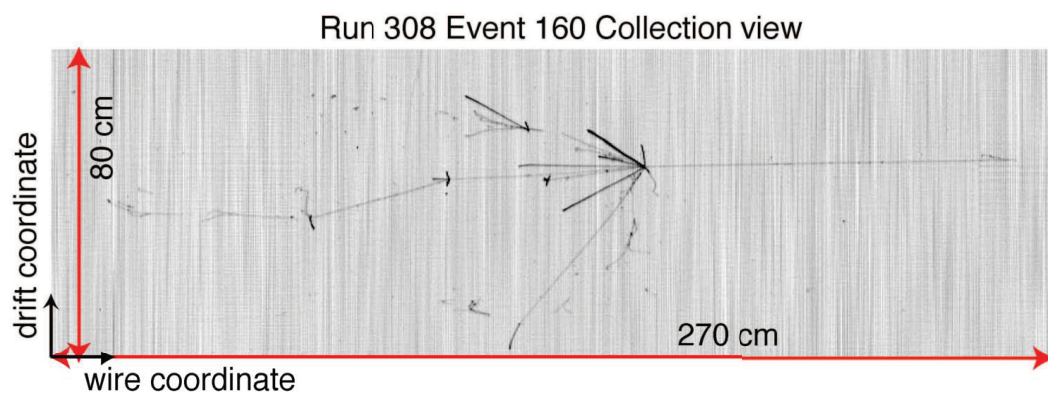
Pierwsze sygnały od cząstek promieniowania kosmicznego zarejestrowano w czerwcu 2001 roku. Podczas 68 dni zarejestrowano około 30000 zdarzeń (5 TB danych, jeden przypadek ~ 110 lub 220 MB). Nie stosowano żadnej redukcji danych podczas zbierania, więc konieczne było zastosowanie zewnętrznego lub wewnętrznego systemu wyzwalania. Przy użyciu pierwszego systemu wyzwalania zebrano przypadki mionów horyzontalnych oraz mionów przychodzących od góry. Następnie zebrano przypadki dające sygnał na 3, 4 lub 5 fotopowielaczach powyżej zadanego progu prądowego czyli np. fragmenty pęków kosmicznych. Na końcu zebrano przypadki mionów przy mieszanym systemie wyzwalania (zewnętrzny scyntylator i wewnętrzne fotopowielacze). Wśród zarejestrowanych danych były między innymi kaskady elektromagnetyczne i hadronowe. Przykłady różnego rodzaju zdarzeń zarejestrowanych w detektorze podczas testów w Pawii pokazane są na rysunkach od 1.14 do 1.18.



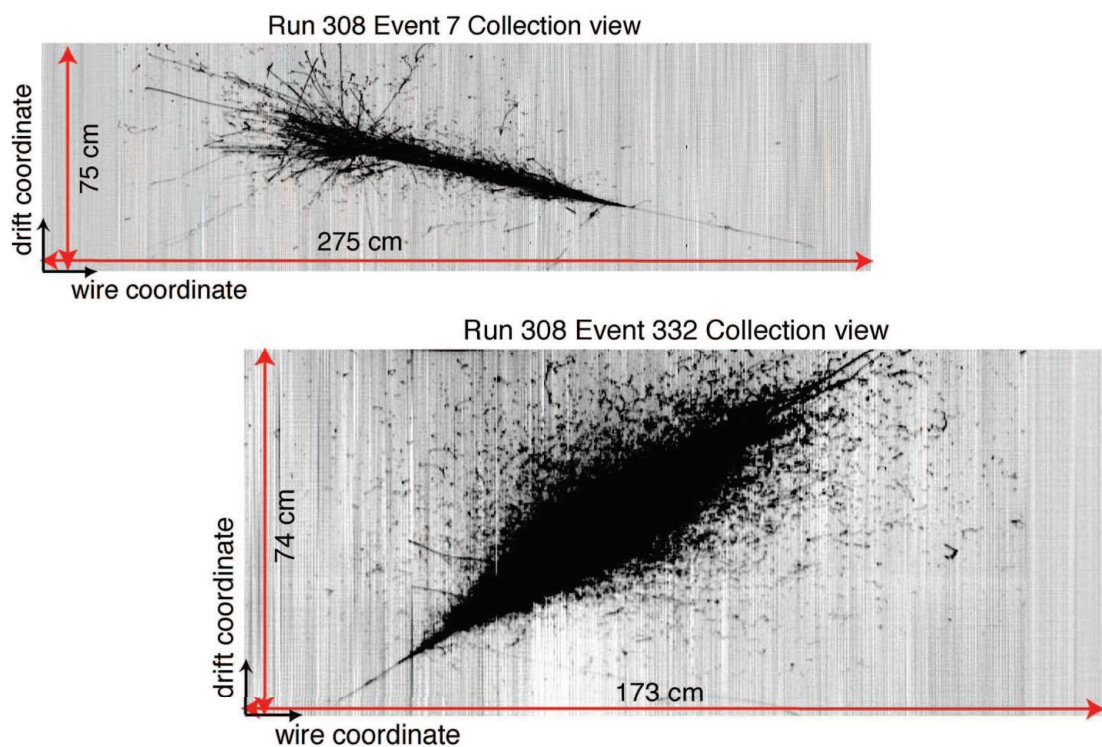
Rysunek 1.14: Fragment wielkiego pęku w postaci wiązki mionów [30].



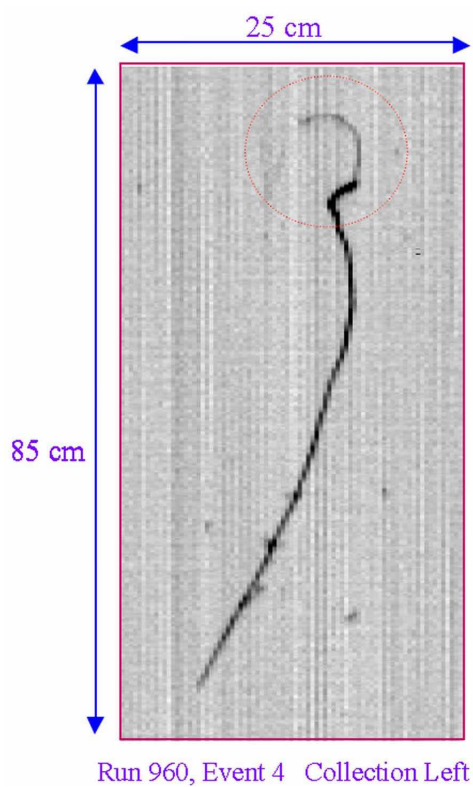
Rysunek 1.15: Długie tory mionowe [25].



Rysunek 1.16: Oddziaływanie hadronowe [25].



Rysunek 1.17: Kaskady elektromagnetyczne (na górnym rysunku także kaskada hadronowa) na torach mionów o energiach rzędu co najmniej TeV [25].



Rysunek 1.18: Rozpad mionu [30].

Rozdział 2

Oprogramowanie eksperymentu ICARUS

Oprogramowanie eksperymentu ICARUS można podzielić na dwie zasadnicze kategorie:

1. Programy do symulacji Monte Carlo przypadków oddziaływań w detektorze T600:
 - ICAFLUKA - podstawowy program do symulacji zdarzeń w detektorze eksperymentu, wykorzystujący generator oddziaływań NUX oraz pakiet FLUKA [23, 24] opisujący przejście przez materię cząstek powstałych w oddziaływaniach; program jest szerzej opisany w podrozdziale 2.1.
 - Geant4 [31] - narzędzie do symulacji przejść cząstek przez materię, jest odpowiednikiem programu FLUKA przydatnym w wielu dziedzinach, takich jak np. fizyka wysokich energii, fizyka jądrowa, astrofizyka, medycyna. W eksperymencie ICARUS pełni rolę pomocniczą.
2. Programy do rekonstrukcji i wizualizacji zaobserwowanych przypadków oddziaływań zebranych w trakcie eksperymentu, jak i tych wygenerowanych przez programy MC:
 - QSCAN i jego nieinterakcyjna wersja QBATCH stanowią podstawowe oprogramowanie w tym zakresie i są szerzej opisane w Rozdziale 2.2.
 - ANATRA oraz kilka podobnych programów służy do analizy danych wybranych przez program QSCAN w zastosowaniu do konkretnych analiz. ANATRA używana była do identyfikacji cząstek zatrzymujących się w detektorze. Analiza

opiera się na pomiarze strat energii na jonizację w funkcji zasięgu i polega na porównywaniu wyników dla danych rzeczywistych z danymi teoretycznymi. ANATRA była też używana do rekonstrukcji masy mezonu π^0 na podstawie wyznaczenia energii oraz kąta rozlotu dwóch kaskad elektromagnetycznych z rozpadu $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

2.1 Program FLUKA do symulacji Monte Carlo

Programy do symulacji Monte Carlo są niezwykle ważnymi narzędziami fizyki cząstek elementarnych, ponieważ uwzględniają wszystkie znane zjawiska występujące w oddziaływaniach cząstek. Stanowią je generatory fizyczne procesów będących przedmiotem badań fizyki cząstek oraz programy do symulacji oddziaływań cząstek zachodzących w materiale samego detektora. Programom symulacyjnym zadaje się warunki początkowe, np. rodzaj oddziaływania i rodzaj oddziałujących cząstek pierwotnych, rodzaj cząstki przechodzącej przez detektor, wektor pędu czy też liczbę generowanych przypadków. Programy do symulacji przejścia zadanych cząstek przez ośrodek uwzględniają przekroje czynne na zajście różnych oddziaływań z materiałem detektora.

FLUKA jest głównym programem Monte Carlo eksperymentu ICARUS. Program potrafi symulować z dużą dokładnością oddziaływania i propagację w materii ponad 60 różnych cząstek (fotony i elektrony w zakresie energii od 1 keV do tysięcy TeV, neutrina, miony, hadrony do 20 TeV). Pozwala na wprowadzanie do obliczeń bardzo skomplikowanych geometrii detektorów. Wygenerowane przez nią przypadki można bezpośrednio przenieść do programu QSCAN. Program jest dostosowany do pracy z NUX-em - fizycznym generatorem dla oddziaływań neutrin. Pozwala on na symulację oddziaływań neutrin astrofizycznych i atmosferycznych. Istnieje też możliwość uwzględnienia składu i profilu wiązki CNGS w oddziaływaniach neutrin akceleratorowych. FLUKA jest programem wciąż rozwijanym i udoskonalanym pod kątem opisu oddziaływań niskoenergetycznych fotonów, neutronów oraz neutrin, zarówno słonecznych jak i tych pochodzących z Supernowych.

Geometria detektora T600 była testowana przy użyciu FLUKI. W symulacjach uwzględnione zostały kształty poszczególnych elementów konstrukcyjnych jak i materiały, z których zostały one wykonane. Każdy zestaw danych wejściowych eksperymentu zadawanych pro-

gramowi FLUKA zawiera przetestowaną geometrię. Definicje systemu współrzędnych aktywnej objętości ciekłego argonu zawiera tablica 2.1.

X	(233,20; 549,70) cm
Y (pierwszy moduł)	(-356,00; -59,60) cm
Y (drugi moduł)	(59,60; 356,00) cm
Z	(-5698,05; -3902,25) cm

Tablica 2.1: Współrzędne aktywnej objętości LAr zdefiniowane dla oprogramowania eksperymentu: X - wysokość, Y - kierunek dryfu, Z - kierunek wzdłuż wiązki [36].

Przypadki wygenerowane przez program FLUKA można następnie przenieść do programu QSCAN, co z kolei daje możliwość obrazowania i rekonstrukcji danych wejściowych. Jako przykład danych wejściowych przedstawiam napisany przeze mnie fragment pliku z definicją cząstki i miejsca oddziaływania. Jest to przykład oddziaływania hiperonu Λ w materiale detektora. Zadaję programowi wartość początkową pędu hiperonu Λ równą 6,6 GeV bez rozrzutu wartości, generacja cząstki zachodzi w punkcie (300,0; 100,0; -5000,0), pod kątem $\cos(x) = 1$ i $\cos(y) = 1$ względem osi Z, z rozmyciem kątowym 500 mrad.

TITLE

```
Icarus T600: 20 GeV Muons+ , 16 wire planes + 4 pmt , 200micron pitch
*23456789 123456789 123456789 123456789 123456789 123456789 123456789
123456789
```

DEFAULTS

ICARUS

```
*****      momentum   spread   divergency   spread   spread
*****              in              in      in
**           GeV        mom.      mrad        x pos   y pos
*
```

```
BEAM          6.6              500.
```

LAMBDA

```
*****      position of the beam
```

```
*****      x          y          z          cosx      cosy
```

```
***      default is cosz=1 , z=="beam" axis in ICARUS geom.
```

```
***          this is a muon entering from the side in the 1st semimodule,
```



```
left
```

```
BEAMPOS      300.0      +100.0      -5000.0      0.0      0.0
```

Na samym końcu pliku podaję informację, że generowany będzie jeden przypadek oddziaływania hiperonu Λ w detektorze.

```
***          n. of
```

```
****         events
```

```
START        1.0
```

```
USROCALL
```

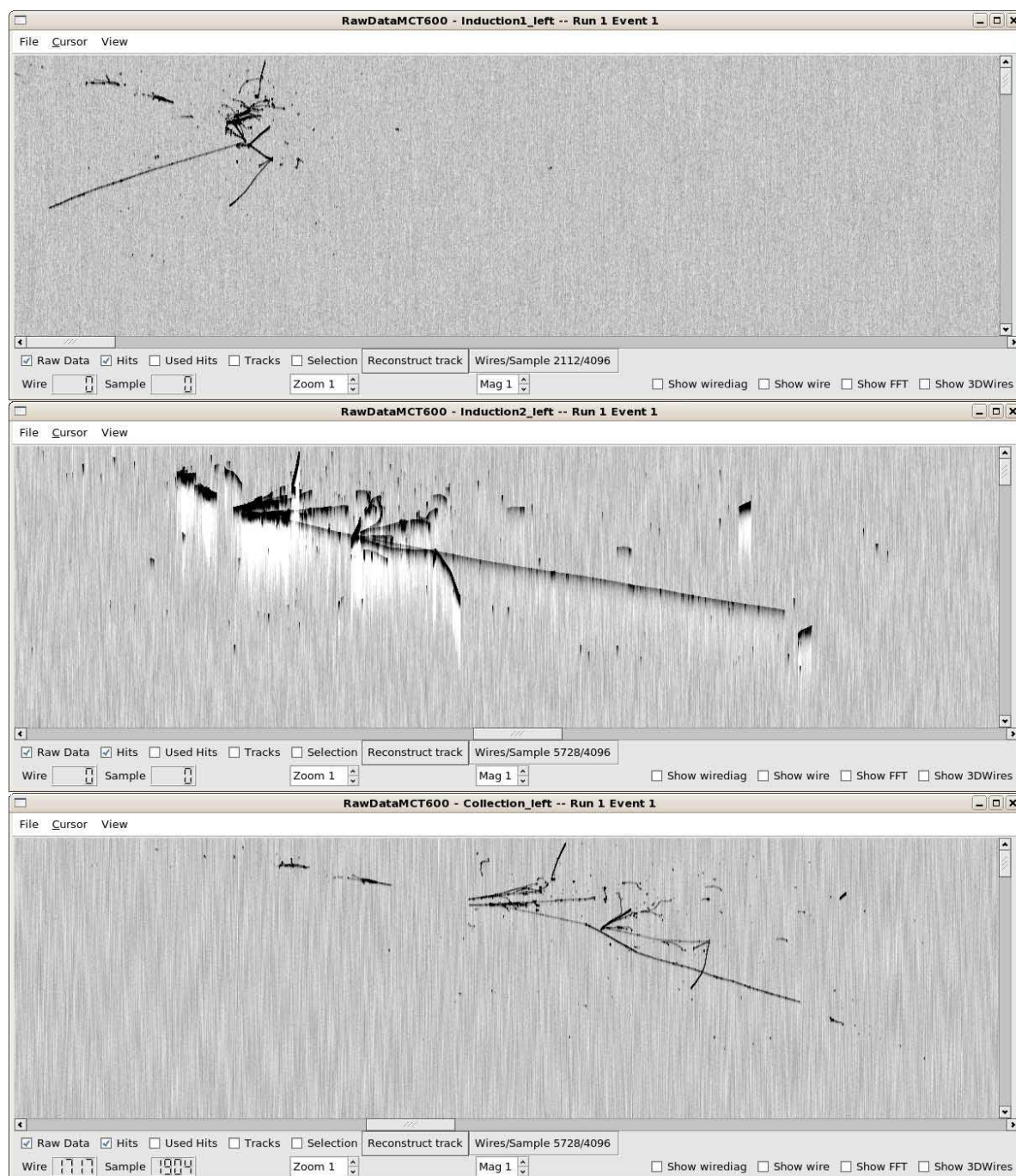
```
STOP
```

Obraz tego przypadku uzyskany przy pomocy programu QSCAN znajduje się na rysunku 2.1.

2.2 Program QSCAN do wizualizacji i rekonstrukcji przypadków

Program QSCAN służy obecnie do rekonstrukcji oraz dwu- i trójwymiarowej wizualizacji przypadków. Docelowo ma pełnić w eksperymencie rolę pełnego programu automatycznej rekonstrukcji. Dane wyjściowe z tego programu mogą być użyte w innych programach służących do analizy przypadków oddziaływań. QSCAN operuje na danych rzeczywistych, jak i tych generowanych przez programy Monte Carlo (np. FLUKA).

