

Przegląd i optymalizacja zmiennych selekcji torów mionowych w eksperymencie MINOS

Maciej Pfützner

maciej.pfutzner@fuw.edu.pl

5 listopada 2011

Abstract

The MINOS experiment measures neutrino oscillation parameters using an artificial neutrino beam from Fermilab, Chicago to Soudan mine, Minnesota. Both far and near detectors are steel-scintillator sandwiches and their primary goal is to detect muons from charge current muon neutrino interactions. A robust muon identification algorithm is therefore needed: MINOS uses a four variable kNN discrimination described in ref. 2. This paper presents an attempt to reconstruct and optimize the selection variables using Monte Carlo far detector data (for both the neutrino and antineutrino beam). There appear to be significant differences in discrimination efficiency for all selection variables depending on construction method, beam type and the detector used.

1 Wstęp

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) jest neutrinowym eksperymentem akceleratorowym z długą bazą, badającym parametry oscylacji neutrin [1]. Wiązka neutrinowa wytwarzana jest przy akceleratorze Main Injector w Fermilabie (Chicago); tam też znajduje się bliski detektor o masie 1 kt mierzący parametry wiązki przed oscylacją. Daleki detektor o masie 5,4 kt znajduje się w kopalni Soudan w Minnesocie, w odległości 735 km od źródła wiązki. Oba detektory zbudowane są w ten sam sposób i składają się z naprzemiennych warstw żelaza i scyntylatora w postaci długich polistyrenowych pasków. Światło scyntylacyjne zbierane jest za pomocą przeciągniętych przez paski światłowodów i odczytywane przez fotopowielacze. Paski scyntylatora ułożone są w kolejnych warstwach prostopadle, dzięki czemu możliwa jest rekonstrukcja przestrzenna toru rejestrowanych cząstek.

Wiązka produkowana jest w Fermilabie w wyniku zderzeń wysokoenergetycznych protonów z akceleratora Main Injector z grafitową tarczą. Powstałe mezony (głównie piony) ogniskowane są za pomocą rogów magnetycznych (*magnetic horns*), a następnie rozpadają w tunelu rozpadowym na neutrina i miony (które zostają później zatrzymane). Zmieniając kierunek prądu w rogach można ogniskować tylko dodatnie lub tylko ujemne piony, otrzymując wiązkę neutrinową (przy tzw. normalnym polu magnetycznym, *normal field*) lub antyneutrinową (odwrócone pole, *inverted field*). W rzeczywistości w konfiguracji z odwróconym polem uzyskuje się wiązkę, w której antyneutrino stanowią ok. 40%, podczas gdy przy polu normalnym ok. 7%.

Pomiar parametrów oscylacji opiera się na detekcji pozostałej części neutrin mionowych i porównaniu strumienia z przewidywanym w przypadku braku oscylacji – jest to tzw. *disappearing experiment*. Do określenia składu i strumienia wiązki pierwotnej, przed zajściem jakichkolwiek oscylacji wykorzystuje się bliski detektor. Neutrino oddziałują w detektorach przede wszystkim w oddziaływaniach z

prądem naładowanym (CC, *charge current*) i prądem neutralnym (NC, *neutral current*). W przypadku oddziaływań CC powstaje lepton o zapachu odpowiadającym zapachowi neutrina, a więc dla neutrina mionowego – mion (neutrina taonowe mają zwykle za małą energię do produkcji taonu). Oddziaływaniu towarzyszą często kaskady hadronowe, ale mion jako przenikliwa cząstka zostawia zwykle widoczny ślad w detektorze. W oddziaływaniach NC powstają niemal wyłącznie kaskady hadronowe, a informacja o zapachu neutrina jest tracona. Dla zmierzenia strumienia (anty)neutrino mionowych kluczowa jest więc identyfikacja przypadków zawierających wysokoenergetyczny (anty)mion.

2 Idea selekcji

Metoda selekcji przypadków mionowych opracowana przez Rustema Ospanova [2] opiera się na skonstruowaniu czterech zmiennych opisujących charakterystykę toru cząstki zarejestrowanego w detektorze i wielowymiarowej analizie tych zmiennych do sprawdzenia, czy jest to tor mionu. Identyfikacja wymaga, by dla danego przypadku istniał tor cząstki znaleziony przez algorytm dopasowywania torów (*track-fitter*) i by zawierał co najmniej 5 trafionych płaszczyzn scyntylatora – warunek ten nie jest spełniony dla ok. 2% przypadków z oddziaływaniem CC [2]. Gdy torów jest więcej, do analizy wybiera się najdłuższy. Ponadto zrekonstruowany wierzchołek toru musi się znajdować wewnątrz obszaru czułego (*fiducial volume*) detektora.

