Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych

Rekonstrukcja mionów w eksperymencie ZEUS przy użyciu odczytu hitowego detektora BAC

Robert Ciesielski

Praca magisterska napisana pod kierunkiem
dr Aleksandra Filipa Żarneckiego

Warszawa, 1998

Spis treści

1 Wstęp.

Już w starożytności Demokryt obrał za cel swojej filozofii poznanie struktury materii. Twierdził, że składa się ona z niepodzielnych atomów. Koncepcja ta przyjęła się powszechnie dopiero w XVIII/XIX wieku. Teraz wszyscy wiemy, że atomy zbudowane są z umieszczonych w jądrze protonów i neutronów oraz krążących po orbitach elektronów. Od lat siedemdziesiątych wiadomo, że we wnętrzu nukleonów znaleźć można kwarki i gluony. Obecnie szereg eksperymentów skupia się na poszukiwaniu substruktury kwarków i leptonów. A przyszłość? Poszukiwania prawdziwych, najbardziej podstawowych cząstek elementarnych trwają i zapewne trwać będą nadal. Tak długo jak ze swoją wrodzoną ciekawością istnieć będzie człowiek.

W chwili obecnej niewidoczny gołym okiem mikroświat badany jest przy użyciu potężnych "mikroskopów". Jednym z nich jest umieszczony w ośrodku DESY (Deutches Elektronen Synchrotron) w Hamburgu akcelerator HERA (Hadron Elektron Ring Anlage), w którym przyspieszane i zderzane są ze sobą elektrony i protony. Jednym z detektorów przeznaczonych do obserwacji tych zderzeń jest, wybudowany przez grupy fizyków z wielu krajów, detektor ZEUS. Grupa warszawska, jako członek kolaboracji, wniosła również swój wkład poprzez wybudowanie wchodzącego w skład ZEUSa detektora Veto Wall oraz kalorymetru uzupełniającego BAC (BAcking Calorymeter).

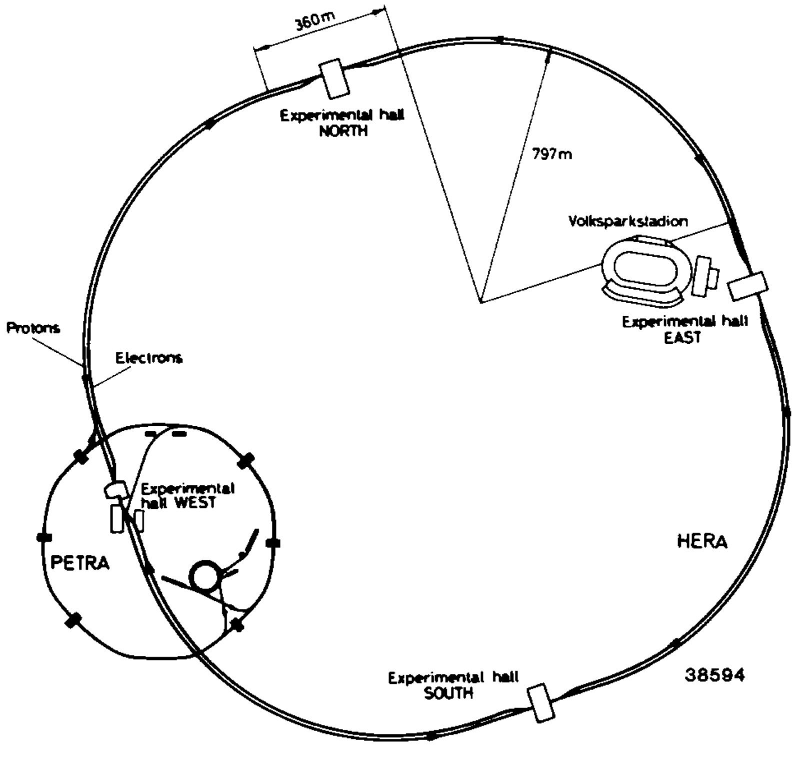
Głównym zadaniem kalorymetru BAC jest pomiar energii hadronowej uciekającej z centralnej części detektora ZEUS. Dodatkowo zamontowany przed trzema laty tzw. odczyt hitowy służyć ma do rozpoznawania przechodących przez BAC mionów. Do ich identyfikacji służy, przygotowany w przeciągu ostatniego roku, nowy program rekonstrukcji danych.