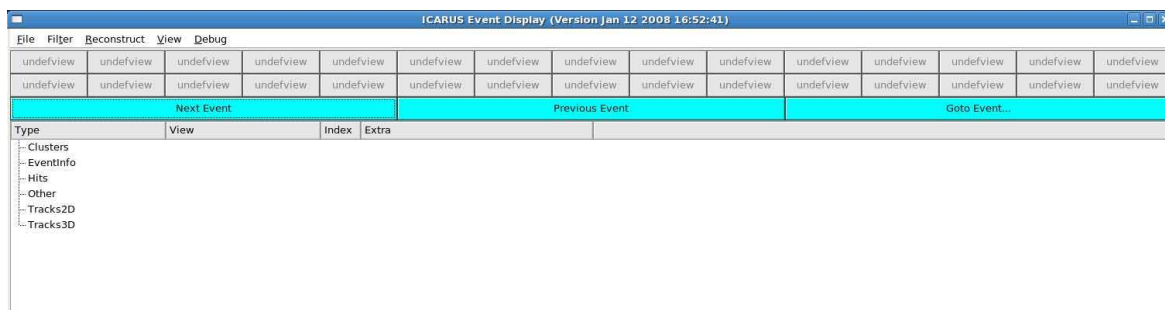
Program pozwala na wczytanie pliku z danymi, policzenie średniego poziomu szumu na drutach w oparciu o sygnały dla 4096 próbek czasowych, odfiltrowanie czasowego przebiegu sygnałów na drutach z szumów niskich częstotliwości, które wynikają ze sprzężeń elektroniki odczytu z innymi urządzeniami, zlokalizowanie oraz wyznaczenie wielkości sygnału pozostawionego przez cząstkę na drucie, utworzenie lokalnych grup sygnałów (clusters) dla każdej płaszczyzny drutów oraz na rekonstrukcję trójwymiarową w oparciu o informacje z poszczególnych płaszczyzn. QSCAN jest programem, który cały czas wzbogaca się o nowe algorytmy służące do coraz to lepszej rekonstrukcji przestrzennej różnego typu obiektów (prostych i zakrzywianych torów cząstek, wierzchołków oddziaływań cząstek oraz kaskad elektromagnetycznych).



Rysunek 2.1: Obrazy oddziaływania hiperonu Λ w ciekłym argonie uzyskane przy użyciu programu QSCAN. Przypadek wygenerowany programem FLUKA, przedstawiony jest na 3 kolejnych płaszczyznach drutów: Induction-1, Induction-2 i Collection. Ukazany jest zachodzący z 36-procentowym prawdopodobieństwem rozpad hiperonu Λ o zadanym pędzie 6,694 GeV/c na neutron o pędzie 5,772 GeV/c (kaskada hadronowa widoczna po prawej stronie płaszczyzny Collection) oraz na cząstkę π^0 0,922 GeV/c, powodującą dwie niewielkie kaskady EM po rozpadzie $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, widoczne po lewej stronie dla płaszczyzny Collection.

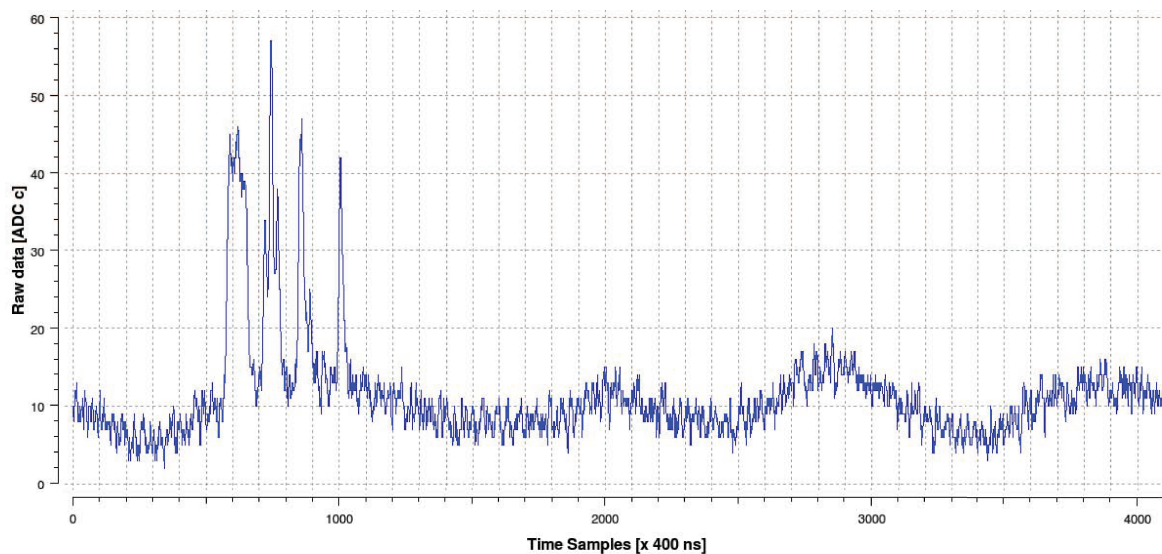
Program daje możliwość ukazania danych w postaci obrazów wszystkich płaszczyzn drutowych Induction-1, Induction-2 oraz Collection. Na obrazach numer drutu i numer próbki czasowej określa miejsce zdarzenia, natomiast wielkość zebranego ładunku przedstawiona jest w każdym punkcie w skali szarości (im większa wartość sygnału tym punkt jest ciemniejszy). Rysunek 2.2 przedstawia główne okno programu, którego najważniejszymi elementami są: menu, przyciski wyboru płaszczyzny w odpowiedniej części detektora (każde okno widoku płaszczyzny zawiera przyciski odpowiedzialne za rekonstrukcję toru cząstki i ukazanie sygnału na poszczególnych drutach) i obszar przeznaczony do wypisania danych powstałych w różnych fazach rekonstrukcji. W menu znajdują się polecenia służące m. in. do:

- wyboru danych z testów różnych prototypów detektora ICARUS, danych Monte Carlo oraz danych rzeczywistych z detektora T600,
- rekonstrukcji hitów, klastrów, rzutów torów i torów 3D,
- włączenia widoku 3D wybranego przypadku.



Rysunek 2.2: Główne okno programu QSCAN.

Cytowany już rysunek 2.1 przedstawia obrazy trzech płaszczyzn drutów (Induction-1, Induction-2 oraz Collection), należące do tego samego zdarzenia. Na każdej osi odciętych przedstawiony jest numer drutu, a na osi rzędnych numer próbki czasowej. Sygnały pochodzące od cząstek znajdują się na szarym tle odpowiadającym szumowi, który ma dwie składowe: pierwszą związaną z wychwytywaniem przez elektronikę sygnałów zewnętrznych o niskiej częstotliwości, oraz drugą związaną z indywidualnym drutem anodowym i jego elektroniką odczytu. W wielu przypadkach tor cząstki przechodzi przez katodę, więc przypadek obrazowany jest na sześciu obrazach odpowiadającym sześciu płaszczyznom (po trzy na lewą i prawą komorę).



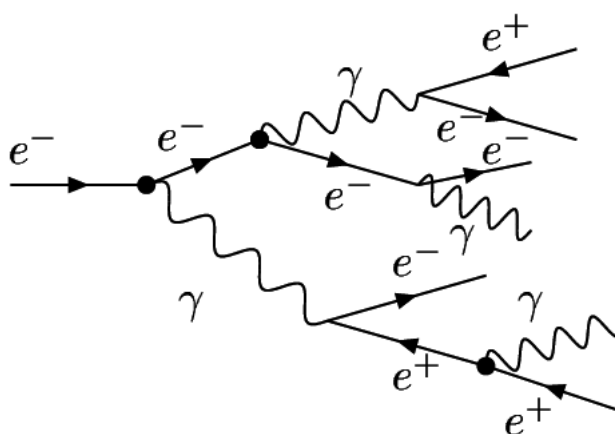
Rysunek 2.3: Wielkość zgromadzonego ładunku na jednym drucie w zależności od numeru próbki czasowej. Dane pochodzą z wygenerowanego programem FLUKA przypadku oddziaływania hiperonu Λ w ciekłym argonie (pokazanego na rysunku 2.1) dla płaszczyzny Collection i numeru drutu 2453. Widoczny jest szum własny drutu i jego elektroniki odczytu (na poziomie około 10 zliczeń) oraz nakładający się szum niskiej częstotliwości (możliwy do odfiltrowania).

Ważną przy analizie opcją jest możliwość uzyskania zależności zgromadzonego ładunku od numeru próbki czasowej dla każdego drutu (rysunek 2.3), co pozwala sprawdzić, czy ładunek jest prawidłowo zebrany oraz prześledzić kształt sygnału.

Rozdział 3

Kaskady elektromagnetyczne

Kaskady elektromagnetyczne powstają w wyniku elektromagnetycznych oddziaływań elektronów, pozytonów lub fotonów z materią. Dla energii > 10 MeV elektrony i pozytony tracą energię głównie poprzez emisję promieniowania hamowania. Emitowane w tym procesie fotony często niosą dużą część energii elektronu lub pozytonu. Dla fotonów o podobnych energiach dominującym procesem oddziaływania z materią jest produkcja par e^+e^- . Kaskada zanika, gdy energia fotonów spadnie poniżej progu na produkcję par oraz gdy dla elektronów i pozytonów zaczną dominować inne procesy strat energii niż emisja promieniowania hamowania. Schemat powstawania kaskady elektromagnetycznej znajduje się na rysunku 3.1.



Rysunek 3.1: Schemat powstawania kaskady elektromagnetycznej [32].

3.1 Model rozwoju kaskady elektromagnetycznej

Poniższy opis rozwoju kaskad elektromagnetycznych opieram na rozdziale dotyczącym przejścia cząstek przez materię w [33].

W chwili, gdy wysokoenergetyczny elektron, pozyton lub foton przechodzi przez materiał ośrodka, może on zainicjować kaskadę elektromagnetyczną. Rozwój takiej kaskady następuje w wyniku naprzemiennie występujących po sobie procesów emisji kwantów gamma przez elektrony i pozytony oraz kreacji par e^+e^- przez fotony; oba procesy zachodzą w polu elektromagnetycznym jąder ośrodka. Rozwój oraz propagacja kaskad elektromagnetycznych opisana jest przez elektrodynamikę kwantową. Rozmiary podłużne kaskad sięgają rzędu kilkunastu dróg radiacyjnych X_0 dla danego ośrodka. Droga radiacyjna jest odległością równą średniej drodze swobodnej na emisję fotonu przez elektron lub pozyton. Jest to także średnia długość, po której energia elektronu wynosi $1/e$ energii pierwotnej (pozostała część energii tracona jest na promieniowanie hamowania). Średnia długość drogi, po której wysokoenergetyczny foton wykreuje parę e^+e^- wynosi natomiast $\frac{7}{9}X_0$. Długość radiacyjną liczy się ze wzoru:

$$\frac{1}{X_0} = 4 \alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \{ Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z L_{rad}' \}, \quad (3.1)$$

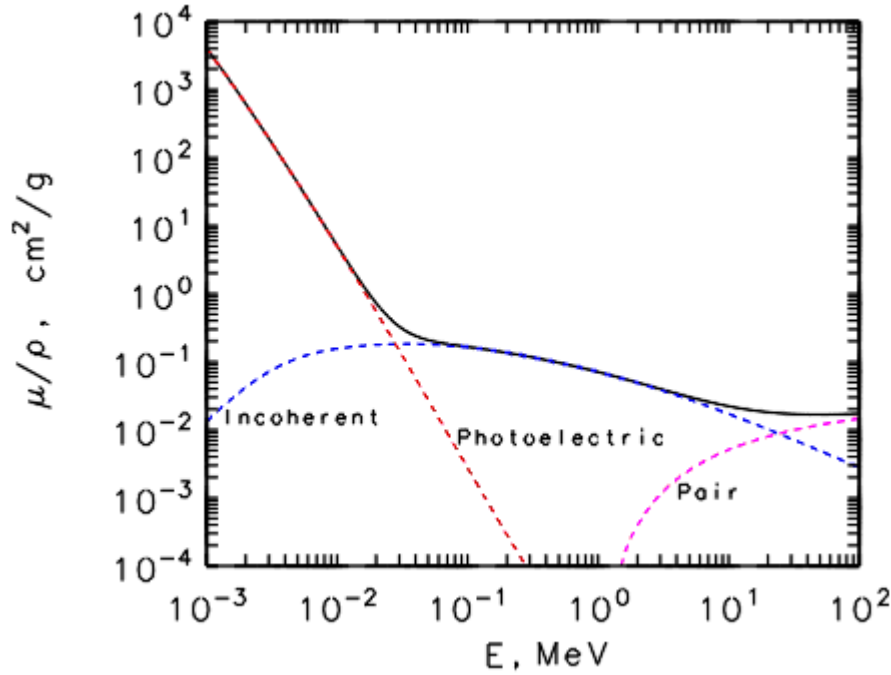
gdzie $A = 1 \text{ g mol}^{-1}$ jest liczbą masową ośrodka, Z - jego liczbą atomową, $4 \alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} = (716,408 \text{ g cm}^{-2})^{-1}$, natomiast L_{rad} i L_{rad}' to wartości zależne od własności ośrodka. Funkcja $f(Z)$ aż do jądra uranu jest dobrze przybliżona wyrażeniem:

$$f(Z) = a^2[(1 + a^2)^{-1} + 0,20206 - 0,0369 a^2 + 0,0083 a^4 - 0,002 a^6], \quad (3.2)$$

gdzie $a = \alpha Z$ [34]. Dobre dopasowanie do dużej grupy danych uzyskuje się, stosując prostszy wzór:

$$X_0 = \frac{716,408 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}. \quad (3.3)$$

Ważnym pojęciem jest też energia krytyczna E_c . Definiuje się ją jako energię, dla której straty energii elektronów (pozytonów) na promieniowanie hamowania oraz na jonizację są jednakowe. Inna definicja mówi, że jest to energia, przy której straty jonizacyjne na jednostkę drogi radiacyjnej są równe energii elektronu. Dla $|dE/dx|_{pr.hamowania} \approx E/X_0$ obydwie definicje są równoważne. Dla ośrodka gazowego $E_c = 710 \text{ MeV}/(Z+0,92)$, natomiast dla ośrodków ciekłych i gazowych $E_c = 610 \text{ MeV}/(Z+1,24)$. Parametr E_c jest bardzo ważny, ponieważ poniżej tej energii elektrony w kaskadzie tracą swoją energię



Rysunek 3.2: Straty energii fotonów w wodzie [35]. Dla energii większych niż 100 MeV dominuje kreacja par.

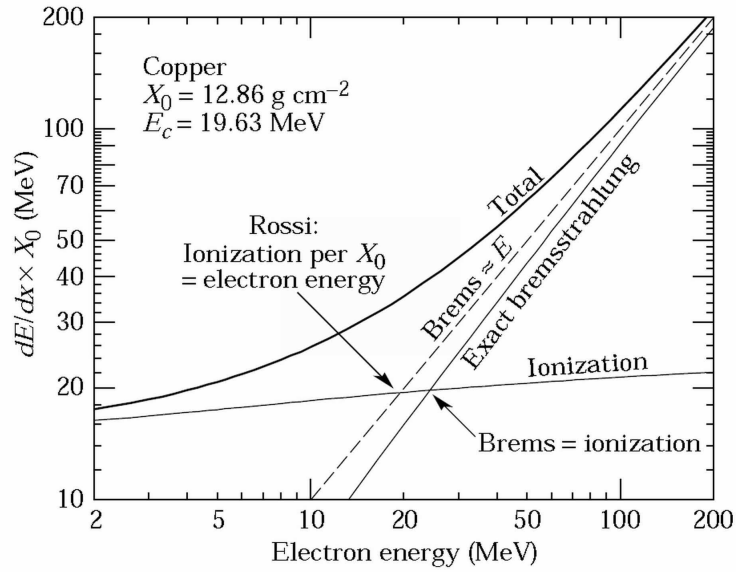
głównie poprzez jonizację oraz wzbudzenie atomów ośrodka. Włącza się też proces anihilacji pozytonów z elektronami. Dla niskoenergetycznych fotonów dominować zaczyna proces Comptona i efekt fotoelektryczny. W opisie rozwoju kaskady używa się zmiennych $t = x/X_0$ oraz $y = E/E_c$, dzięki czemu odległości mierzone są w jednostkach drogi radiacyjnej X_0 , a energia w jednostkach energii krytycznej E_c .

Poprzeczny rozwój kaskady elektromagnetycznej opisuje się, używając promienia Moliera R_M danego wzorem:

$$R_M = X_0 E_s / E_c, \quad (3.4)$$

gdzie $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 \approx 21,2 \text{ MeV}$. Dla tak zdefiniowanego promienia 90% zdeponowanej energii kaskady znajduje się w cylindrze o promieniu R_M .

Dla niskich energii początkowych (poniżej 1 GeV) fotonów, pozytonów i elektronów kształt kaskady jest nieregularny i niesymetryczny, a sama kaskada jest niewielkich rozmiarów. Takie kaskady są bardzo trudno parametryzowalne. Dla wyższych energii możemy mówić o wysokoenergetycznych kaskadach. Fluktuacje przestrzennego kształtu kaskady elektromagnetycznej dla energii początkowej cząstki powyżej 1 GeV są małe, co powoduje, że łatwo można wyznaczyć kierunek cząstki pierwotnej inicjującej kaskadę elektromagnetyczną.



Rysunek 3.3: Straty energii elektronów w węgłu; na rysunku ukazane także dwie definicje energii krytycznej E_c [33].

Podłużny energetyczny profil kaskady elektromagnetycznej może zostać opisany rozkładem Gamma:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(E_0 b)^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1) t^\alpha e^{-bt}}, \quad (3.5)$$

gdzie dE/dt jest stratą energii dE na długości dt ($t = x/X_0$), E_0 jest energią cząstki inicjującej kaskadę, α i b zależnymi od E_0 parametrami rozkładu, a Γ jest funkcją Gamma Eulera. Rozkład Gamma dla małych t jest płaski, natomiast w rzeczywistych kaskadach wzrost strat energii na początku następuje szybciej, co powoduje, że parametryzacja ta nie jest dobra dla początkowych dróg radiacyjnych i przy dopasowaniu rozkładu do rzeczywistych danych wyklucza się ten obszar. Rozkład Gamma osiąga maksimum w $(\alpha-1)/b$. Środek ciężkości kaskady znajduje się w α/b . Parametryzacja ta jest dobra w zakresie od 1 do 100 GeV.

Dla bardzo dużych energii cząstek pierwotnych kaskady oraz niskiej energii fotonu wtórnego lub pary e^+e^- pojedyncze oddziaływanie zachodzi na drodze nazywanej drogą formacji i w przypadku, gdy jest ona porównywalna z odległością, na której zachodzi rozproszenie kulombowskie, to amplitudy obu procesów interferują ze sobą destruktywnie i przekroje czynne na promieniowanie hamowania i produkcję par maleją, co z kolei daje wydłużoną kaskadę elektromagnetyczną. Jest to tak zwany efekt Landaua-Pomeranchuka-Migdala.