Na podstawie danych z detektora konstruowane są cztery zmienne: liczba trafionych płaszczyzn scyntylacyjnych, średnia wysokość zarejestrowanego sygnału, fluktuacje wysokości sygnału i przekrój poprzeczny toru. Na podstawie symulacji Monte Carlo określa się wartości tych zmiennych dla dużej próbki treningowej, z którymi później porównuje się wartości wyznaczone dla analizowanego przypadku w algorytmie k -najbliższych sąsiadów (k -NN, *k-nearest neighbor*). W czterowymiarowej przestrzeni fazowej tych zmiennych znajduje się k (tu $k = 20$) najbliższych punktów z próbki treningowej i określa ilość zawartych wśród nich przypadków sygnału (tu przypadków z torem mionowym). Wynik określa prawdopodobieństwo, z jakim analizowany przypadek jest przypadkiem sygnału. Wartość graniczna decydująca o zaklasyfikowaniu przypadku jako przypadek mionowy została ustalona na 0,3.

3 Odtworzenie selekcji na podstawie Monte Carlo

W celu sprawdzenia poprawności metody i jej ewentualnej optymalizacji, starałem się odtworzyć metodę selekcji, koncentrując się głównie na konstrukcji poszczególnych zmiennych. Wykorzystałem do tego dane pochodzące z symulacji Monte Carlo zbudowanej na potrzeby eksperymentu. Użyłem plików wygenerowanych dla dalekiego detektora i zawierających próbkę 693 729 przypadków, w tym 461 660 dla wiązki neutrinowej i 232 069 dla antyneutrinowej. Około 37% przypadków zostało odrzuconych w wyniku wstępnych cięć, zostawiając 292 267 dla wiązki neutrinowej i 147 533 dla antyneutrinowej. Wymagałem, by dla danego przypadku istniał zrekonstruowany tor o długości co najmniej 5 płaszczyzn scyntylacyjnych oraz by zrekonstruowany wierzchołek toru znajdował się w obszarze czułym [3]. Jeśli zrekonstruowano więcej niż jeden tor, wybierałem najdłuższy.

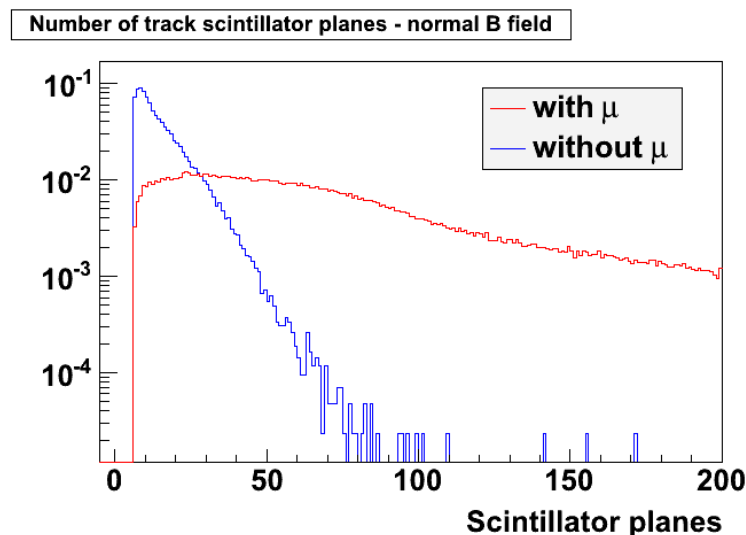
Ponieważ interesowała mnie wydajność metody identyfikacji torów mionowych, wyznaczyłem i porównałem rozkłady zmiennych selekcji dla torów mionowych i nie-mionowych. Wartością liczbową określającą skuteczność selekcji jest przekrywanie obydwu rozkładów – im mniejsze, tym lepsze. Najpierw musiałem jednak określić sposób odróżniania „prawdziwych” torów mionowych i nie-mionowych w Monte Carlo, co nie jest oczywiste, ponieważ zrekonstruowane tory otrzymywane na wejściu są wynikiem działania innego algorytmu (*track-fittera*). Ostatecznie jako tory nie-mionowe zakwalifikowałem wszystkie tory pochodzące z przypadków oddziaływań NC, natomiast tor uznany za mionowy musiał pochodzić z oddziaływania CC, być najdłuższym torem w przypadku i mieć czystość