Poniższa praca poświęcona jest badaniu działania nowej rekonstrukcji danych z kalorymetru BAC i próbie jej wykorzystania w analizie fizycznej. Układ pracy jest następujący. W rozdziale drugim znajduje się krótki opis akceleratora HERA, po którym w rozdziale trzecim zawarte zostały informacje na temat głównych procesów fizycznych, które obserwować można w detektorze ZEUS. Rozdział czwarty jest opisem podzespołów detektora ZEUS, które użyte były w przeprowadzonych analizach. W rozdziale piątym opisana jest zasada działania programu nowej rekonstrukcji oraz przeprowadzona jest optymalizacja jej kluczowych parametrów. Rozdział szósty zawiera analizę będącą próbą użycia nowej rekonstrukcji do badania rozkładów mionów produkowanych w procesie głęboko nieelastycznego rozpraszanie elektron - proton. Podsumowanie pracy znajduje się w rozdziale siódmym.

Poczynając od podrozdziału drugiego rozdziału piątego wszystkie wyniki zostały uzyskane przez autora.

2 Akcelerator HERA.

HERA (Hadron Electron Ring Anlage) jest kolajderem działającym od 1992 roku w niemieckim ośrodku DESY (Deutches Elektron Synchrotron Anlage) w Hamburgu. Składa się z dwóch niezależnych akceleratorów przyspieszających przeciwbieżne wiązki protonów i elektronów (bądź pozytonów) [1]. Akcelerator umieszczony jest na głębokości 10 - 25 m pod ziemią, a jego obwód wynosi 6.3 km. Obydwie wiązki są wstępnie przyspieszane w układzie mniejszych preakceleratorów (LINAC, DESY, PETRA) do energii 30 GeV (protony) i 14 GeV (elektrony), a następnie wstrzykiwane do pierścieni HERY. Każda z wiązek składa się z około 200 paczek oddzielonych czasowo o 96 ns. Otrzymywana energia wiązki protonów wynosi 820 GeV, natomiast elektronów 27.5 GeV, co umożliwia badanie zderzeń elektron - proton z energią dostępną w układzie środka masy równą około 300 GeV [1].



Rys. 1: Schemat akceleratora HERA

W czterech punktach akceleratora, w miejscach potencjalnego przecięcia wiązek, znajdują się detektory. Dwa z nich - umieszczony w hali południowej eksperyment ZEUS oraz w hali północnej - eksperyment H1, poświęcone są badaniu rozpraszania elektronów na protonach. W hali wschodniej znajduje się detektor HERMES, w którym bada się efekty spinowe w rozpraszaniu spolaryzowanych elektronów na tarczy gazowej. W hali zachodniej umieszczony jest detektor HERA-B służący do

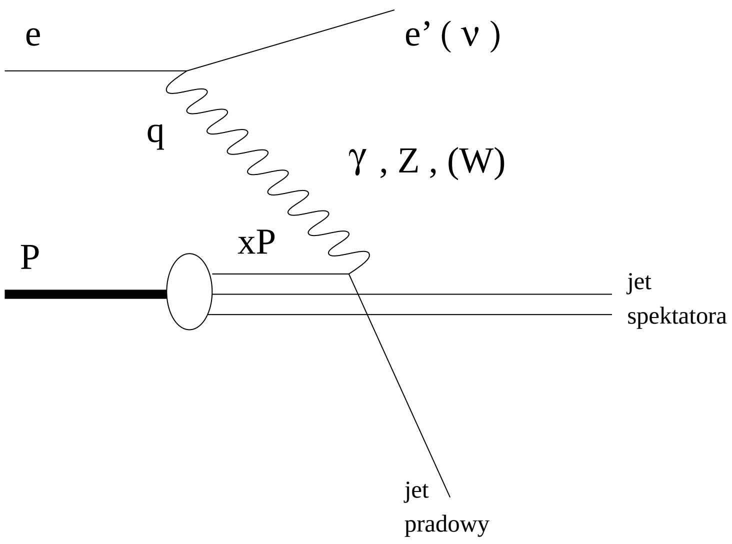
[1] W dalszym ciągu pracy nazwa 'elektron' odnosi się zarówno do elektronów (e^-) jak i pozytonów (e^+)

badania fizyki mezonów B, w szczególności łamania zachowania symetrii CP w sektorze kwarków b, w zderzeniach protonów ze stałą tarczą. Schemat akceleratora HERA przedstawiony jest na rysunku 1.