3.2 Kalorymetry

Kalorymetry wykorzystywane są jako narzędzia do pomiaru energii neutralnych i naładowanych cząstek. Poprzez kalorymetr rozumiemy blok materii, w którym energia cząstki zostaje zamieniona w sygnał elektryczny, optyczny lub cieplny. Kalorymetry dzielimy na elektromagnetyczne i hadronowe. Kalorymetry elektromagnetyczne mierzą energie elektronów, pozytonów i fotonów. Kalorymetry hadronowe mierzą energię hadronów, czyli cząstek oddziałujących przede wszystkim silnie.

Pomiar energii w kalorymetrze polega na całkowitej absorpcji cząstki padającej i zamianie jej energii na mierzalny sygnał. Sygnał pochodzi od kaskady cząstek wtórnych, powstających w oddziaływaniu cząstki pierwotnej z gęstym materiałem kalorymetru.

Kalorymetry dzielimy na:

- **jednorodne** - cała objętość jest aktywna, kaskada rozwija się wyłącznie w materiale aktywnym, pozwalającym na pomiar strat energii cząstek. Budowane są zazwyczaj z ciężkich scyntylujących kryształów lub radiatorów Czerenkowa. W przypadku cząstek niskich energii medium mogą stanowić półprzewodniki lub jonizujące gazy szlachetne,
- **próbkujące** - materiał aktywny przekładany jest warstwami gęstego absorbera; dodatkowe fluktuacje z tym związane pogarszają pomiar, wpływ fluktuacji maleje ze wzrostem energii. Aktywnym medium może być scyntylator, jonizujący gaz szlachetny, półprzewodnik lub radiator Czerenkowa. Pasywnym medium jest zazwyczaj materiał o wysokiej gęstości, np. żelazo lub ołów.

Kalorymetry elektromagnetyczne są często jednorodne i wtedy zwykle sygnałem są fotony scyntylacji lub promieniowanie Czerenkowa. Kalorymetry hadronowe to na ogół kalorymetry próbkujące, w których najczęściej mierzy się sygnał od jonizacji w komorach gazowych, stanowiących aktywną część kalorymetru.

Na tym tle detektor eksperymentu ICARUS jest przykładem bardzo ciekawego kalorymetru, gdyż jest to kalorymetr jednorodny, wykorzystujący zjawisko jonizacji w cieczy szlachetnej, jaką jest ciekły argon. Charakteryzuje się też wysmienitą granulacją ($3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 0,6\text{ mm}$), co pozwala go zaliczyć do tzw. kalorymetrów śladowych, ponieważ często można rozróżnić tory indywidualnych cząstek w kaskadach.

Rozdział 4

Analiza kaskad EM w eksperymencie ICARUS

Przedstawione w tym rozdziale wyniki mojej pracy dotyczą analizy kaskad elektromagnetycznych ze szczególnym uwzględnieniem ich wizualizacji. Narzędziami, z których głównie korzystałem są programy QSCAN i FLUKA. Dane wykorzystywane w analizie pochodzą z:

1. Generowanych przeze mnie przy pomocy programu FLUKA przypadków oddziaływań zadanych cząstek w argonie. Otrzymuje się dwa rodzaje plików wyjściowych: dane binarne w plikach *.flufz oraz dane w formacie ASCII w plikach *.99. Pliki te zawierają informacje o:
 - liczbie wierzchołków oddziaływań,
 - wierzchołkach oddziaływań opisanych poprzez pozycję, energię, pęd, czas życia, ścieżkę i typ cząstki oddziałującej,
 - cząstkach wtórnych w wierzchołkach, ich liczbie, energiach, pędach i typie.
2. Zebranych podczas naziemnych testów wyselekcjonowanych przypadków rzeczywistych. Każdy przypadek zawiera następujące informacje:
 - nagłówek klasyfikujący przypadek,
 - identyfikator części detektora,
 - identyfikator płaszczyzny drutów,
 - numer drutu,

- numer próbki odpowiadającej czasowi dryfu elektronów jonizacji,
- wartość zgromadzonego ładunku w zliczeniach ADC (Analog to Digital Converter - przetwornik analogowo-cyfrowy).

Dane generowane przez program FLUKA można wczytać do programu QSCAN, który automatycznie je przetworzy i będzie traktował tak jak dane rzeczywiste.

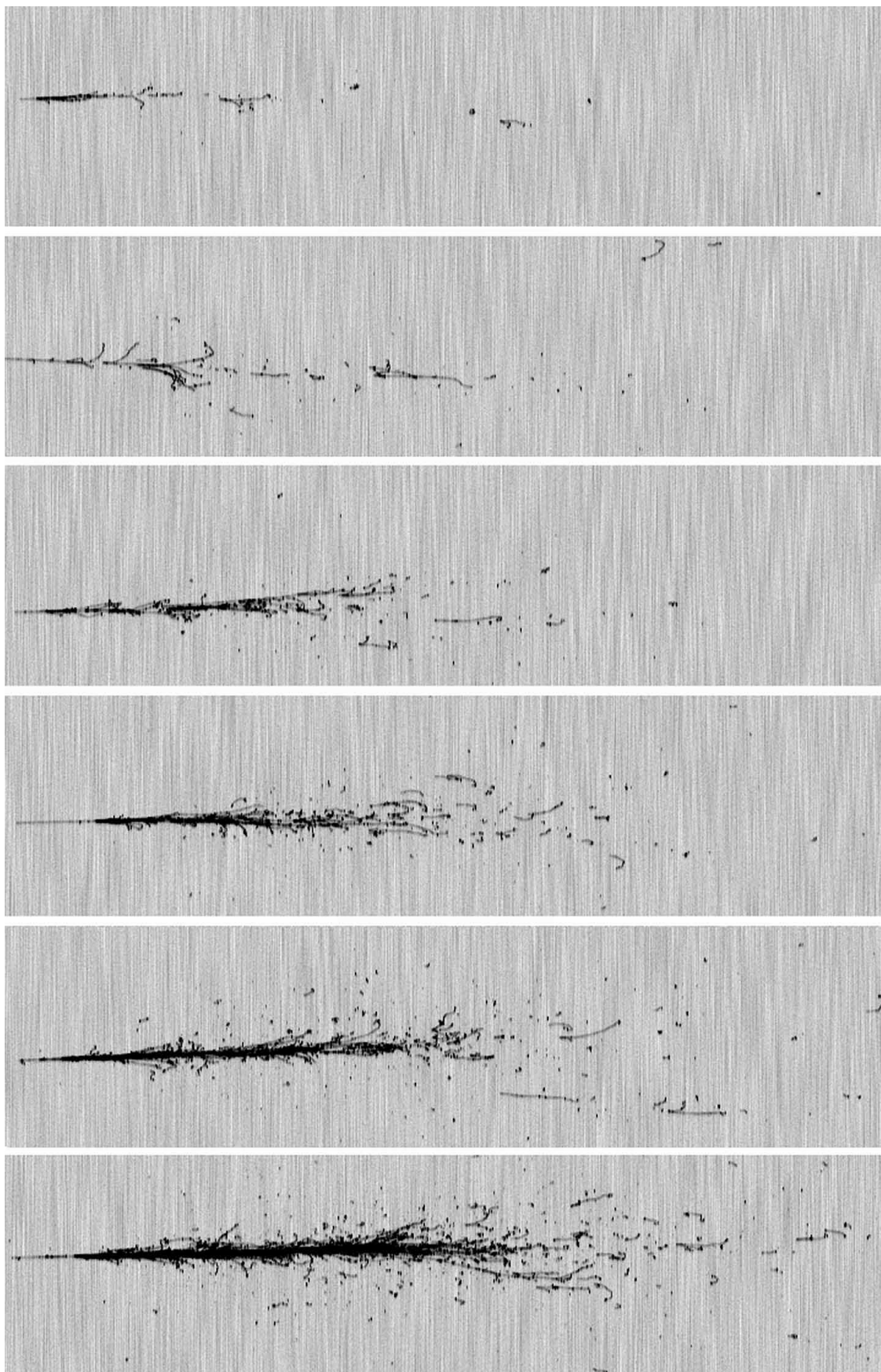
4.1 Kaskady elektromagnetyczne w detektorze eksperymentu ICARUS

Źródłami kaskad elektromagnetycznych w oddziaływaniach neutrin w detektorze eksperymentu ICARUS będą przede wszystkim:

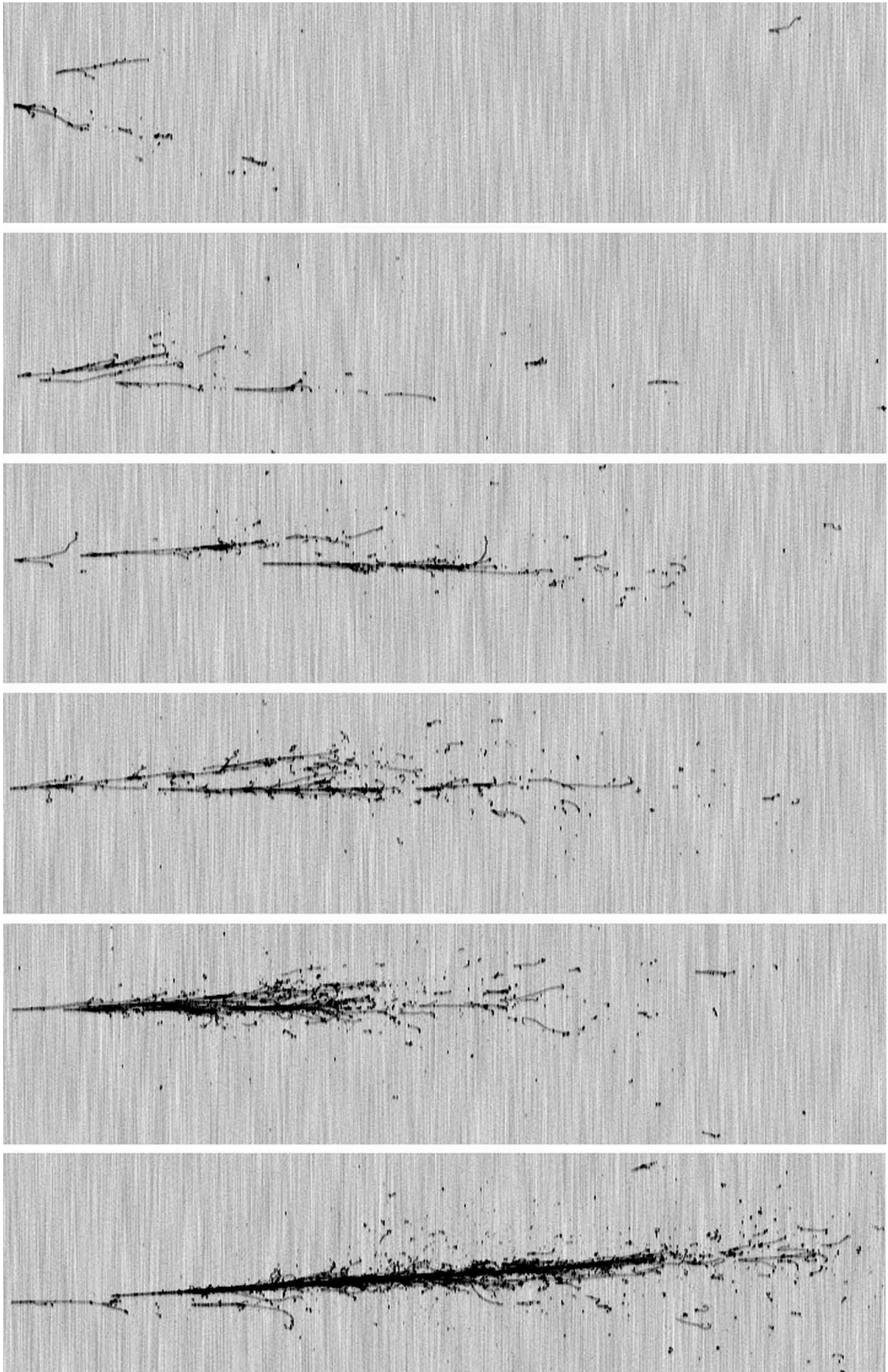
- elektrony z oddziaływań ν_e ,
- mezony π^0 , a dokładniej fotony i elektrony z rozpadów $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (98,8 % wszystkich rozpadów) i $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (1,2 %),
- wysokoenergetyczne miony z promieniowania kosmicznego (energia krytyczna dla mionów jest rzędu kilkuset GeV), na których torach mogą powstawać kaskady, związane z wypromieniowaniem fotonu lub produkcją pary e^+e^- .

Rozróżnianie kaskad elektromagnetycznych pochodzących od różnych cząstek jest ważnym zadaniem każdego dobrego programu rekonstrukcji. W przypadku eksperymentów dedykowanych badaniom oddziaływań neutrin szczególnie ważne jest odróżnienie kaskad elektromagnetycznych dla elektronów powstałych w oddziaływaniach neutrin elektronowych (często stanowią sygnał) od kaskad elektromagnetycznych dla fotonów z rozpadów mezonu π^0 , konwertujących blisko wierzchołka pierwotnego oddziaływania (groźne tło). Najbardziej efektywne odróżnianie obu rodzajów kaskad dla ciekłoargonowej komory TPC zostało zaproponowane w [40] i oparte jest na sztucznych sieciach neuronowych. Jednakże metoda opisana w tym artykule jest wysoce skuteczna dla przypadków o energii 1 GeV, nie badane były natomiast przypadki wysokoenergetyczne.

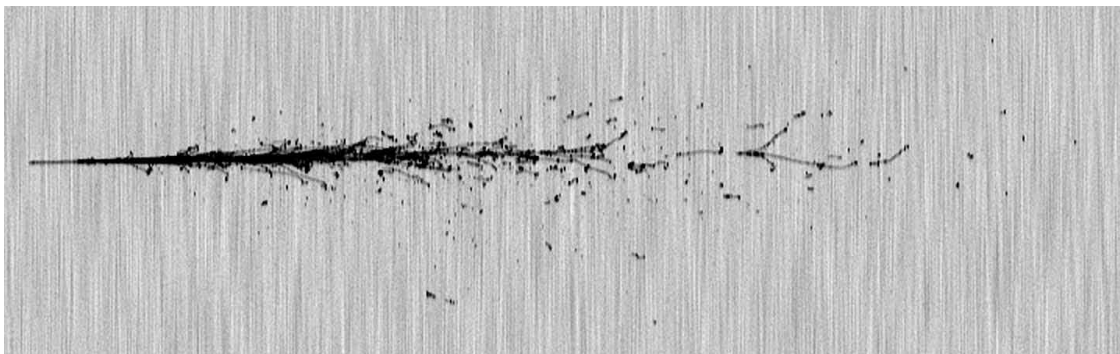
Na rysunkach 4.1 do 4.4 ukazane są wygenerowane przeze mnie przy pomocy programu FLUKA przypadki kaskad elektromagnetycznych powodowanych przez elektrony, mezony π^0 , foton o energii 5 GeV oraz kaskada znajdująca się na torze mionu o energii 1 TeV



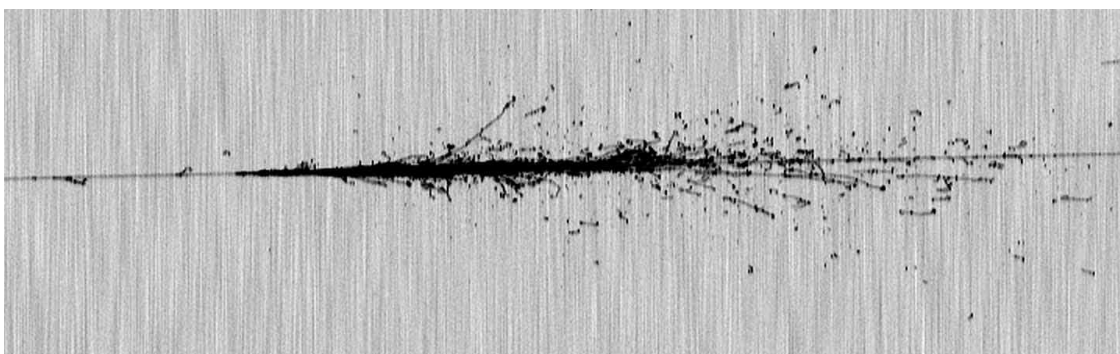
Rysunek 4.1: Kaskady elektromagnetyczne powstałe wskutek oddziaływania z argonem elektronów o energiach 0,5, 1, 2, 3, 5 oraz 10 GeV.



Rysunek 4.2: Kaskady elektromagnetyczne powstałe wskutek rozpadu na dwa fotony mezonów π^0 o energiach 0,5, 1, 2, 3, 5 oraz 10 GeV.



Rysunek 4.3: Kaskada elektromagnetyczna powstała wskutek oddziaływania z argonem fotonu o energii 5 GeV.



Rysunek 4.4: Kaskada elektromagnetyczna powstała w argonie na torze mionu o energii 1 TeV. Widać, że mion stracił niewielką tylko część swojej energii, gdyż nie zmienił się kierunek jego toru.