(*purity*; wartość mówiąca, ile trafień należących do toru pochodzi od tej samej cząstki) większą od zadanego progu. Ponieważ trudno a priori uznać, od jakiego progu tor zrekonstruowany przez *track-fitter* jest „dobrym” torem, wyznaczyłem wartości przekrywania dla różnych wartości. Okazuje się, że im wyższa wartość progu czystości, tym mniejsze przekrywanie. Przykładowo przy zmianie progu z 0,3 na 0,5 wartości przekrywania zmniejszają się o ok. 6-7%, a przy zmianie z 0,5 na 0,8 o ok. 10-15% (w zależności od konkretnej zmiennej i typu wiązki). Trudno jednak stwierdzić, czy wynika to z faktu, że zrekonstruowane tory o niskiej czystości nie pochodzą w istocie od mionów, czy dlatego, że tory mionów o krótkich trajektorjach mieszczących się w rozmiarach kaskady hadronowej mają wiele cech torów nie-mionowych. W związku z tym przyjąłem arbitralny próg czystości wynoszący 0,5, co może wydawać się najbardziej naturalne - jeśli większość trafień w torze pochodzi od mionu, to jest to tor mionowy.

4 Konstrukcja zmiennych

4.1 Liczba trafionych płaszczyzn scyntylacyjnych

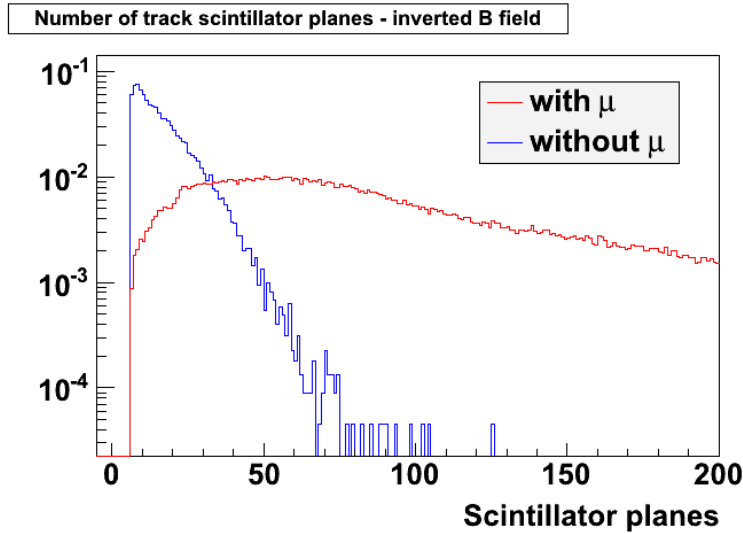
Liczba płaszczyzn scyntylacyjnych należących do toru jest proporcjonalna do jego długości. Wysokoenergetyczne miony wyprodukowane w oddziaływaniach CC często mają długi tor, co pozwala je łatwo zidentyfikować. Rysunki 1 i 2 przedstawiają znormalizowane do jedności rozkłady liczby płaszczyzn należących do toru dla przypadków z torem mionowym (czerwona linia) i nie-mionowym (niebieska linia), dla wiązki neutrinowej i antyneutrinowej.



Rysunek 1: Liczba płaszczyzn scyntylacyjnych należących do toru dla wiązki neutrinowej. Przekrywanie się rozkładów dla przypadków z mionem i bez mionu wynosi $(30,64 \pm 0,18)\%$

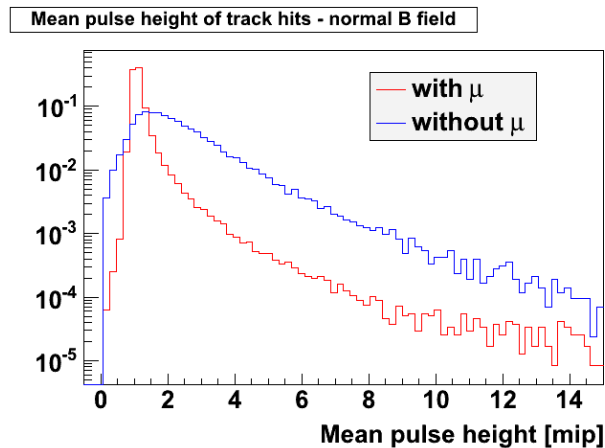
4.2 Średnia wysokość sygnału

Średnia wysokość zarejestrowanego sygnału w paskach należących do toru mierzy średnią stratę energii przelatującej cząstki w scyntylatorze. W celu zwiększenia czułości na przypadki sygnału, pod uwagę brane są tylko trafienia odległe od wierzchołka toru (odrzucając pierwsze 30%). Dzięki temu niweluje się wkład od krótkich kaskad hadronowych towarzyszących produkcji mionu. Jak widać na rysunkach 3 i 4, dla torów mionowych zmienna ta ma węższy rozkład niż dla torów nie-mionowych.



Rysunek 2: Liczba płaszczyzn scyntylacyjnych należących do toru dla wiązki antyneutrinowej. Przekrywanie się rozkładów wynosi $(22, 14 \pm 0, 21)\%$

Zgodnie z wcześniejszą konwencją, rozkłady dla przypadków mionowych i nie-mionowych są znormalizowane i oznaczone odpowiednio czerwoną i niebieską linią.

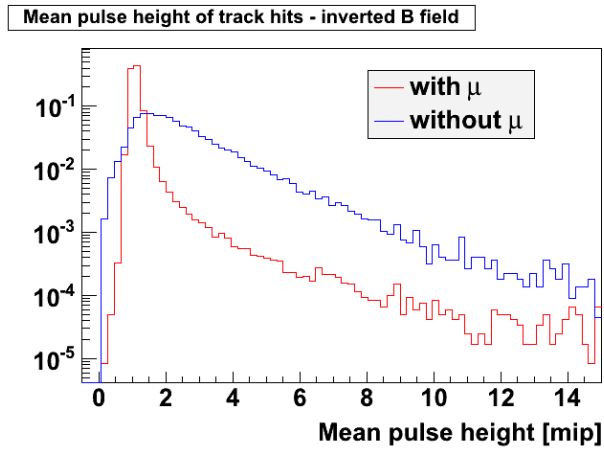


Rysunek 3: Średnia wysokość sygnału dla trafień należących do toru dla wiązki neutrinowej. Rozkłady przekrywają się w $(33, 38 \pm 0, 23)\%$

4.3 Fluktuacja sygnału

Trzecia zmienna mierzy fluktuacje energii zdeponowanej w scyntylatorze. Zgodnie z oryginalną koncepcją z pracy R. Ospanova [2] wyznacza się ją następująco: Po odrzuceniu 30% trafień z początku toru, zbiera się wszystkie trafienia znajdujące się w odległości czterech pasków scyntylacyjnych od toru i w oknie czasowym 37,36 ns; następnie sortuje pod względem wysokości zarejestrowanego sygnału i dzieli w połowie na dwie grupy – niskich i wysokich sygnałów; fluktuacja określona jest jako stosunek średniej wysokości sygnału z grupy niskich sygnałów do średniej z wysokich.

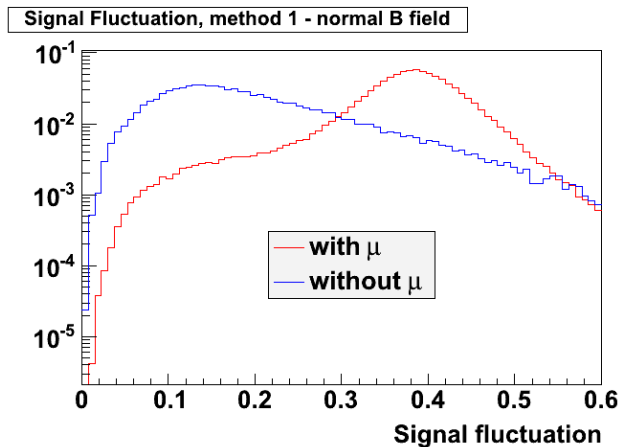
Niestety nie mogłem odtworzyć tej procedury, ponieważ w końcowych danych z symulacji, na których pracowałem, położenie w przestrzeni wyznaczone zostało tylko dla trafień należących do toru, a



Rysunek 4: Średnia wysokość sygnału dla trafień należących do toru dla wiązki antyneutrinowej. Przekrywanie się rozkładów wynosi $(27, 23 \pm 0, 30)\%$

wraz z nim dokładna wartość wysokości sygnału (poprawiona na zanikanie w światłowodzie). Wypróbowałem zatem trzy inne metody konstrukcji tej zmiennej.

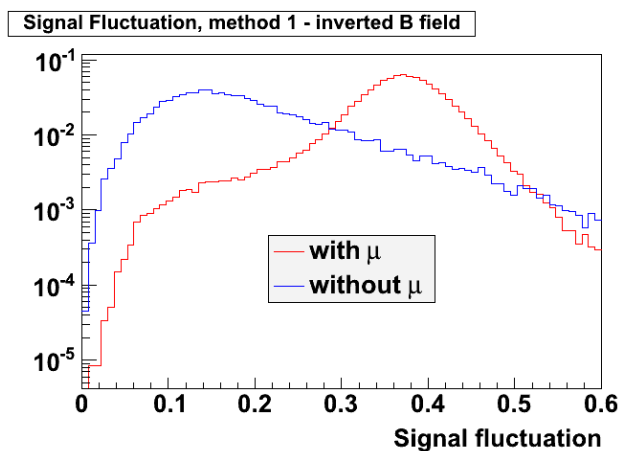
W pierwszej metodzie zamiast wartości wysokości sygnału poprawionej na zanikanie we włóknie optycznym wykorzystałem po prostu wartości niepoprawione (ale oczywiście po poprawkach kalibracji detektora możliwych do uzyskania bez znajomości dokładnej pozycji trafienia). Uzyskane wartości zostały podzielone przez arbitralną wartość 550, będącą w przybliżeniu średnim przelicznikiem z surowej wartości liczbowej pochodzącej z przetwornika analogowo cyfrowego (określanej skrótowo jako ADC, od *analog-digital converter*) na jednostki mip (od *minimum ionizing particle*), równoważne energii zdeponowanej przez cząstkę minimalnie jonizującą przechodzącą prostopadłe do powierzchni pasków scyntylacyjnych. Rozkłady tak wyznaczonej zmiennej dla wiązki neutrinowej i antyneutrinowej przedstawione są na rysunkach 5 i 6.