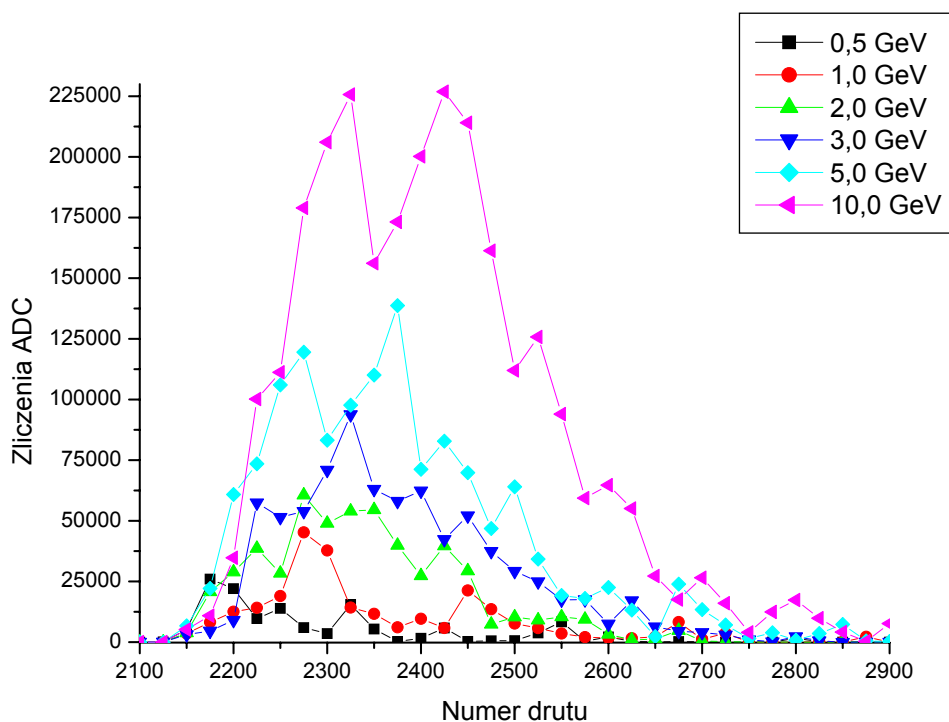
(przypadki oddziaływań generowane są przeze mnie w tym samym punkcie o współrzędnych $(x, y, z) = (300, 0; 120, 0; -5000, 0)$ z rozmyciem kątowym 500 mrad w kierunku osi z wzdłuż modułów T300). Porównując rysunki 4.1 oraz 4.2, widoczne jest to, że dla wzrastającej energii elektronów i mezonów π^0 rośnie długość kaskad, natomiast przy podobnej energii występują podobne długości kaskad dla obu typów cząstek pierwotnych. Dla energii poniżej 5 GeV odróżnienie elektronów i mezonów π^0 nie jest na ogół trudne, na rysunku z cząstkami π^0 wyraźnie widoczne są dwie kaskady pochodzące od fotonów z ich rozpadów. Jednak dla wyższych energii sprawa zaczyna się komplikować, maleje kąt rozlotu fotonów z rozpadu, a co za tym idzie kaskady zaczynają się coraz bardziej pokrywać i przypominać kaskady wywołane przez elektrony. Bliższe spojrzenie na problem dają rysunki od 4.5 do 4.8, pokazujące zebrane wartości zliczeń ADC w prostokącie (2100 do 2900 drutów) $\times$ (600 do 1200 próbek czasowych), w którym mieszczą się wszystkie zamieszczone na tych rysunkach kaskady. Przedstawiona na tych rysunkach analiza ma charakter poglądowy, a nie statystyczny. Analiza statystyczna nie jest celem niniejszej

pracy, nie można wyciągać dalekosiężnych wniosków na podstawie tych rysunków, jednak pewne spostrzeżenia są dobrym punktem wyjścia do dalszej pracy. Przy zastosowanym przeze mnie przy generacji wyborze kierunku cząstki pierwotnej lepsze jest rozdzielenie kaskad w kierunku dryfu elektronów jonizacji niż w kierunku drutów. Jak widać na rysunkach, dla tych samych energii nie ma znacznej różnicy w zliczeniach w zależności od numerów drutów. Natomiast dla zależności od próbek czasowych widoczna jest w przybliżeniu struktura dwugarbowa dla kaskad niskich energii z rozpadu mezonu π^0 . Widać też, że dla małych energii kształt funkcji zliczeń, zarówno tych od drutów, jak i tych od próbek czasowych, jest bardzo nieregularny zarówno dla elektronów jak i dla π^0 , a dla wysokich energii jest symetryczny zazwyczaj tylko dla elektronów. Wynika stąd, że dla wysokich energii odróżnienie tych kaskad nie jest sprawą prostą, ale przy zastosowaniu wieloparametrowej analizy nie jest też beznadziejne.

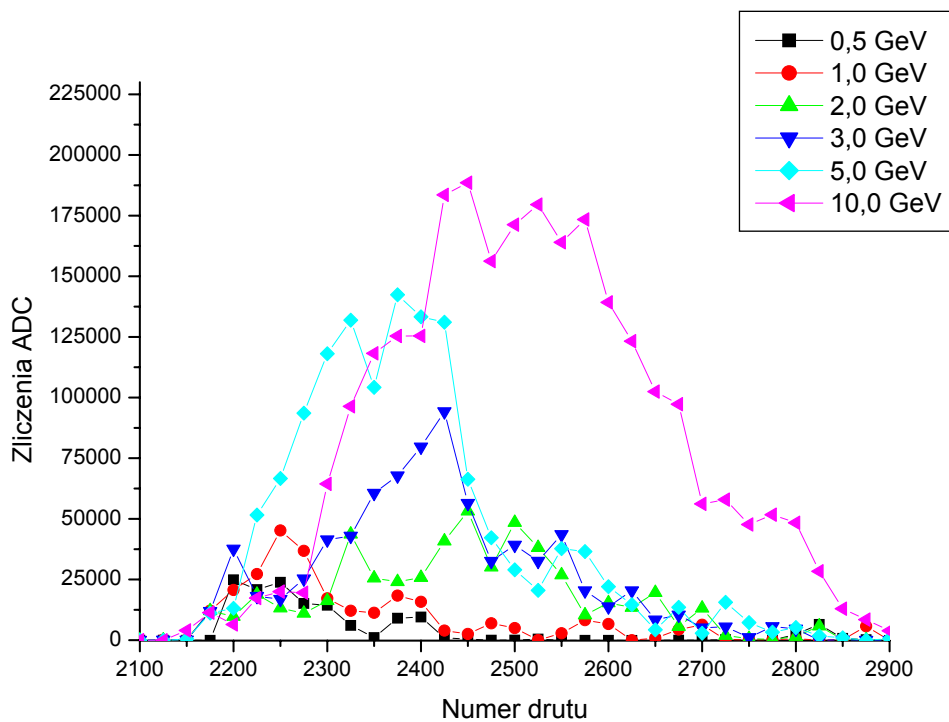
Kolejnym ważnym zagadnieniem jest rekonstrukcja energii cząstki pierwotnej tworzącej kaskadę. Najprostszym i bardzo efektywnym sposobem jest zliczanie sygnałów z drutów płaszczyzny Collection w pewnym obszarze ograniczającym kaskadę. Liczba zliczeń jest proporcjonalna do strat energii, $ADC \sim \delta E / \delta t$. Można więc zapisać:

$$E = \alpha \sum_{t=T1}^{T2} \sum_{d=D1}^{D2} (ADC(t, d) - 10) [MeV], \quad (4.1)$$

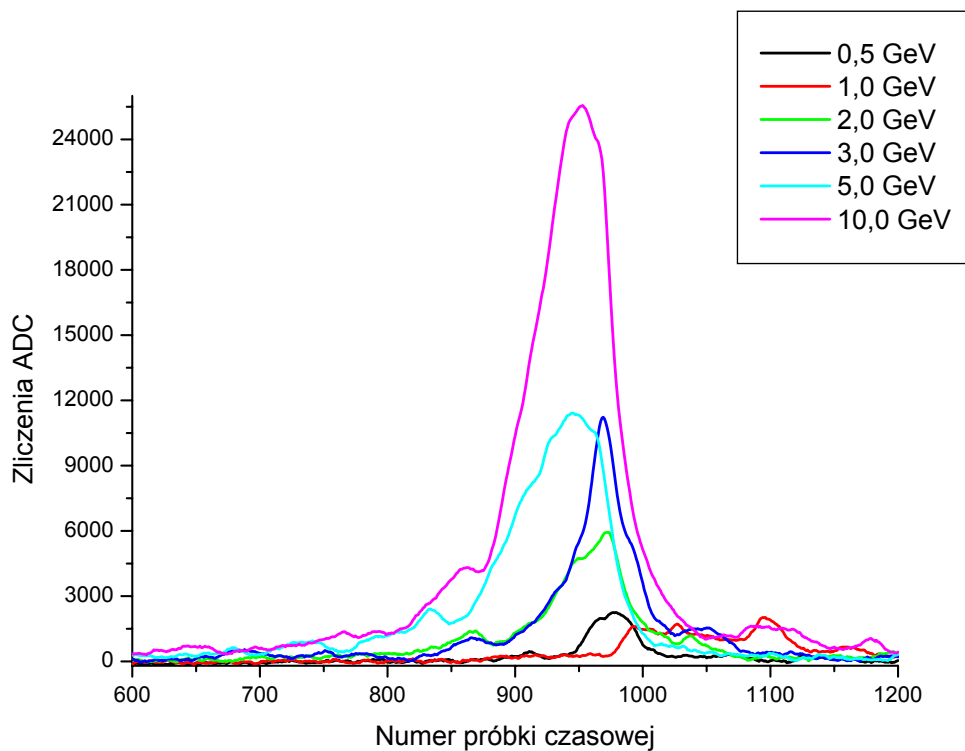
gdzie T1 i T2 to numery pierwszej i ostatniej próbki czasowej, a D1 i D2 to numery pierwszego i ostatniego drutu w obszarze, w którym liczymy energię kaskady, $\alpha = 0,00359$ (przelicznik zliczenia ADC na energię z uwzględnieniem dodatkowych poprawek wynosi $3,59 \pm 0,25$ keV [41]), 10 oznacza średni poziom szumu. Energie zrekonstruowanych kaskad z rysunków 4.1 i 4.2 znajdują się w tabeli 4.1. Mimo obarczenia dużą niepewnością pomiaru sygnału w związku z występowaniem szumu oraz przyjęciem obszaru zliczania niewystarczającego dla kaskad o energii 10 GeV jest to metoda bardzo szybka i pozwalająca na dobre oszacowanie energii.



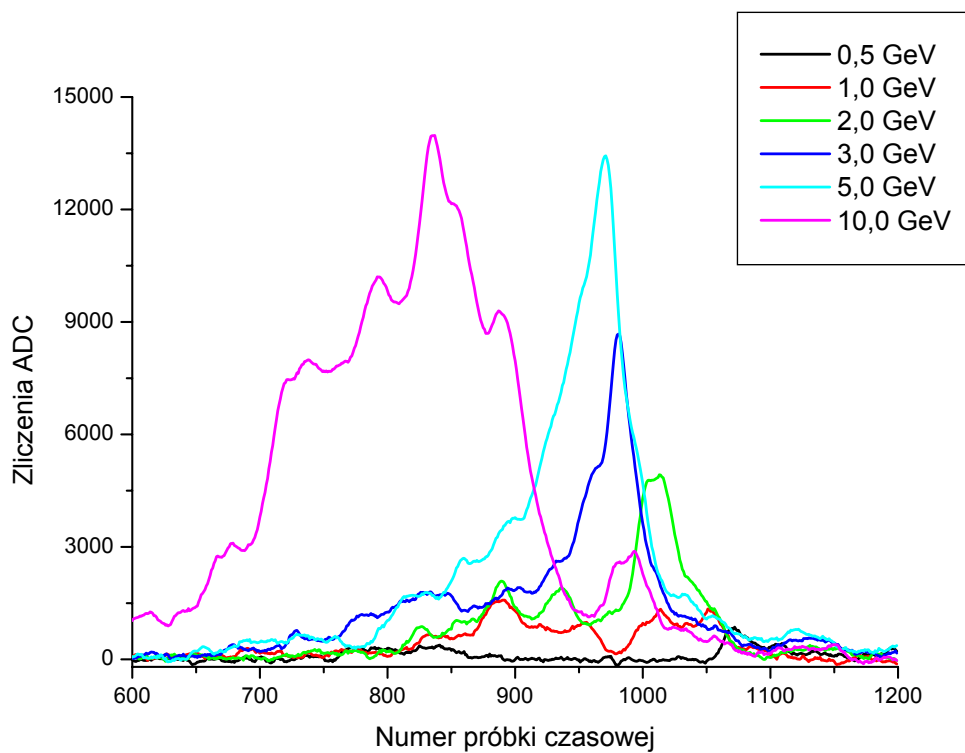
Rysunek 4.5: Liczba zliczeń ADC w funkcji numeru drutu dla kaskad z rysunku 4.1 (punkt odpowiada sumie zliczeń dla 25 drutów) dla próbek czasowych 600-1200.



Rysunek 4.6: Liczba zliczeń ADC w funkcji numeru drutu dla kaskad z rysunku 4.2 (punkt odpowiada sumie zliczeń dla 25 drutów) dla próbek czasowych 600-1200.



Rysunek 4.7: Liczba zliczeń ADC w zależności od próbki czasowej dla drutów 2100-2900 dla kaskad z rysunku 4.1.



Rysunek 4.8: Liczba zliczeń ADC w zależności od próbki czasowej dla drutów 2100-2900 dla kaskad z rysunku 4.2.

Cząstka	Energia Początkowa	Zliczenia ADC	Zrekonstruowana Energia	%
e^-	500 MeV	133499	479,3 MeV	95,9
	1000 MeV	262502	942,4 MeV	94,2
	2000 MeV	532090	1910,2 MeV	95,5
	3000 MeV	794680	2852,9 MeV	95,1
	5000 MeV	1324538	4755,1 MeV	95,1
	10000 MeV	2658758	9544,9 MeV	95,4
π^0	500 MeV	136049	488,4 MeV	97,7
	1000 MeV	271654	975,2 MeV	97,5
	2000 MeV	525864	1887,9 MeV	94,4
	3000 MeV	796218	2858,4 MeV	95,3
	5000 MeV	1321422	4743,9 MeV	94,9
	10000 MeV	2602647	9343,5 MeV	93,4

Tablica 4.1: Zrekonstruowana energia kaskad z rysunków 4.1 i 4.2.

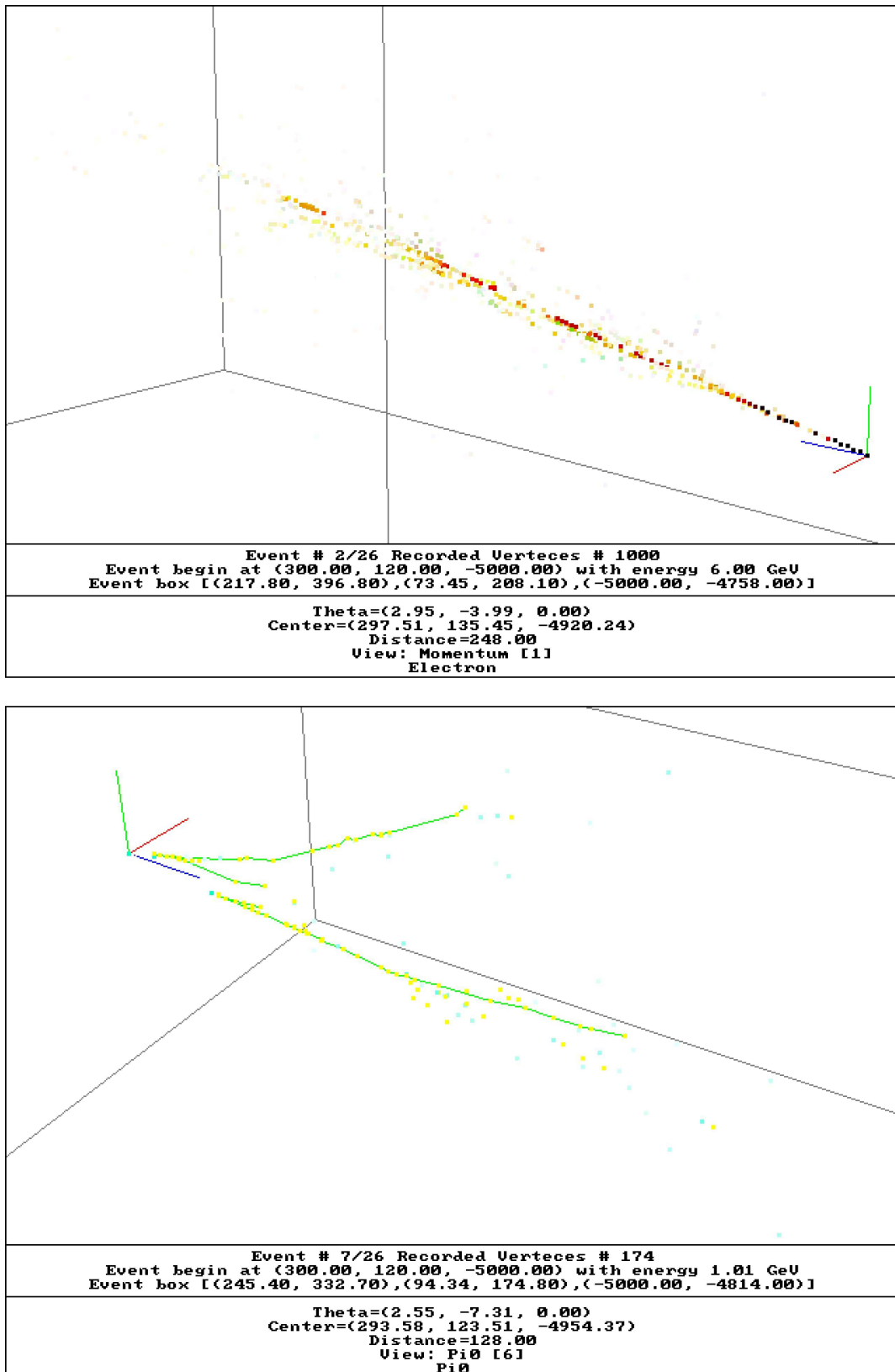
4.2 Program F2IV

Ważnym elementem w analizie kaskad elektromagnetycznych jest możliwość trójwymiarowej wizualizacji przypadku zachodzącego w detektorze eksperymentu ICARUS. Służy temu opisany w tym podrozdziale program F2IV (FLUKA To ICARUS Viewer), który jest narzędziem pomocniczym do szybkiego testowania rozwiązań wykorzystywanych później w programie QSCAN. Został przeze mnie napisany w języku C przy użyciu biblioteki multimedialnej Allegro [37]. Program działa w 16-bitowym kolorze w pełnoekranowym trybie 640 na 480 punktów i korzysta z plików *.99, przechowujących dane wygenerowane przez program FLUKA w postaci ASCII. Aby skorzystać z programu należy zadać nazwę programu wraz z dwoma argumentami: nazwą pliku wejściowego oraz liczbę przypadków oddziaływań zapisanych w tymże pliku. Możliwości programu:

- Oglądanie przypadku pod dowolnym kątem i z dowolnej odległości od środka układu współrzędnych, wybranego przez użytkownika w środku lub na początku przypadku, dzięki zastosowaniu własnego trybu rzutowania perspektywicznego obiektów.
- Wyświetlanie informacji o:

- liczbie wierzchołków oddziaływań,
 - miejscu początku przypadku wraz z początkową energią z zastosowaniem oddzielnych barw dla każdej składowej.
- Sześć trybów oglądania przypadków:
 1. *Momentum* - względny (na poziomie odniesienia wybranym przez algorytm i możliwym do modyfikacji przez użytkownika) rozkład pędów cząstek pierwotnych we wszystkich kierunkach układu współrzędnych,
 2. *Energy* - względne wartości energii w wierzchołkach oddziaływań,
 3. $\text{Log}(E)^2$ - jak wyżej, tyle że w skali $\text{Log}(E)^2$ (lepszy kontrast dla skali energii 1-10 GeV),
 4. *All* - wyświetlanie jedynie wierzchołków,
 5. *Electron* - dodatkowe wyświetlanie odnalezionych torów elektronów i pozytonów w kaskadzie elektromagnetycznej przy pomocy napisanego przeze mnie algorytmu dla plików z FLUKI,
 6. *Pi0* - dodatkowe ukazanie torów fotonów z rozpadu cząstki π^0 , gdy właśnie taki przypadek jest wczytany.
 - Zmiana wielu parametrów działania programu w celu uzyskania lepszej wizualizacji np. w zależności od energii cząstek.
 - Bogate i równocześnie przyjazne dla użytkownika sterowanie.