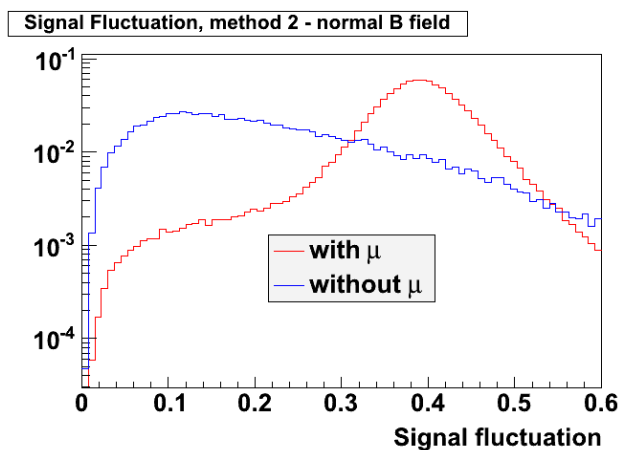
Rysunek 5: Fluktuacja sygnału obliczona wg pierwszej metody dla wiązki neutrinowej. Przekrywanie rozkładów wynosi $(31, 45 \pm 0, 22)\%$

W drugiej metodzie zamiast trafień odległych od toru o 4 paski wykorzystałem wyłącznie trafienia należące do toru, dla których znałem wysokość sygnału po wszystkich poprawkach (wyrażoną w mip). Rysunki 7 i 8 przedstawiają rozkłady fluktuacji obliczonej w ten sposób.

W trzeciej metodzie dla każdej płaszczyzny wyznaczałem przelicznik z wartości niepoprawionej na

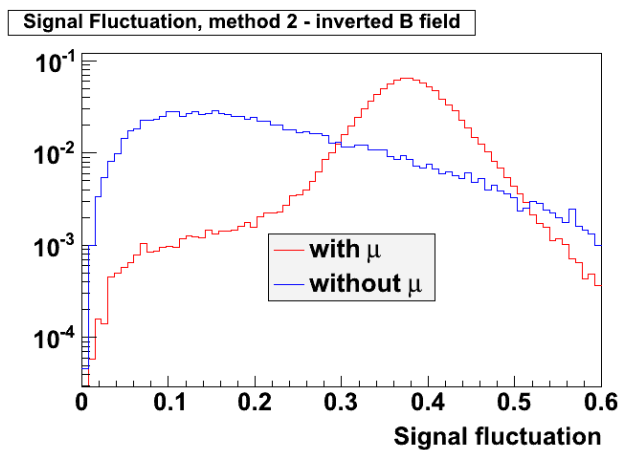


Rysunek 6: Fluktuacja sygnału obliczona wg pierwszej metody dla wiązki antyneutrinoj. Przekrywanie rozkładów wynosi $(27,72 \pm 0,29)\%$

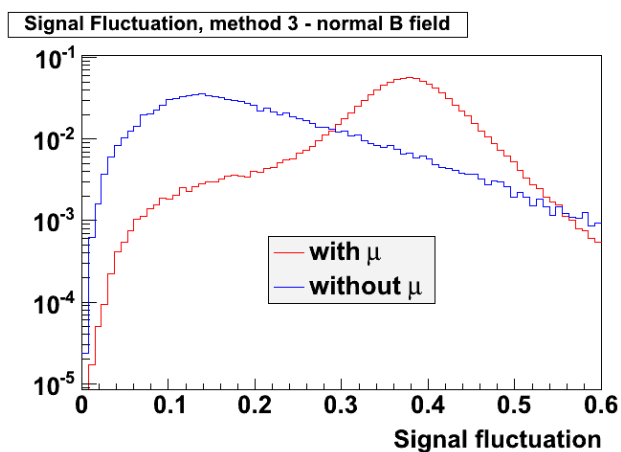


Rysunek 7: Fluktuacja sygnału obliczona wg drugiej metody dla wiązki neutrinoj. Przekrywanie rozkładów wynosi $(34,68 \pm 0,25)\%$

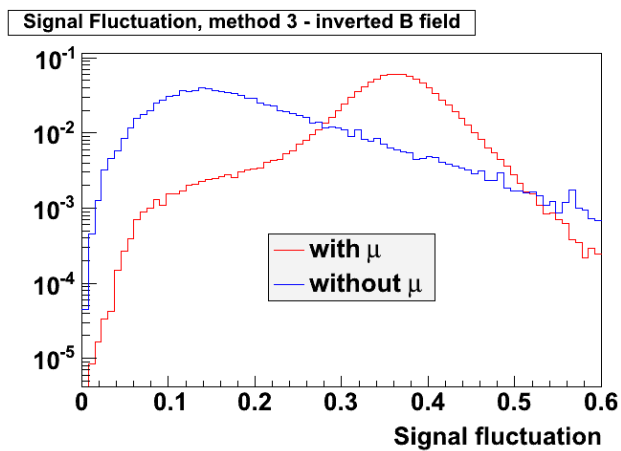
zanikanie (w ADC) na wartość po poprawkach (w mip) na podstawie obu tych wartości dostępnych dla trafienia należącego do toru. Rozkłady zmiennej wyznaczonej trzecią metodą znajdują się na rysunkach 9 i 10.



Rysunek 8: Fluktuacja sygnału obliczona wg drugiej metody dla wiązki antyneutrinowej. Przekrywanie rozkładów wynosi $(30,98 \pm 0,32)\%$



Rysunek 9: Fluktuacja sygnału obliczona wg trzeciej metody dla wiązki neutrinowej. Przekrywanie rozkładów wynosi $(32,46 \pm 0,22)\%$

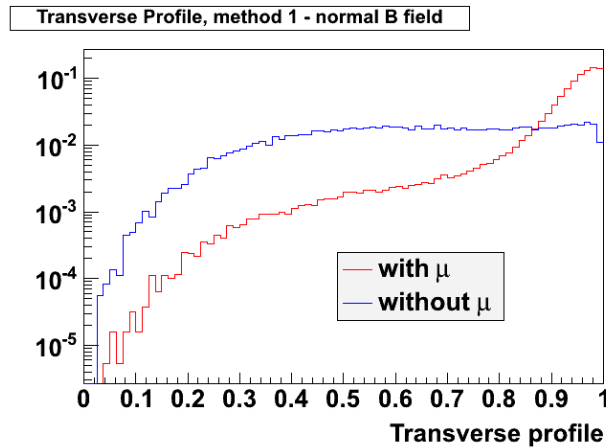


Rysunek 10: Fluktuacja sygnału obliczona wg trzeciej metody dla wiązki antyneutrinowej. Przekrywanie rozkładów wynosi $(28,75 \pm 0,30)\%$

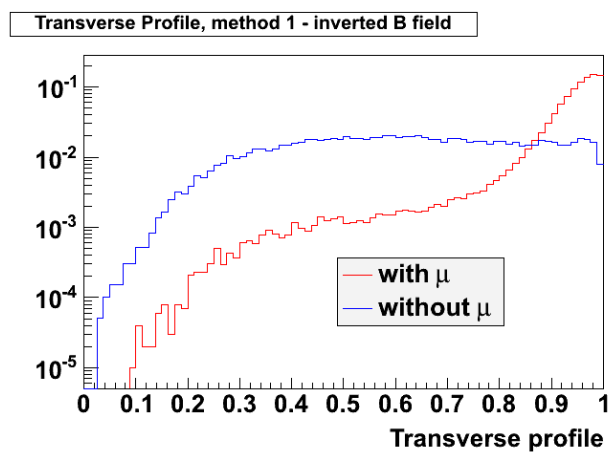
4.4 Przekrój poprzeczny toru

Czwarta zmienna określa szerokość przekroju poprzecznego toru. Wg pracy R. Ospanova wyznacza się ją następująco: po odrzuceniu 50% trafień z początku toru, znajduje się wszystkie trafienia odległe od toru o 4 paski scyntylacyjne i znajdujące się w oknie czasowym 37,36 ns, jak również wszystkie trafienia należące do toru. Przekrój poprzeczny określony jest poprzez stosunek sumy wysokości sygnału trafień należących do toru do sumy sygnału wszystkich trafień z okna 4 pasków i 37,36 ns (włącznie z trafieniami toru). Podobnie jak w przypadku fluktuacji sygnału nie mogłem odtworzyć takiej konstrukcji zmiennej z powodu braku dostępu do poprawionej wartości wysokości sygnału dla wszystkich trafień i ponownie wprowadziłem trzy różne metody.