Napisany przeze mnie program jest użytecznym narzędziem w analizie kaskad generowanych programem FLUKA, dzięki trybom *Electron* oraz *Pi0*. Jediną wadą jest to, że działa tylko z plikami ASCII *.99, które dla pojedynczego przypadku przechowują informacje o co najwyżej tysiącu wierzchołków oddziaływań. Są to jednak wierzchołki o największych energiach cząstek wchodzących, co pozwala dobrze śledzić rozwój kaskad elektromagnetycznych. Program pozwala na bardzo szybkie i efektywne oglądanie zdarzeń. Przykładowe obrazy zdarzeń w detektorze eksperymentu uzyskane przy pomocy programu F2IV pokazane są na rysunku 4.9.



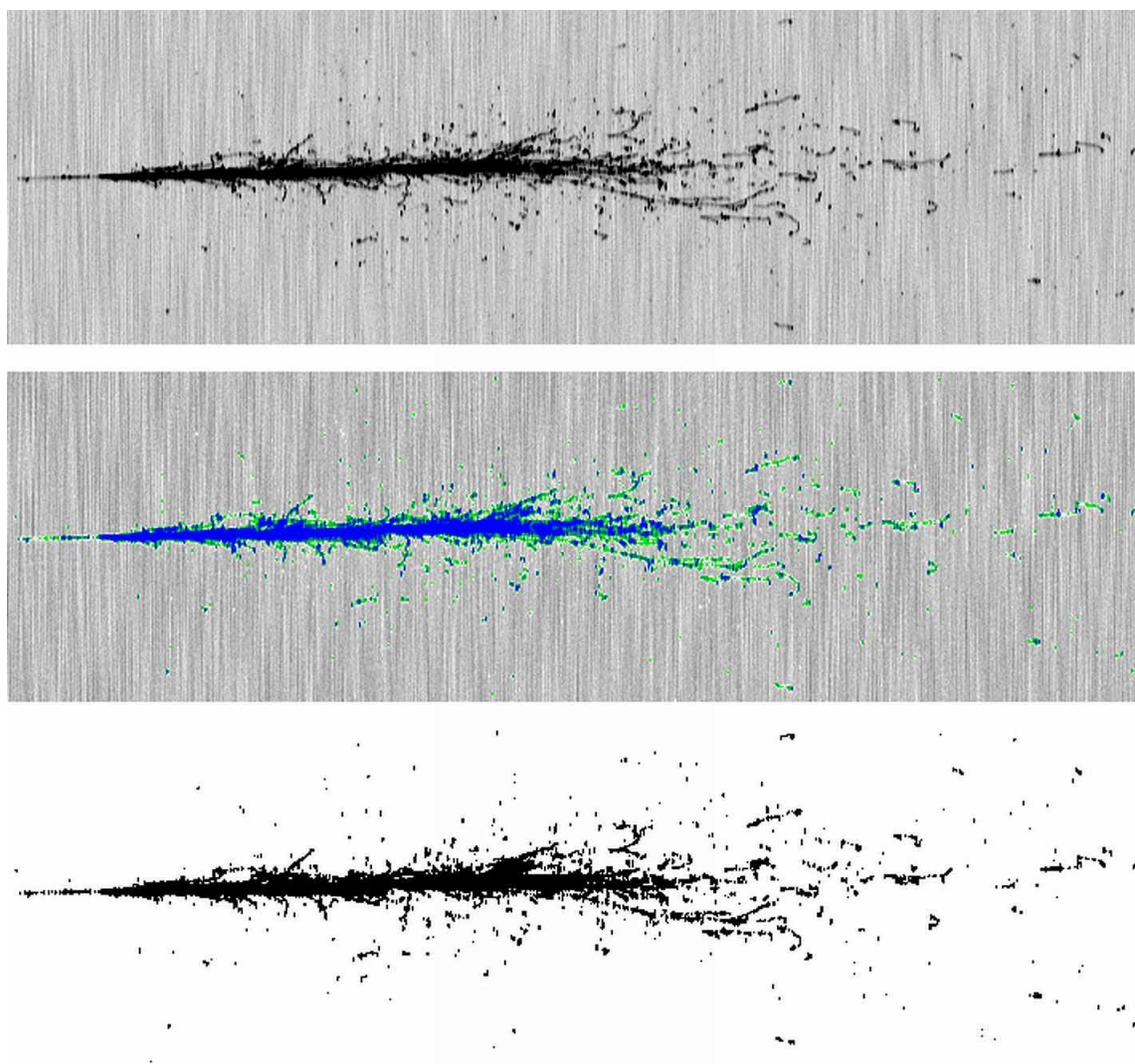
Rysunek 4.9: Przykładowe obrazy uzyskane przy pomocy programu F2IV. Na górnym rysunku widoczny jest rozkład pędów cząstek dla kaskady powodowanej przez elektron o energii 6 GeV; na dolnym odzyskane tory pozytonów i elektronów dla kaskad z rozpadu π^0 o energii 1,01 GeV.

4.3 Poprawiona wizualizacja w QSCANIE

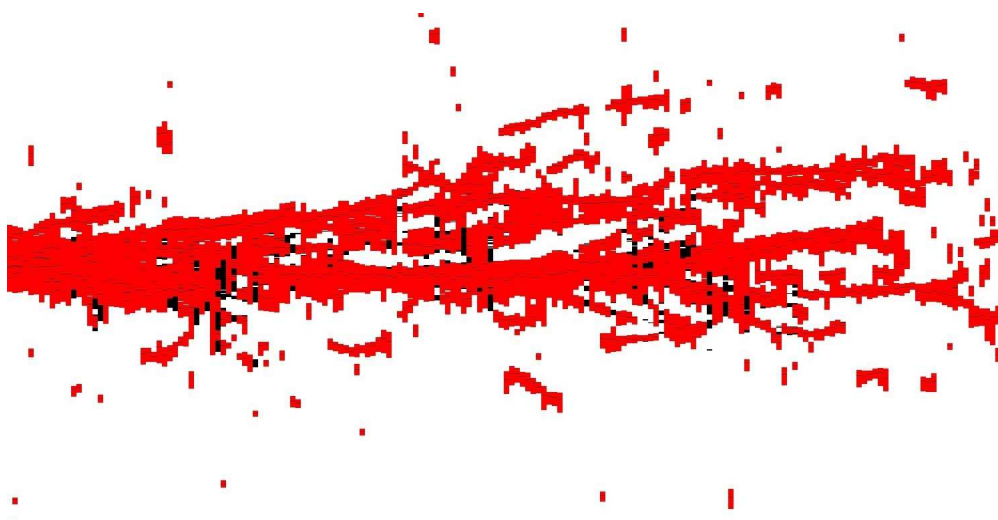
Jednym z elementów mojej pracy była, opisana w niniejszym podrozdziale, poprawa wizualizacji w programie QSCAN. Program napisany został przy użyciu pakietu Qt (zeszawu przenośnych bibliotek i narzędzi programistycznych dedykowanych wizualizacji dla języka C++) [38] oraz OpenGL (Open Graphics Library - specyfikacja uniwersalnego interfejsu programowania do generowania grafiki) [39]. Celem jest uzyskanie jak najlepszej jakości i jednocześnie jak najszybszej wizualizacji.

Wprowadziłem szereg zmian do programu QSCAN. Jedną z nich jest możliwość wyboru przez użytkownika palety kolorów służącej do wizualizacji widoków płaszczyzn Induction-1, Induction-2 oraz Collection. W pierwotnej wersji była dostępna tylko predefiniowana paleta odcieni szarości. Na rysunku 4.10 ukazane jest porównanie trzech palet barw, pierwsza to paleta dostępna w obecnej wersji QSCANA, następne dwie zostały dodane przeze mnie. Druga umożliwia lepsze ukazanie torów cząstek i strat energii poprzez wprowadzenie nieliniowej palety barw. Szum ukazany jest w kolorze szarym, natomiast sygnał powyżej 20 ADC w kolorze zielonym przechodzącym w niebieski (wartość szumu wynosi około 10, jednak występują sprzężenia niskiej częstotliwości z zewnętrznymi źródłami sygnałów w zakresie 0-20 ADC). Ta paleta daje lepszy kontrast na poziomie szumu i lepsze wyodrębnienie sygnału. Lepszym pomysłem byłoby wykorzystanie np. koloru żółtego przechodzącego w czerwony, jednak część barw jest już zarezerwowana dla rekonstrukcji energii, rekonstrukcji torów i innych wielkości ukazywanych przez QSCAN. Trzecią paletą jest paleta czarno-biała. Na białą ukazany jest sygnał poniżej 20 zliczeń ADC. Paleta ta może być pomocna w analizie algorytmów służących do rekonstrukcji energii cząstek. Sygnał 20 (10 powyżej szumu) powinien być bardzo dobrze rekonstruowany. Na rysunku 4.11 ukazane są niedostatki obecnie używanego algorytmu rekonstrukcji energii, ujawnione dzięki zastosowaniu tej właśnie palety.

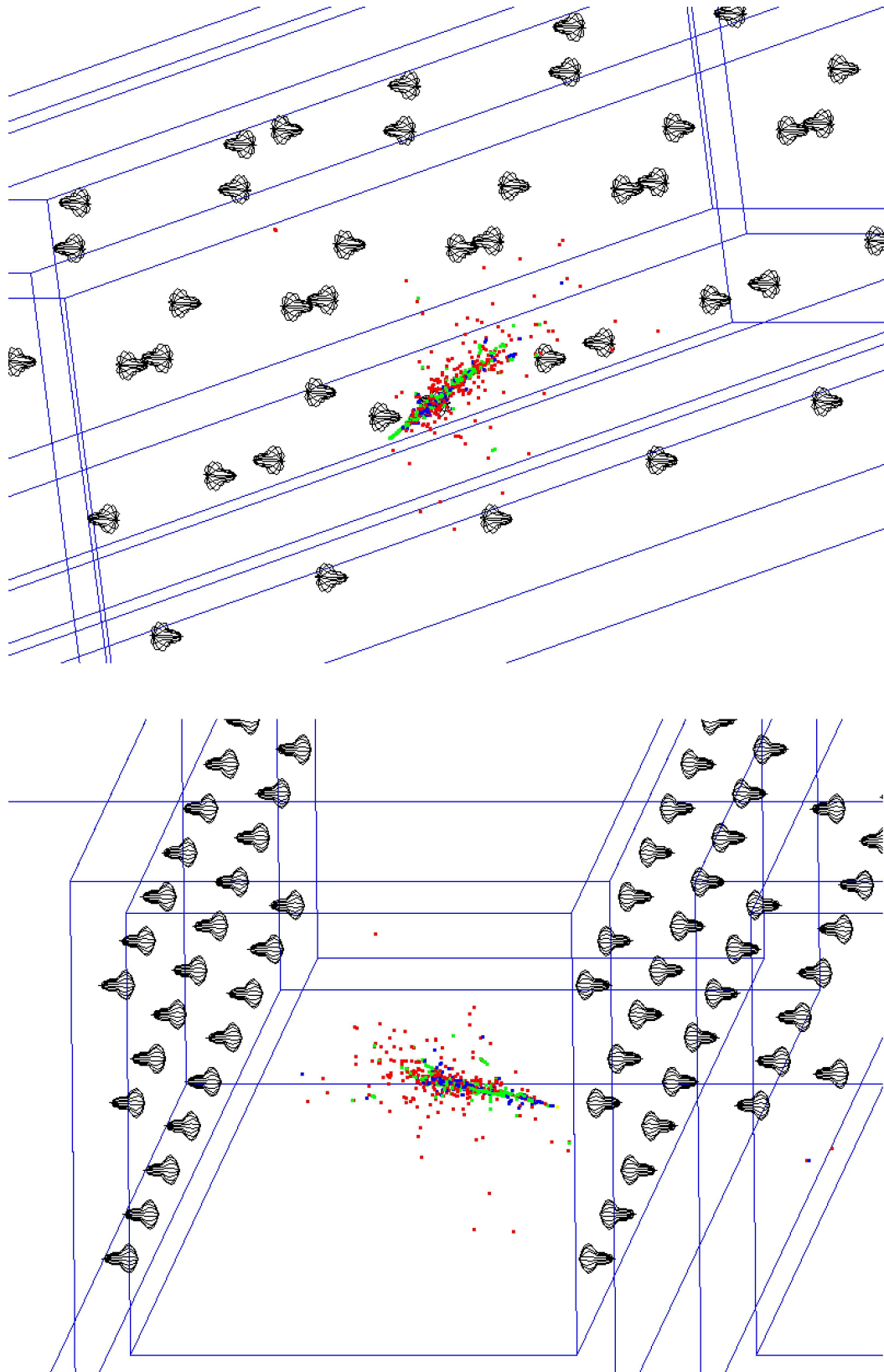
Znaczącą zmianą jest także poprawa wizualizacji 3D napisanej w OpenGL. Problemem było błędne wyświetlanie obracanego obrazu, który często stawał się niewidoczny. Rozwiązaniem okazała się zmiana pierwotnego lokalnego układu współrzędnych, który błędnie został przyjęty przez autorów QSCANA około 48 m od środka detektora T600 (środek hali, w której znajduje się detektor). Dla przypadków MC wprowadziłem też możliwość oglądania typu cząstki wchodzącej poprzez kolorowanie wierzchołków oddziaływań. Przykładowe obrazy wizualizacji po zmianach znajdują się na rysunku 4.12.



Rysunek 4.10: Palety kolorów wprowadzone do programu QSCAN (opis w tekście).



Rysunek 4.11: Rekonstrukcja energii kaskady przez program QSCAN. Na czarno zaznaczone są obszary nie zrekonstruowane przez algorytmy obecnie zastosowane w programie.



Rysunek 4.12: Poprawiona wizualizacja 3D w QSCANIE. Na zielono zaznaczone są elektrony, na niebiesko pozytony, na czerwono fotony i na żółto mezony π^0 . Na górnej części rysunku cząstką początkową jest elektron, na dolnej π^0 , oba o energii 12 GeV. W obu przypadkach zastosowany został obrót układu o inny kąt.

4.4 Wizualizacja kaskad elektromagnetycznych

Analiza wysokoenergetycznych kaskad jest bardzo trudna, dlatego też jednym z celów mojej pracy było napisanie specjalnego dodatku do programu QSCAN, dedykowanego rozbudowanej wizualizacji kaskad, zarówno dla danych rzeczywistych, jak i dla danych Monte Carlo. Wizualizacja kaskad z generacji programem FLUKA jest szczególnie ważna, gdyż na nich można analizować problemy i testować rozwiązania, które będą pomocne w analizie danych rzeczywistych. Starałem się więc, aby możliwości, jakie oferuje mój program były bardzo pomocne.



Rysunek 4.13: Okno *Supra Viewer* - dodatku do QSCANA. Na rysunku widoczny tor mionu o energii 1 TeV, przechodzący przez obie komory TPC modułu T300.