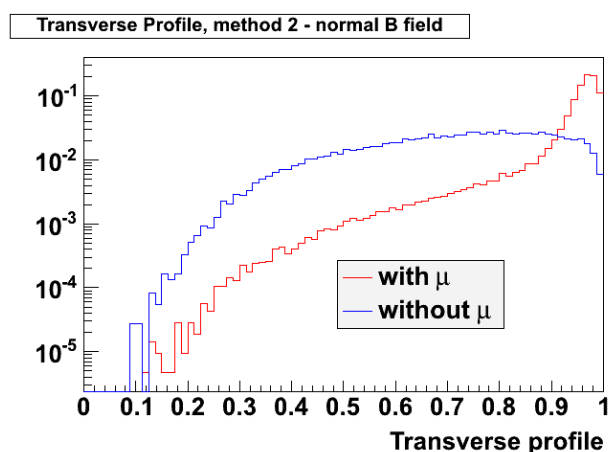
W pierwszej metodzie wykorzystałem wartości niepoprawione podzielone przez 550. Rozkłady tak uzyskanej zmiennej znajdują się na rysunkach 11 i 12. W drugiej metodzie wykorzystałem ponownie wartości niepoprawione, ale stosunek sygnału z okna 4 pasków do sygnału trafienia z toru obliczałem dla każdej płaszczyzny niezależnie, a na koniec je uśredniłem. Wyniki przedstawione są na rysunkach 13 i 14. W trzeciej metodzie dla każdej płaszczyzny wyznaczałem poprawkę na podstawie danych trafienia należącego do toru (podobnie jak w trzeciej metodzie dla fluktuacji). Rozkłady tak uzyskanej zmiennej zaprezentowane są na rysunkach 15 i 16.



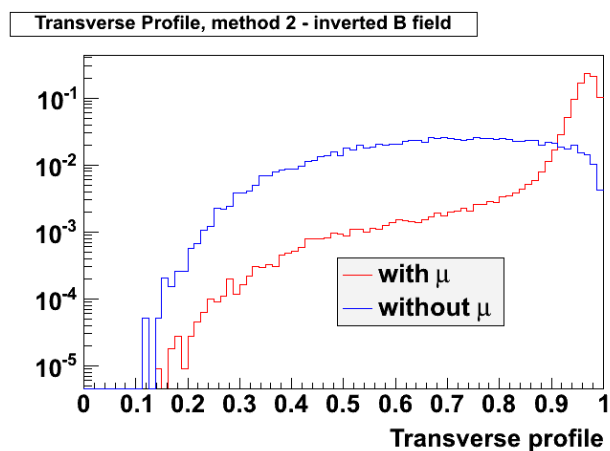
Rysunek 11: Przekrój poprzeczny toru wyznaczony pierwszą metodą dla wiązki neutrinowej. Rozkłady przekrywają się w $(33,93 \pm 0,25)\%$



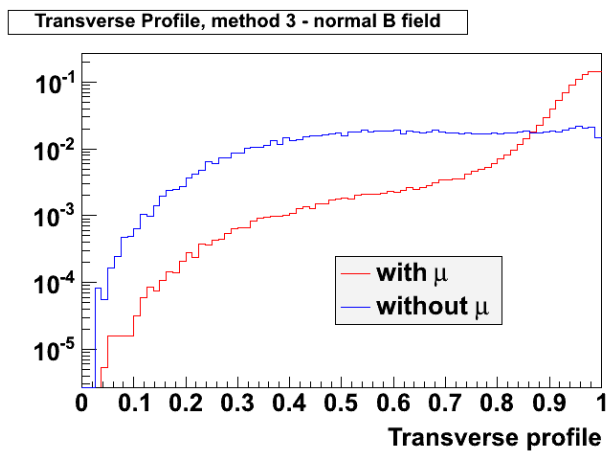
Rysunek 12: Przekrój poprzeczny toru wyznaczony pierwszą metodą dla wiązki antyneutrinoowej. Rozkłady przekrywają się w $(27,66 \pm 0,31)\%$



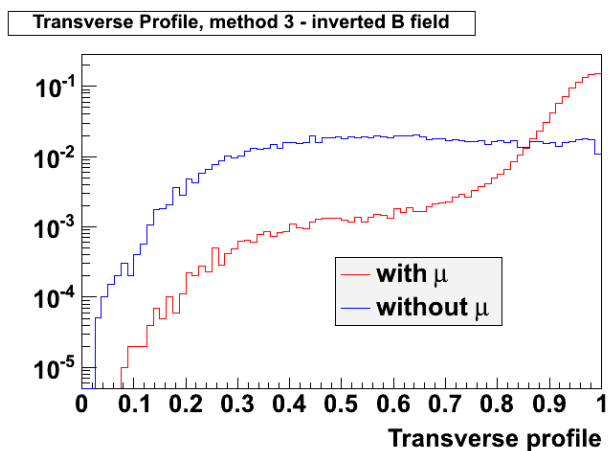
Rysunek 13: Przekrój poprzeczny toru wyznaczony drugą metodą dla wiązki neutrinoowej. Rozkłady przekrywają się w $(27,38 \pm 0,20)\%$