Ukazane na rysunku 4.13 okno *Supra Viewer* zawiera w górnym menu następujące komendy:

- *About* - informacje o projekcie,
- *Close* - zamknięcie okna,

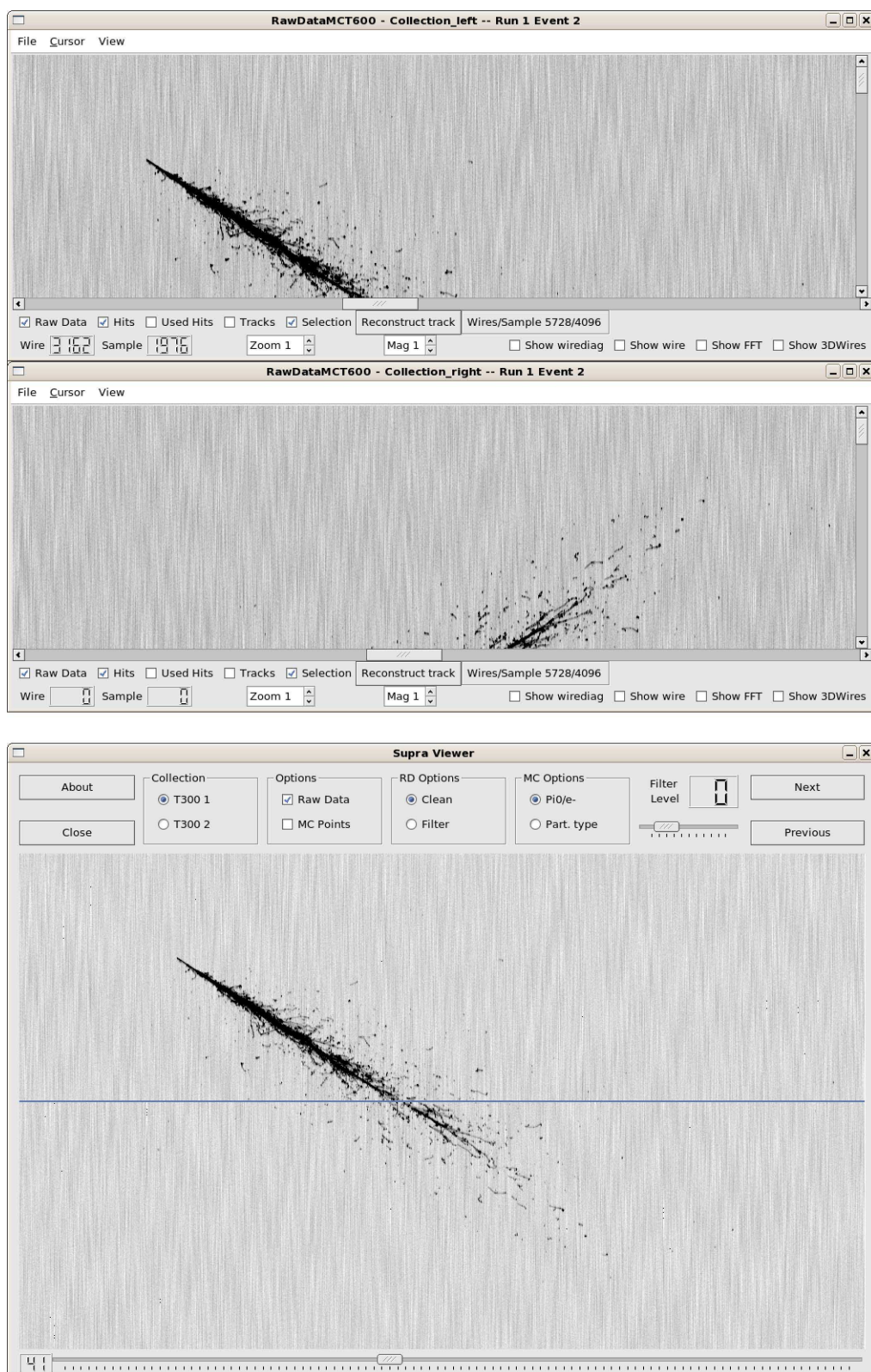
- *Collection* - wybór połączonych płaszczyzn Collection dla obu komór TPC wybranego modułu T300,
- *Options* - wybór opcji wyświetlania:
 - *Raw Data* - ukazanie zliczeń ADC w funkcji drutów i próbek czasowych,
 - *MC Points* - ukazanie danych Monte Carlo - wierzchołków oddziaływań cząstek w ciekłym argonie,
- *RD Options* - opcje dla danych Raw Data:
 - *Clean* - ukazanie zliczeń ADC różnymi kolorami dla różnych wartości tych zliczeń,
 - *Filter* - dane powyżej progu odpowiadającego określonej liczbie zliczeń ADC pokolorowane na czarno, poniżej progu na białe,
- *MC Options* - opcje dla danych Monte Carlo:
 - *Pi0/e-* - rozróżnienie kaskad pochodzących od elektronów i fotonów z rozpadów mezonów π^0 ,
 - *Part. type* - ukazanie różnymi kolorami elektronów, pozytonów, fotonów i mezonów π^0 , stanowiących wchodzącą cząstkę w kolejnych wierzchołkach kaskady elektromagnetycznej,
- *Filter Level* - kontrola poziomu obciążenia dla wyświetlania *Raw Data / Filter*,
- *Next* - kolejny przypadek w pliku z danymi,
- *Previous* - poprzedni przypadek w pliku.

W środkowej części rysunku 4.13 ukazany jest główny obrazek programu, na którym wyświetlane są wybrane przez użytkownika dane we współrzędnych numer drutu - próbka czasowa. Przekazane przeze mnie użytkownikowi opcje wyboru wyświetlania dają mnóstwo możliwości. Poniżej obrazka z danymi znajduje się pasek przewijania (przypadek nie mieści się na jednym ekranie) oraz informacja o miejscu aktualnego położenia podana jako procent całkowitej liczby drutów.

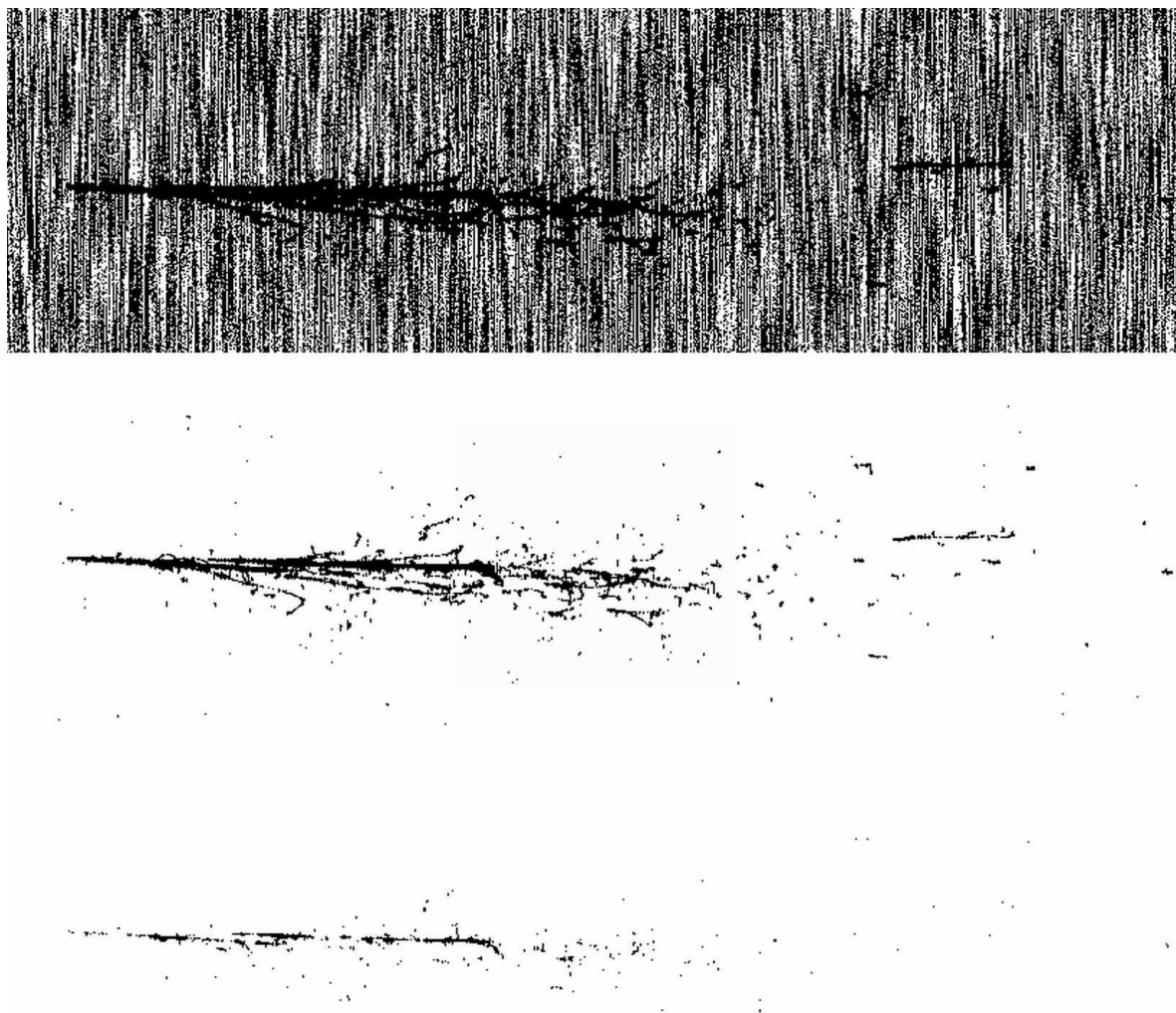
Szczególnie istotne jest ukazanie połączonych płaszczyzn Collection Left i Collection

Right, które w podstawowej wersji programu QSCAN są oddzielone. Problemem była numeracja drutów, inna dla obu tych płaszczyzn. Dla prawej komory druty od 0 do 5183 liczone są wzdłuż modułu, a następnie druty od 5184 do 5727 w dół modułu, a z kolei dla lewej komory w przeciwnym kierunku i na dodatek 0 - 543 w górę, a 544 do 5727 wzdłuż modułu. Było to spowodowane najprawdopodobniej względami konstrukcyjnymi detektora. Biorąc pod uwagę sposób umieszczenia drutów w płaszczyznach Collection (pod kątem 60°), różne są zrzurowane odległości pomiędzy nimi dla drutów 5184 do 5727 płaszczyzny Collection Right i 0 do 543 Collection Left równe $2,991/\sin(30^\circ)$ mm, a dla reszty drutów równe $2,991/\cos(30^\circ)$ mm (2,991 mm to odległość między drutami w kierunku do nich prostopadłym). Wszystko to zostało przeze mnie uwzględnione w kodzie. Oddzielna wizualizacja dla obu komór TPC pojedynczego modułu jest bardzo uciążliwa w przypadku przejścia cząstek przez katodę, kiedy obraz przypadku widoczny jest na dwóch płaszczyznach Collection. Analiza takich przypadków wymaga sporej wyobraźni przestrzennej. Fakt, że mój program zszywa obie części przypadku stanowi więc znaczące ułatwienie. Porównanie wizualizacji przypadku kaskad z rozpadu mezonu π^0 przechodzących przez katodę w wykonaniu oryginalnego programu QSCAN i dla wprowadzonego przeze mnie kodu znajduje się na rysunku 4.14.

Możliwy jest wybór danych rzeczywistych lub danych Monte Carlo. Dla danych Raw Data wyświetlana jest zależność zliczeń ADC od próbek czasowych i numerów drutów. Nowością w stosunku do wizualizacji przyjętej w QSCANIE jest bogatsza paleta barw. Oryginalny QSCAN posiada 256-kolorową paletę barw (8 bitów) dla wizualizacji płaszczyzn drutów, przy czym paleta ta jest ograniczana dla powiększeń obrazów w przypadku rekonstrukcji torów i energii, ponieważ program rezerwuje na ukazanie ich część barw z palety. W moim kodzie używam 32-bitowej palety barw, co nie powoduje już tak wielu trudności w manewrowaniu barwami i nie ogranicza możliwości wyświetlania. Dodatkowo wprowadziłem możliwość wyświetlania jedynie sygnału większego od zadanego przez użytkownika poziomu w celu lepszej analizy strat energii na drutach w zależności od czasu. Przykład działania programu dla kilku poziomów cięcia znajduje się na rysunku 4.15. Opcja ta może być przydatna w wykorzystaniu obszarów o największym depozycie energii w algorytmach wielokryterialnych rozróżniania mezonów π^0 i elektronów. Ilustruje to rysunek 4.15, gdzie przy progu 50 zliczeń ADC uwidaczniają się dwie kaskady, co oznacza, że pierwotną cząstką było π^0 , a nie elektron.



Rysunek 4.14: Porównanie wizualizacji kaskad z rozpadu mezonu π^0 przechodzących przez katodę w wykonaniu oryginalnego programu QSCAN i programu *Supra Viewer*; niebieską linią zaznaczona jest katoda.



Rysunek 4.15: Oddziaływanie mezonu π^0 o energii 5 GeV dla widoków *Filter* 10, 20 i 50 zliczeń ADC.

Jeżeli chodzi o przypadki Monte Carlo, to możliwe jest dodatkowo ukazanie wierzchołków oddziaływań, związanych z symulacją przejścia wybranej cząstki przez ciekły argon. Punkty ukazywane są poprzez rzutowanie współrzędnych układu kartezjańskiego przyjętego w eksperymencie na współrzędne drut - próbka czasowa, a następnie na kolejnym rzutowaniu na obrazek z danymi. Możliwe do wyboru są dwie opcje wyświetlania.

Pierwsza umożliwia odróżnienie kaskad powodowanych przez elektrony od tych z rozpadu mezonu π^0 na dwa fotony poprzez zaznaczenie wierzchołków pierwotnych fotonów z rozpadu oraz wierzchołka samego mezonu π^0 . Dla kaskady powodowanej przez elektron takiego rozróżnienia nie ma. Przykład wykorzystania tej opcji znajduje się na rysunkach 4.16 i 4.17. Wierzchołek rozpadu mezonu π^0 pokazany jest w kolorze cyjanowym,

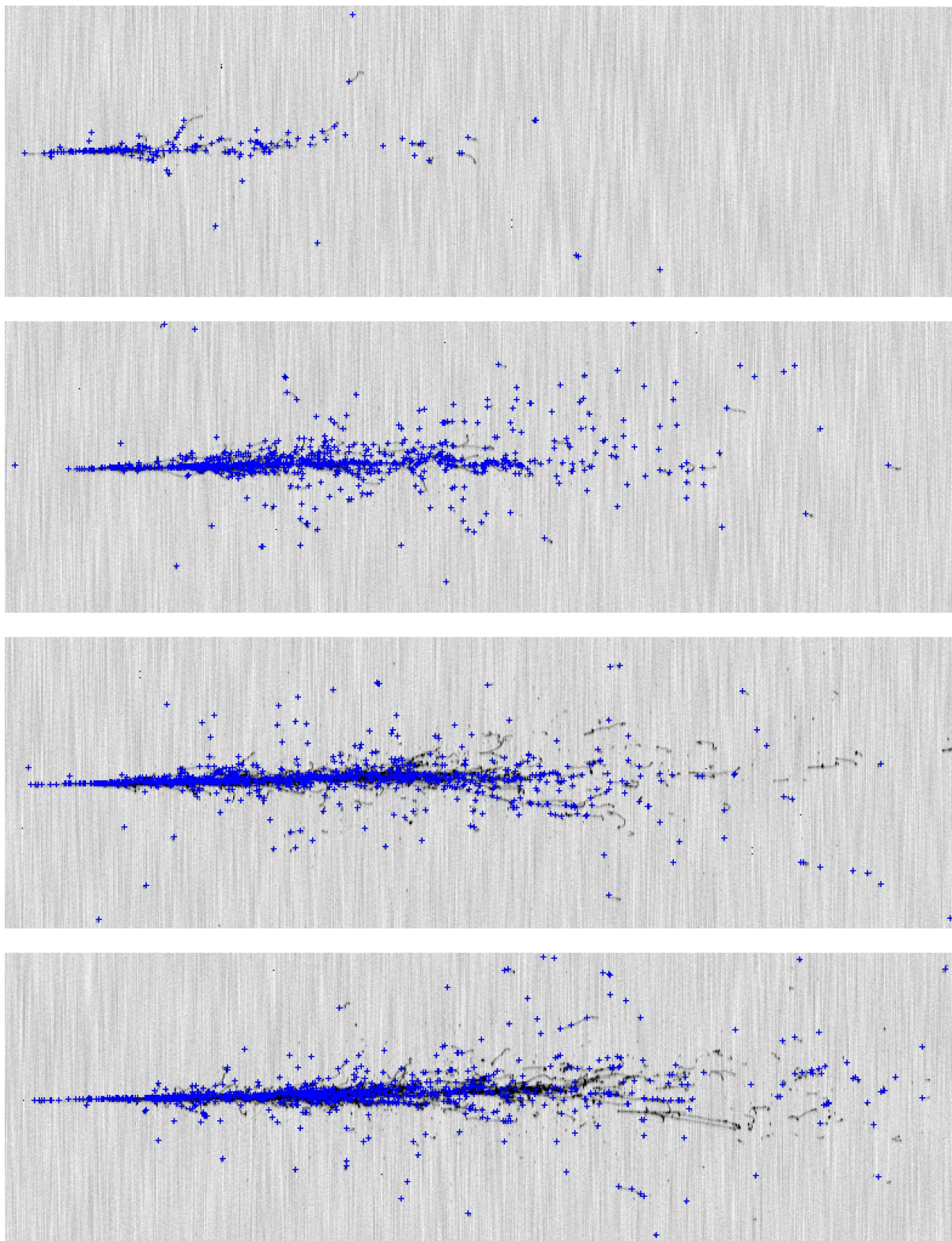
wierzchołki pierwotnych fotonów z rozpadu - w kolorze czerwonym, a wszystkie pozostałe wierzchołki - w kolorze niebieskim. Na przyszłość planuje się zastosowanie dwu różnych kolorów dla wszystkich wierzchołków w każdej z dwu kaskad, ale wymaga to przekazania dodatkowych informacji o generacji MC z programu FLUKA do programu QSCAN.

Druga opcja umożliwia pokolorowanie wierzchołków oddziaływań w zależności od typu cząstki wchodzącej: na zielono elektrony, na niebiesko pozytony, na czerwono fotony, a w kolorze cyjanowym mezony π^0 . Te barwy przyjęte zostały przeze mnie w celu lepszej analizy kaskad elektromagnetycznych.

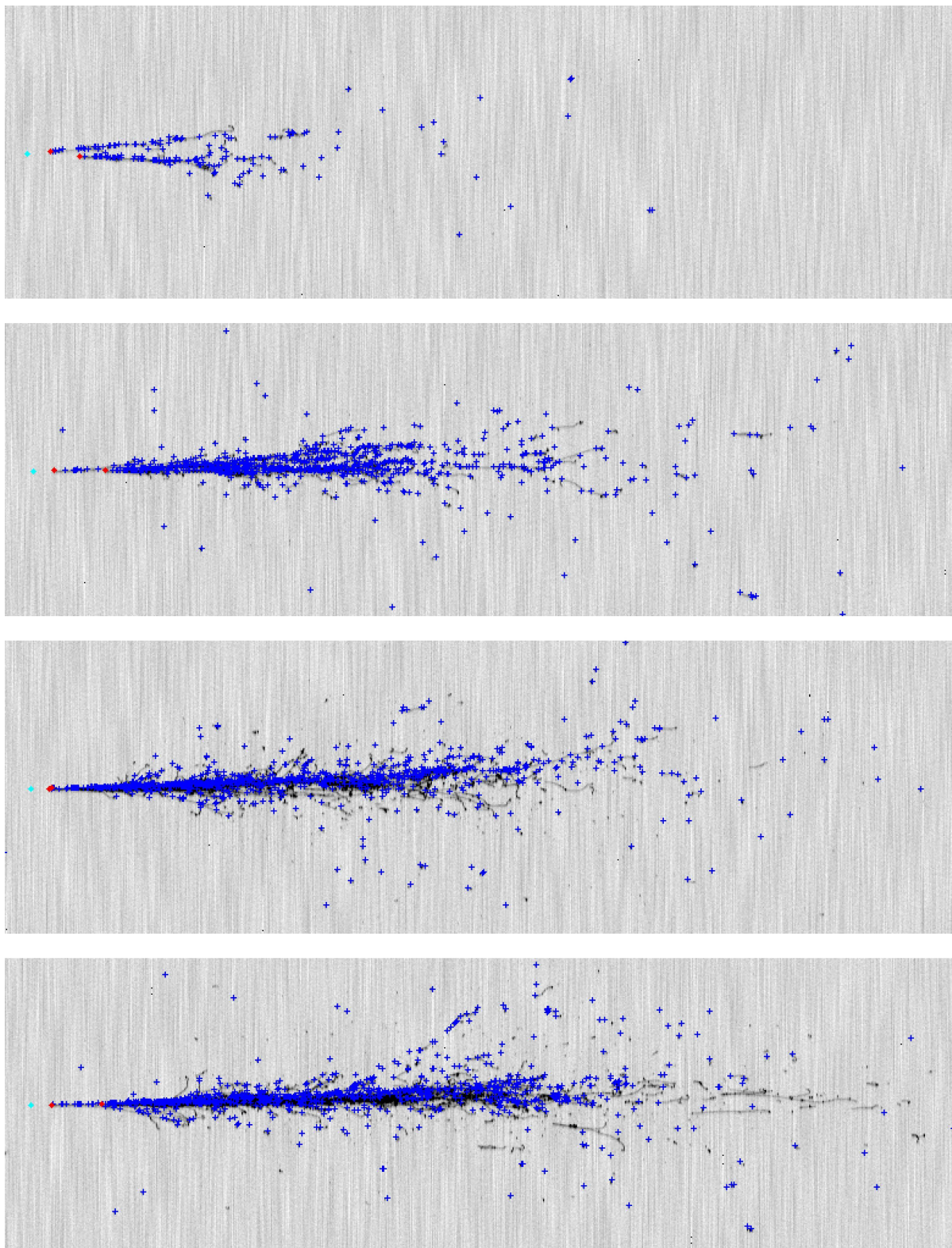
Przykład wykorzystania tej opcji znajduje się na rysunkach od 4.18 do 4.22. Pierwsze dwa rysunki stanowią porównanie kaskad powstałych w wyniku oddziaływań elektronów oraz mezonów π^0 dla energii 1, 5, 10 i 12 GeV (wartość około 12 GeV będzie najczęściej występującą wartością energii w wiązce CNGS). Dla kaskad powstałych wskutek oddziaływania elektronów widoczny jest długi, typowo na kilkadziesiąt drutów, tor pierwotnego elektronu, który następnie emituje foton. Gdy foton ma wystarczającą energię, następuje kreacja pary e^+e^- , po czym następują kolejno procesy wypromieniowania fotonu i kreacji par. Dla mezonów π^0 z rysunku 4.19 widoczny jest punkt ich rozpadu na dwa fotony, które kreują pary e^+e^- , po czym następują procesy emisji fotonów i kreacji par. Na ogół jako pierwszy punkt widoczny jest czerwony krzyżyk odpowiadający konwersji pierwszego fotonu.

Lepszy ogłęd tego typu przypadków dają rysunki 4.20 i 4.21, pokazujące schemat rozwoju kaskad dla elektronu i mezonu π^0 o energiach 3 GeV. Widoczne jest rozdzielenie kaskad fotonowych z rozpadu mezonu π^0 , co powoduje, że rozkład poprzeczny ładunku jest w tym przypadku szerszy niż dla pojedynczej kaskady dla elektronu. Na rysunku 4.22 natomiast ukazana jest kaskada na torze mionowym, uprzednio pokazana na rysunku 4.4, jednak tutaj ten przypadek został dokładniej przeanalizowany. Widoczne są elektrony delta, uwolnione podczas przejścia tego wysokoenergetycznego mionu przez ciekły argon, wypromieniowany niskoenergetyczny foton oraz para e^+e^- , która miała wystarczającą energię, żeby wytworzyć kaskady elektromagnetyczne.

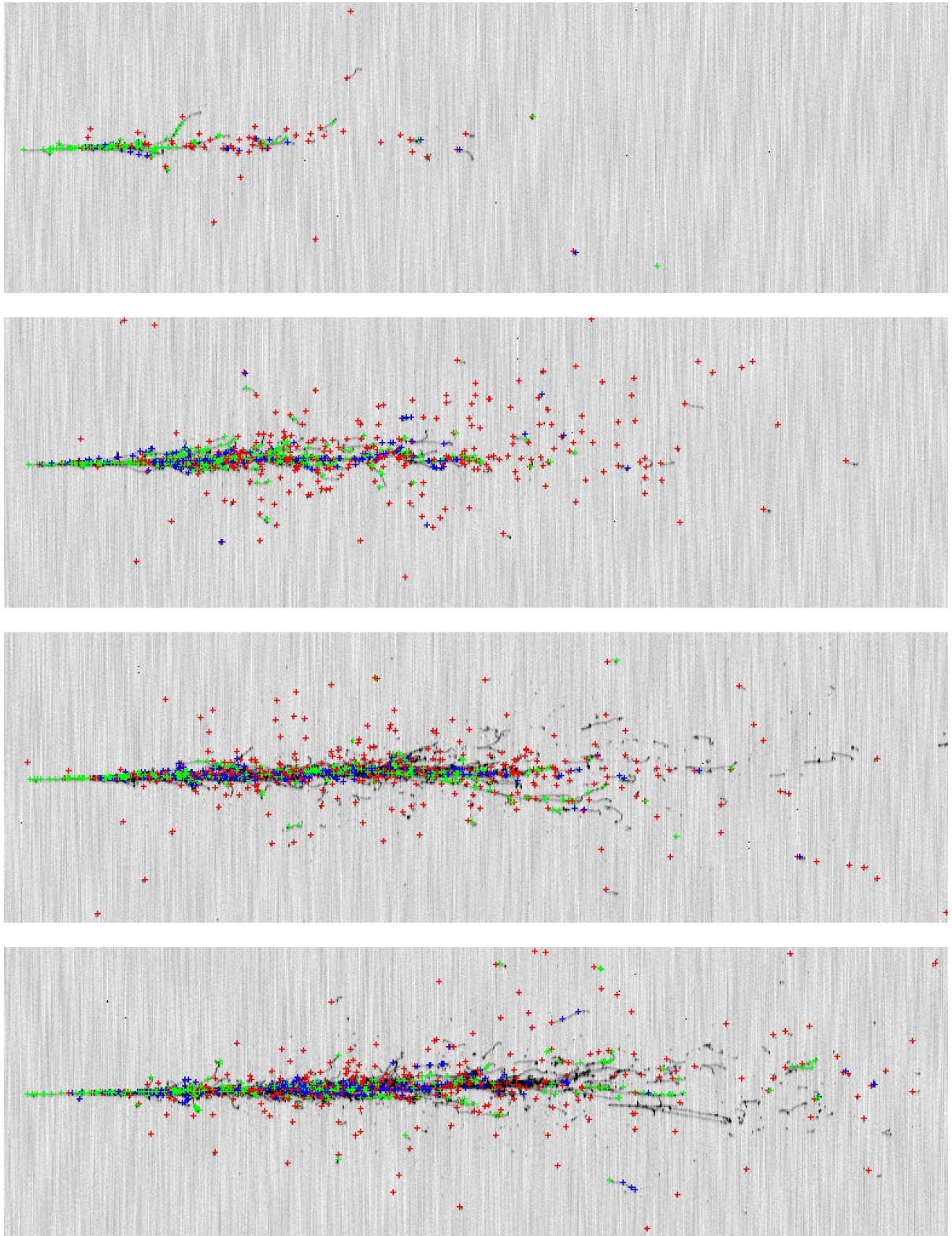
Dodane przeze mnie nowe okno w programie QSCAN daje więc nowe, wspaniałe możliwości analizy kaskad elektromagnetycznych dzięki zastosowaniu opisanych powyżej opcji.



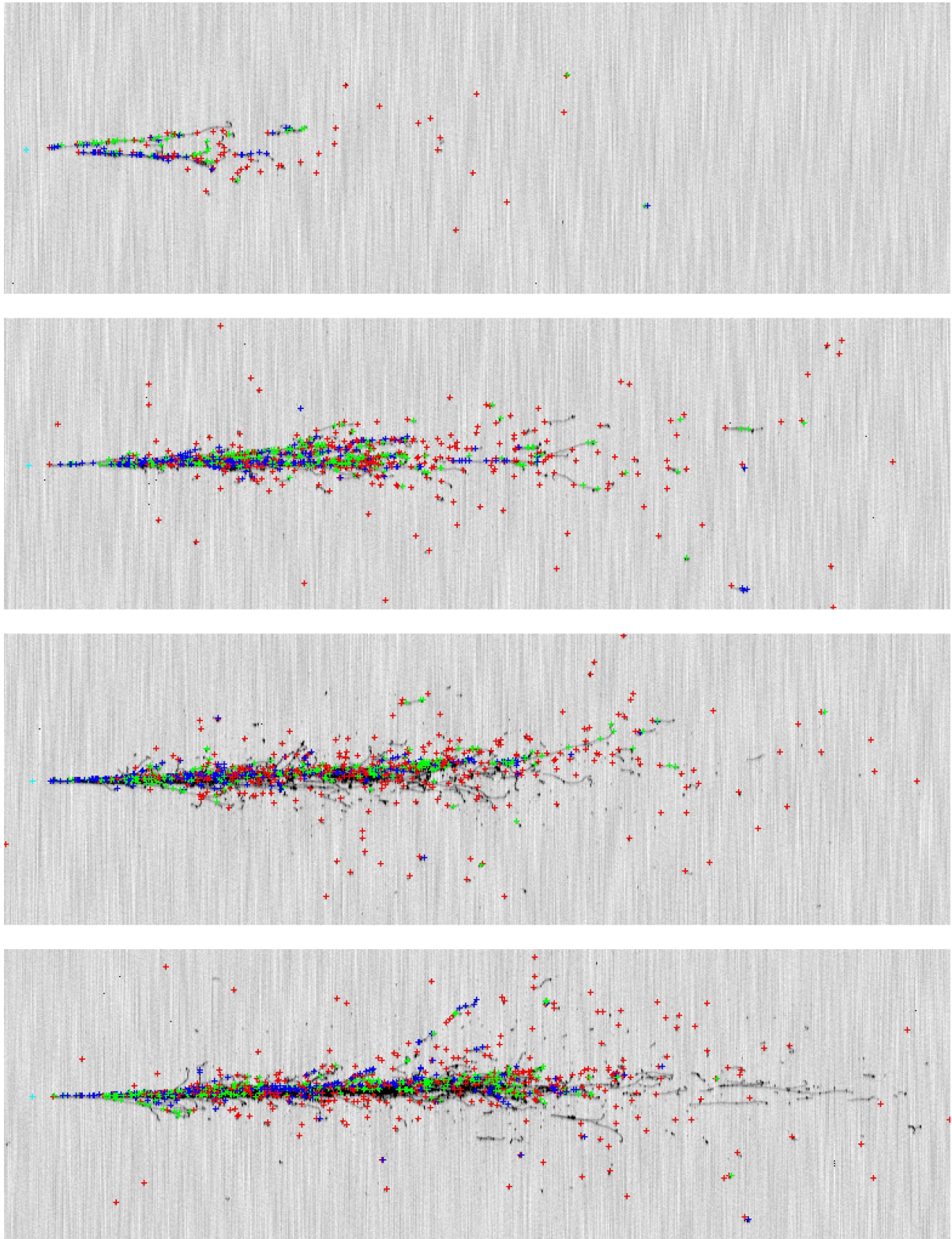
Rysunek 4.16: Oddziaływania elektronów o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie uzyskane przy pomocy opcji *Pi0/e-* programu *Supra Viewer*. Dla elektronów o wyższych energiach brak jest części wierzchołków oddziaływań, co wynika z obecnego ograniczenia w programie FLUKA, przechowującego informacje dla maksymalnej liczby tysiąca wierzchołków.



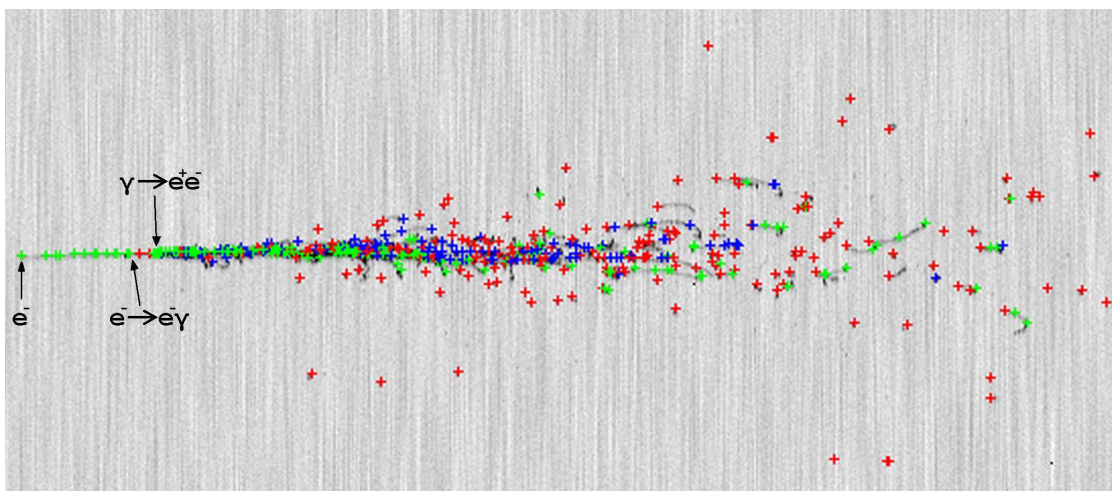
Rysunek 4.17: Oddziaływania mezonów π^0 o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie uzyskane przy pomocy opcji *Pi0/e-* programu *Supra Viewer*.



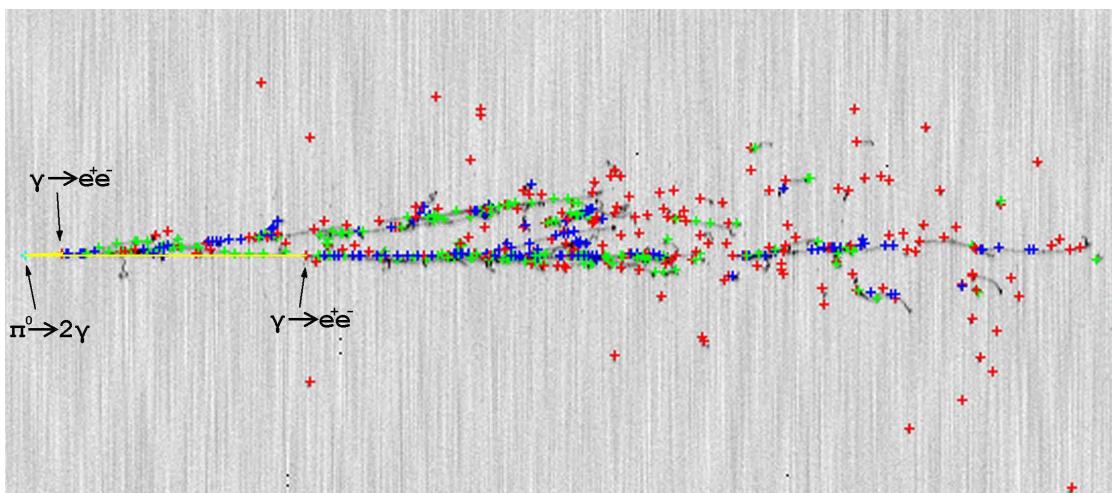
Rysunek 4.18: Kaskady dla elektronów o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie, uzyskane przy pomocy opcji *Part. type* programu *Supra Viewer*.



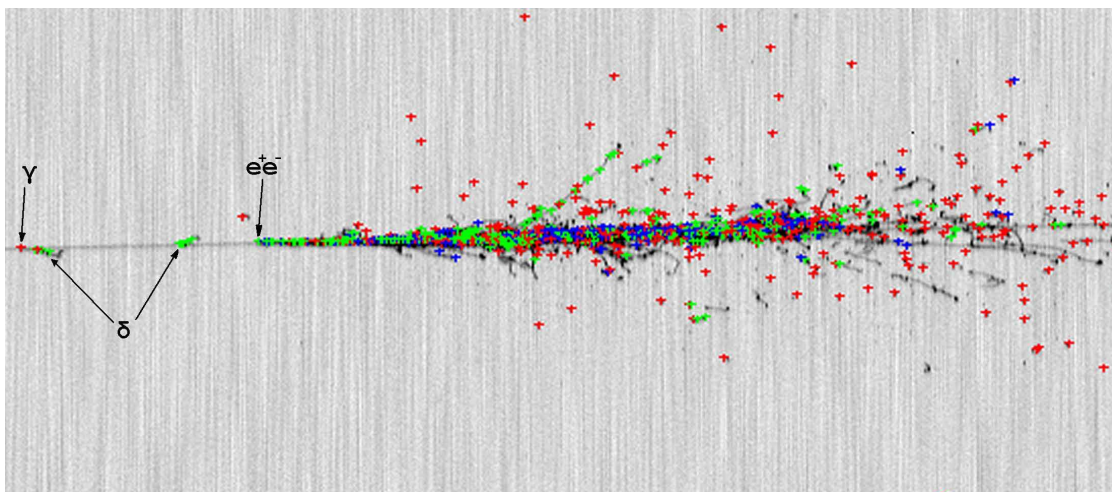
Rysunek 4.19: Kaskady dla fotonów z rozpadów mezonów π^0 o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie, uzyskane przy pomocy opcji *Part. type* programu *Supra Viewer*.



Rysunek 4.20: Kaskada dla elektronu o energii 3 GeV, ukazana w programie *Supra Viewer*.



Rysunek 4.21: Kaskady dla fotonów z rozpadu mezonu π^0 o energii 3 GeV, ukazane w programie *Supra Viewer*.



Rysunek 4.22: Oddziaływanie mionu o energii 1 TeV, ukazane w programie *Supra Viewer*.