Rysunek 14: Przekrój poprzeczny toru wyznaczony drugą metodą dla wiązki antyneutrinoowej. Rozkłady przekrywają się w $(20,74 \pm 0,24)\%$



Rysunek 15: Przekrój poprzeczny toru wyznaczony trzecią metodą dla wiązki neutrinowej. Rozkłady przekrywają się w $(33,89 \pm 0,25)\%$



Rysunek 16: Przekrój poprzeczny toru wyznaczony trzecią metodą dla wiązki antyneutrinowej. Rozkłady przekrywają się w $(27,78 \pm 0,31)\%$

5 Podsumowanie

1. Zestawienie wartości przekrywania rozkładów dla torów mionowych i nie-mionowych przedstawia tabela 1. Pomiedzy różnymi metodami wyznaczania fluktuacji sygnału oraz przekroju poprzecznego występują różnice istotnie większe od niepewności statystycznych. W szczególności widać, że do wyznaczenia fluktuacji najlepsza jest metoda pierwsza (czyli po prostu branie nieoprawionych wartości wysokości sygnału), a dla przekroju poprzecznego metoda druga (uśrednianie przekroju obliczonego dla każdej płaszczyzny oddzielnie). W tym drugim przypadku najlepsza metoda jest istotnie różna „konceptyjnie” od pozostałych (co potwierdza kształt rozkładów), ponieważ wykorzystuje średnią ilorazów zamiast ilorazu średnich, jednak dzięki temu przekrywanie jest aż o 20% mniejsze (25% dla wiązki antyneutrinowej).

	dla wiązki ν	dla wiązki $\bar{\nu}$
Liczba płaszczyzn scyntylicyjnych	(30, 64 ± 0, 18)%	(22, 14 ± 0, 21)%
Średnia wysokość sygnału	(33, 38 ± 0, 23)%	(27, 23 ± 0, 30)%
Fluktuacja sygnału, metoda 1	(31, 45 ± 0, 22)%	(27, 72 ± 0, 29)%
Fluktuacja sygnału, metoda 2	(34, 68 ± 0, 25)%	(30, 98 ± 0, 32)%
Fluktuacja sygnału, metoda 3	(32, 46 ± 0, 22)%	(28, 75 ± 0, 30)%
Przekrój poprzeczny, metoda 1	(33, 93 ± 0, 25)%	(27, 66 ± 0, 31)%
Przekrój poprzeczny, metoda 2	(27, 38 ± 0, 20)%	(20, 74 ± 0, 24)%
Przekrój poprzeczny, metoda 3	(33, 89 ± 0, 25)%	(27, 78 ± 0, 31)%

Tablica 1: Wartości wzajemnego przekrywania rozkładów zmiennych selekcji dla torów mionowych i nie-mionowych.

2. Dla wszystkich zmiennych istnieje też znaczna różnica pomiędzy wartościami wyznaczonymi dla wiązki neutrinowej a tymi dla wiązki antyneutrinowej. Wynika to z faktu, że w oddziaływaniach antyneutrin kaskady hadronowe przejmują mniej energii. Tory powstałych mionów są więc dłuższe i mniej „zanurzone” w kaskadach, co ułatwia ich identyfikację.
3. Praca Rustema Ospanova [2] zawiera tylko rysunki z rozkładami poszczególnych zmiennych selekcji (m.in. dla torów mionowych i nie-mionowych), bez obliczonych wartości przekrywania. Mimo to można zauważyć wiele różnic pomiędzy kształtami tych rozkładów a uzyskanymi przeze mnie. Poza przypadkami, kiedy konstrukcja zmiennych różniła się od oryginalnej, przyczyną tych różnic jest najprawdopodobniej wykorzystanie w pierwotnej pracy symulacji MC dla bliskiego detektora (podczas gdy ja użyłem symulacji dla detektora dalekiego).

Literatura

- [1] D.G. Michael *et al.* [MINOS Collaboration], *The Magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment*, Nucl.Instrum.Meth. **A596**, 190-228, 2008
- [2] R. Ospanov, *A measurement of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and NuMI beam*, PhD thesis, The University of Texas at Austin, 2008
- [3] *Details of the ND and FD Fiducial Volume for CC and NuMuBar Analyses*, Nota wewnętrzna eksperymentu MINOS, <http://www.fuw.edu.pl/~minos/materialy/fidVolWriteUp.pdf>