Podsumowanie

W pracy przedstawiłem analizę kaskad elektromagnetycznych w ciekłoargonowym detektorze eksperymentu ICARUS, posługując się głównie programem QSCAN do rekonstrukcji i wizualizacji danych z tego eksperymentu. Dane testowe w ogromnej mierze pochodziły z generacji programem FLUKA. Podczas pracy zapoznałem się także z problematyką eksperymentu ICARUS: celami badań, budową detektora oraz modelem kaskad elektromagnetycznych.

Postawione przede mną zadanie polegało głównie na napisaniu dodatku do programu QSCAN (program ten nie posiada dokumentacji, co stanowiło z początku duże wyzwanie), który zapewniłby lepszą, niż obecna, wizualizację, szczególnie w zastosowaniu do analizy kaskad elektromagnetycznych. Przygotowany przeze mnie program zawiera szereg nowych możliwości: równoczesną wizualizację obu płaszczyzn Collection każdego modułu detektora, zastosowanie progu energetycznego na wartość wyświetlanego sygnału, a dla danych z symulacji Monte Carlo pokazuje wierzchołki poszczególnych oddziaływań w argonie oraz pozwala na kolorystyczne rozróżnienie wierzchołków w zależności od rodzaju cząstki inicjującej oddziaływanie. Dodatkowe, użyteczne opcje będą mogły być dodane po uzupełnieniu informacji przekazywanych z programu FLUKA do programu QSCAN. Poza napisaniem tego dodatkowego kodu, zaproponowałem też kilka ulepszeń do głównej części programu oraz poprawiłem kilka błędów.

Dotychczasowe próby przeprowadzone przy użyciu napisanego przeze mnie dodatku do programu QSCAN pokazują, że stanowić on będzie cenne narzędzie w analizie kaskad elektromagnetycznych w eksperymencie ICARUS, służąc zarówno do testowania algorytmów trójwymiarowej rekonstrukcji, jak też do szybkiego sprawdzania różnych cięć, które mogą być zastosowane w wielowymiarowej analizie, mającej na celu rozróżnienie elektronów i mezonów π^0 . Zastosowane przeze mnie rozwiązania zostaną przedstawione współpracy ICARUS w celu wprowadzenia ich do podstawowej wersji programu QSCAN.

Podziękowania

Chciałbym podziękować profesor Agnieszce Zalewskiej za wspaniałą opiekę i pomoc w trakcie pisania pracy. Bardzo dziękuję także Tomaszowi Wąchale za dobre rady dotyczące rozwiązywania problemów w QSCANIE oraz Dorocie Stefan za pomoc z programem FLUKA.

Bibliografia

- [1] C. Rubbia, *The Liquid-Argon Time Projection Chamber: A New Concept For Neutrino Detector*, CERN-EP/77-08 (1977).
- [2] F. Arneodo, i in., *Performance of 10 m³ ICARUS liquid Argon prototype*, Nucl. Instr. and Meth. **A 498** (2003) 293.
- [3] F. Arneodo, i in., *Detection of Cherenkov light emission in liquid Argon*, Nucl. Instr. and Meth. **A 516** (2004) 348.
- [4] ICARUS Collab., *Design, construction and tests of the ICARUS T600 detector*, Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research **A 527** (2004) 329-410.
- [5] Y. Fukuda i in., (SuperKamiokande Collab.), *Evidence For Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562-1567.
- [6] H.M. Ahn i in. (K2K Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003).
- [7] Q.R. Ahmad i in. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001); Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002); Phys. Rev. Lett. **89**, 011302 (2002);.
- [8] K. Eguchi i in. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 021802 (2003).
- [9] <http://www.astro.psu.edu/users/nnp/cr.html>
- [10] http://en.wikipedia.org/wiki/Solar_neutrino
- [11] ICARUS Collab., *The ICARUS 50 l LAr TPC in the CERN ν Beam, Proceedings of 36th Workshop On New Detectors, Erice, Italy / 1-7 Nov. 1997*, World Scientific (1999) 3.
- [12] ICARUS Collab., *A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory*, LNGS-P28/2001.

- [13] I. Gil-Botella, A. Rubbia, *Decoupling Supernova and neutrino oscillation physics with LAr TPC detectors*, **hep-ph/0404151**.
- [14] D. Kielczewska, *Neutrinos from Supernovae*, Int. Journal of Modern Physics, D **3**, No. 2, 331-377 (1994).
- [15] <http://nu.phys.laurentian.ca/~fleurot/supernova/>
- [16] <http://proj-cnsgs.web.cern.ch/>
G. Giacomelli, *The CNGS Neutrino Beam*, **arXiv:physics/0703247v1**.
- [17] <http://operaweb.lngs.infn.it/>
- [18] <http://borex.lngs.infn.it/>
- [19] <http://www.bo.infn.it/lvd/>
- [20] Acquafredda, R., i inni, *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, New Journal of Physics, Volume 8, Issue 12, pp. 303 (2006).
F. Terranova, *Starting of the OPERA data taking with the CNGS beam*, http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/experiments_scientific_info/conferences_seminars/seminars/Opera_stup_files/Opera_LNGS_22.08.pdf
H. Menghetti, *First results of the CNGS beam monitor with LVD*, http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/experiments_scientific_info/conferences_seminars/seminars/Opera_stup_files/LVD_CNGS22AugLNGS.pdf
M. Pallavicini, *A few CNGS events in BOREXINO*, http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/experiments_scientific_info/conferences_seminars/seminars/Opera_stup_files/Borex_22-08-2006_CNGS.pdf
- [21] S.T. Clark, *Searches for proton decay with the SuperKamiokande detector*, PhD Thesis, Boston University, 2007, http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/pub/clark_thesis.pdf.
- [22] M. Shiozawa (SuperKamiokande Collab.), *Mini-review on Nucleon Decay*, Proceedings of ICHEP 2000 - XXXth Int. Conf. on HEP, Osaka, Japan, July 27-Aug 2, 2000,

- Vol. 2., 1183-1186.
- K.S. Ganezer (SuperKamiokande Collab.), *The Search for Nucleon Decay at Super-Kamiokande*, Int. J. Mod. Phys. A, 2001, Vol 16 Issue 1b supp, Page: 855 - 859.
- [23] <http://www.fluka.org/>
- [24] A. Fassó i in., CERN-2005-10 (2005), INFN/TC-05/11, SLAC-R-773.
A. Fassó i in., Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference (CHEP2003), La Jolla, CA, USA, March 24-28, 2003, (MOMT005), eConf C0303241 (2003), **arXiv:hep-ph/0306267**.
- [25] A. Ereditato, *ICARUS A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory and The CNGS beam from CERN to Gran Sasso*, <http://www1.na.infn.it/wsubnucl/cosm/icarus/seminars/spsc2002.pdf>
- [26] F. Arneodo, *The ICARUS T600 Liquid Argon Time Projection Chamber*, http://icarus.lngs.infn.it/serwer/conferences/icarus_imaging03.ppt
- [27] C. Carpanese, *ICARUS: a status report on the T600 detector construction and its data acquisition system*, <http://neutrino.ethz.ch/Doktoranden2000/Carpanese.pdf>
- [28] E. Calligarich, *Some aspects of the cryogenics for a big LAr TPC detector*, <http://cryodet.lngs.infn.it/march2006/agenda/Calligarich.ppt>
- [29] A. Badertscher, *The ICARUS T600 LAr TPC*, <http://www.chipp.ch/talks/A5-Badertscher.ppt>
- [30] J. Rico, *Status of ICARUS*, http://moriond.in2p3.fr/EW/2002/transparencies/3_Tuesday/evening/J_Rico/J_Rico.pdf
- [31] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [32] http://www.phys.ufl.edu/~group/main_site/DISS_PAGE/EM_SHOWER.ps
- [33] Particle Data Group, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2006) 1.
- [34] H. Davies, H.A. Bethe and L.C. Maximon, Phys. Rev. **93**, 788 (1954).
- [35] <http://physics.nist.gov/Divisions/Div846/Glossary/glossary.html>

- [36] A. Ferrari, I. Gil Botella, A. Rubbia, *Implementation of T600 geometry and wire plane readout in FLUKA and the Neutron Background Capture Rate*, ICARUS/TM-2001/05.
- [37] <http://alleg.sourceforge.net/>
- [38] <http://trolltech.com/products/qt/>
- [39] <http://www.opengl.org/>
- [40] D.Stefan, T.Wachala, *Application of Neural Networks to Simulated Data for Liquid Argon TPC's* , Acta Phys. Pol. **B 37** (2006) p.1893-2216.
- [41] R. Dolfini *et al.*, *ICARUS T600: low energy electrons*, http://www.pv.infn.it/~icaruss/Pavia/Alessandro/LEE_ICARUS_280605.ppt

Spis rysunków

1.1	Kaskada cząstek, powstała w wyniku oddziaływania cząstki promieniowania kosmicznego z jądrem w górnej warstwie atmosfery [9].	7
1.2	Cykl pp reakcji zachodzących w Słońcu [10].	8
1.3	Neutrino z Supernowej SN1987A. 8 neutron wykrytych przez IMB miało większą średnią energię niż 12 neutron wykrytych przez eksperyment Kamiokande, ponieważ detektor IMB nie był czuły na niższe wartości energii neutron (progi energetyczne IMB 19 MeV, Kamiokande 7,5 MeV, Baksan 10 MeV [14]) [15].	10
1.4	Ilustracja oscylacji neutron mionowych w taonowe dla wiązki CNGS [16]. Pierwsze maksimum dla ν_τ o energii 17 GeV występuje dla $L \approx 7700$ km. .	11
1.5	Symulowany przypadek rozpadu protonu w detektorze eksperymentu ICARUS [25].	13
1.6	Detektor ICARUS T600. 1. Przepusty dla przewodów wysokiego napięcia, 2. Katody, 3. Elektrody kształtujące pole, 4. Dzielniki napięcia, 5. Kierunek dryfu elektronów, 6. Płaszczyzny drutów anodowych, 7. Krio-stat, 8. Panele osłony termicznej, 9. Przepusty dla drutów sygnałowych [4].	15
1.7	Ilustracja sposobu powstawania i zbierania sygnału w eksperymencie ICARUS [26].	16
1.8	Numeracja drutów w detektorze T300 eksperymentu ICARUS [27].	19
1.9	Fotografia fotopowielacza służącego do rejestracji światła scyntylacyjnego w detektorze eksperymentu ICARUS [29].	21

1.10	Ilustracja sposobu działania systemu fotopowielaczy dla spektrum UV 128 nm oraz 10000 γ /MeV. W górnej części rysunku ukazany jest obraz całej komory TPC oraz rozmieszczenie fotopowielaczy. Zbliżenie fotopowielacza 9 ukazane jest na dolnym rysunku po prawej stronie. Najpierw dociera do niego sygnał od mionu, następnie od elektronu z rozpadu mionu, a na końcu od fragmentu toru innej cząstki (prawdopodobnie mionu). Kształt sygnału zarejestrowanego przez fotopowielacz ukazany jest jako zależność zliczeń fotonów od czasu na dolnym rysunku po lewej stronie [25].	22
1.11	Funkcjonalny schemat odczytu sygnału z pojedynczego drutu [4].	24
1.12	Schemat architektury systemu zbierania danych [4].	26
1.13	Przebieg chłodzenia kriostatu i wypełniania go ciekłym argonem. Na niebiesko najwyższa temp., zielono - średnia, czerwono - najniższa [28].	27
1.14	Fragment wielkiego pęku w postaci wiązki mionów [30].	29
1.15	Długie tory mionowe [25].	29
1.16	Oddziaływanie hadronowe [25].	29
1.17	Kaskady elektromagnetyczne (na górnym rysunku także kaskada hadronowa) na torach mionów o energiach rzędu co najmniej TeV [25].	30
1.18	Rozpad mionu [30].	30
2.1	Obrazy oddziaływania hiperonu Λ w ciekłym argonie uzyskane przy użyciu programu QSCAN. Przypadek wygenerowany programem FLUKA, przedstawiony jest na 3 kolejnych płaszczyznach drutów: Induction-1, Induction-2 i Collection. Ukazany jest zachodzący z 36-procentowym prawdopodobieństwem rozpad hiperonu Λ o zadanym pędzie 6,694 GeV/c na neutron o pędzie 5,772 GeV/c (kaskada hadronowa widoczna po prawej stronie płaszczyzny Collection) oraz na cząstkę π^0 0,922 GeV/c, powodującą dwie niewielkie kaskady EM po rozpadzie $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, widoczne po lewej stronie dla płaszczyzny Collection.	35
2.2	Główne okno programu QSCAN.	36

2.3	Wielkość zgromadzonego ładunku na jednym drucie w zależności od numeru próbki czasowej. Dane pochodzą z wygenerowanego programem FLUKA przypadku oddziaływania hiperonu Λ w ciekłym argonie (pokazanego na rysunku 2.1) dla płaszczyzny Collection i numeru drutu 2453. Widoczny jest szum własny drutu i jego elektroniki odczytu (na poziomie około 10 zliczeń) oraz nakładający się szum niskiej częstotliwości (możliwy do odfiltrowania).	37
3.1	Schemat powstawania kaskady elektromagnetycznej [32].	38
3.2	Straty energii fotonów w wodzie [35]. Dla energii większych niż 100 MeV dominuje kreacja par.	40
3.3	Straty energii elektronów w węglu; na rysunku ukazane także dwie definicje energii krytycznej E_c [33].	41
4.1	Kaskady elektromagnetyczne powstałe wskutek oddziaływania z argonem elektronów o energiach 0,5, 1, 2, 3, 5 oraz 10 GeV.	45
4.2	Kaskady elektromagnetyczne powstałe wskutek rozpadu na dwa fotony mezonów π^0 o energiach 0,5, 1, 2, 3, 5 oraz 10 GeV.	46
4.3	Kaskada elektromagnetyczna powstała wskutek oddziaływania z argonem fotonu o energii 5 GeV.	47
4.4	Kaskada elektromagnetyczna powstała w argonie na torze mionu o energii 1 TeV. Widać, że mion stracił niewielką tylko część swojej energii, gdyż nie zmienił się kierunek jego toru.	47
4.5	Liczba zliczeń ADC w funkcji numeru drutu dla kaskad z rysunku 4.1 (punkt odpowiada sumie zliczeń dla 25 drutów) dla próbek czasowych 600-1200.	49
4.6	Liczba zliczeń ADC w funkcji numeru drutu dla kaskad z rysunku 4.2 (punkt odpowiada sumie zliczeń dla 25 drutów) dla próbek czasowych 600-1200.	49
4.7	Liczba zliczeń ADC w zależności od próbki czasowej dla drutów 2100-2900 dla kaskad z rysunku 4.1.	50
4.8	Liczba zliczeń ADC w zależności od próbki czasowej dla drutów 2100-2900 dla kaskad z rysunku 4.2.	50

4.9	Przykładowe obrazy uzyskane przy pomocy programu F2IV. Na górnym rysunku widoczny jest rozkład pędów cząstek dla kaskady powodowanej przez elektron o energii 6 GeV; na dolnym odzyskane tory pozytonów i elektronów dla kaskad z rozpadu π^0 o energii 1,01 GeV.	53
4.10	Palety kolorów wprowadzone do programu QSCAN (opis w tekście).	55
4.11	Rekonstrukcja energii kaskady przez program QSCAN. Na czarno zaznaczone są obszary nie zrekonstruowane przez algorytmy obecnie zastosowane w programie.	55
4.12	Poprawiona wizualizacja 3D w QSCANIE. Na zielono zaznaczone są elektrony, na niebiesko pozytony, na czerwono fotony i na żółto mezony π^0 . Na górnej części rysunku cząstką początkową jest elektron, na dolnej π^0 , oba o energii 12 GeV. W obu przypadkach zastosowany został obrót układu o inny kąt.	56
4.13	Okno <i>Supra Viewer</i> - dodatku do QSCAN. Na rysunku widoczny tor mionu o energii 1 TeV, przechodzący przez obie komory TPC modułu T300.	57
4.14	Porównanie wizualizacji kaskad z rozpadu mezonu π^0 przechodzących przez katodę w wykonaniu oryginalnego programu QSCAN i programu <i>Supra Viewer</i> ; niebieską linią zaznaczona jest katoda.	60
4.15	Oddziaływanie mezonu π^0 o energii 5 GeV dla widoków <i>Filter</i> 10, 20 i 50 zliczeń ADC.	61
4.16	Oddziaływania elektronów o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie uzyskane przy pomocy opcji <i>Pi0/e-</i> programu <i>Supra Viewer</i> . Dla elektronów o wyższych energiach brak jest części wierzchołków oddziaływań, co wynika z obecnego ograniczenia w programie FLUKA, przechowującego informacje dla maksymalnej liczby tysiąca wierzchołków.	63
4.17	Oddziaływania mezonów π^0 o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie uzyskane przy pomocy opcji <i>Pi0/e-</i> programu <i>Supra Viewer</i>	64
4.18	Kaskady dla elektronów o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie, uzyskane przy pomocy opcji <i>Part. type</i> programu <i>Supra Viewer</i>	65
4.19	Kaskady dla fotonów z rozpadów mezonów π^0 o energiach 1, 5, 10 i 12 GeV w ciekłym argonie, uzyskane przy pomocy opcji <i>Part. type</i> programu <i>Supra Viewer</i>	66

4.20	Kaskada dla elektronu o energii 3 GeV, ukazana w programie <i>Supra Viewer</i> .	67
4.21	Kaskady dla fotonów z rozpadu mezonu π^0 o energii 3 GeV, ukazane w programie <i>Supra Viewer</i>	67
4.22	Oddziaływanie mionu o energii 1 TeV, ukazane w programie <i>Supra Viewer</i> .	67

Spis tablic

1.1	Wymiary wewnętrznej i aktywnej objętości modułu T300 w oparciu o tablicę 1 z [4].	14
1.2	Podstawowe właściwości chemiczne, fizyczne i termiczne ciekłego argonu (na podstawie tablic 2 i 3 w [4]). (*) BPT oznacza temp. w punkcie wrzenia.	17
1.3	Własności wewnętrznego detektora TPC (w oparciu o tabelę 6 w [4]). . . .	20
2.1	Współrzędne aktywnej objętości LAr zdefiniowane dla oprogramowania eksperymentu: X - wysokość, Y - kierunek dryfu, Z - kierunek wzdłuż wiązki [36].	33
4.1	Zrekonstruowana energia kaskad z rysunków 4.1 i 4.2.	51