Jednym z podstawowych parametrów opisujących działanie akceleratora jest świetlność (luminosity), która decyduje o częstości zderzeń (przy zadanym na nie przekroju czynnym). Dla eksperymentu ZEUS jest ona wyznaczana, z błędem rzędu 1%, na podstawie pomiaru promieniowania hamowania elektronów w obecności wiązki protonów, tj. procesu rozpraszania $ep \rightarrow ep\gamma$ [2]. W latach 1992 - 1997 zcałkowana świetlność dla zebranych danych w eksperymencie wyniosła ok. 47 pb^{-1}.

3 Fizyka w eksperymencie ZEUS.

Zagadnienie, któremu przede wszystkim dedykowana była budowa detektora ZEUS, to badanie głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie. Diagram Feynmana dla tego procesu przedstawiony jest na rysunku 2. Reakcję rozumieć można jako badanie punktowym elektronem struktury protonu, który obecnie jest rozumiany jako cząstka składająca się z dynamicznego układu trzech kwarków walencyjnych (uud) oraz kwarków morza i gluonów. Padający elektron o czteropędzie **e** w obecności protonu o czteropędzie **P** emituje bozon o czteropędzie **q**, po czym rozpraszany jest pod kątem θ do osi wiązki, unosząc ze sobą czteropęd $\mathbf{e}'$. Emitowany bozon oddziałuje z jednym z kwarków lub gluonów w protonie, unoszącym część pędu protonu: **xP**. W stanie końcowym obserwuje się na ogół produkcję dwóch jetów [2]: prądowego - powstałego na skutek hadronizacji oddziałującego kwarku oraz tzw. 'proton remnant' - powstałego z pozostałości po protonie (zwanego także "jetem spektatora").



Rys. 2: Diagram Feynmana dla głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronu na protonie

Kinematykę procesu opisuje się Lorentzowsko niezmienniczymi wielkościami [3]:

$$q^2 = (e - e')^2 \tag{1}$$

$$Q^2 = -q^2 \tag{2}$$

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} \tag{3}$$

$$y = \frac{qP}{eP} \tag{4}$$

[2] Angielskie słowo 'jet' używane będzie w dalszej części pracy, z uwagi na brak odpowiadającego mu słowa w języku polskim

gdzie: $q^2 < 0$ jest kwadratem przekazu czteropędu, wirtualnością wymienianego bozonu ($Q^2 > 0$ jest wartością bezwzględną wirtualności bozonu), x - ułamkiem pędu protonu niesionym przez oddziałujący parton (zmienna Bjorkena), y zaś jest częścią energii elektronu niesioną przez bozon (w układzie spoczynkowym protonu).

Dodatkowo, przy zaniedbaniu mas elektronu i protonu, zachodzi między tymi zmiennymi zależność:

$$Q^2 = xys \tag{5}$$

gdzie s jest kwadratem całkowitej energii dostępnej w układzie środka masy, wyznaczanym na podstawie energii wiązek padających: $s = 4E_eE_P$. Właściwość ta sprawia, że tylko dwie z powyższych zmiennych są niezależne i na ogół do analizy używa się Q^2 oraz x.

3.1 Rozpraszanie głęboko nieelastyczne.

Klasyfikacja obserwowanych oddziaływań ep związana jest z rodzajem i wirtualnością wymienianego bozonu pośredniczącego. Dla wartości Q^2 dużo większych od masy protonu może on wnikać głęboko w obszar protonu i badać jego strukturę. Z zasady nieoznaczoności Heisenberga wynika, że przestrzenna zdolność rozdzielcza próbkującego bozonu jest odwrotnie proporcjonalna do jego $\sqrt{Q^2}$. W przypadku HERY, maksymalnej możliwej do osiągnięcia wartości Q^2=40 000 GeV^2 odpowiada $\Delta x = 10^{-16}$ cm (10^{-3} fm), co stanowi tysięczną część promienia protonu [1].

Procesy takie, w których uczestniczy bozon o wysokiej wirtualności nazywa się głęboko nieelastycznym rozpraszaniem (DIS - Deep Inelastic Scattering) elektron - proton. Zachodzić one mogą w dwóch kanałach: jeżeli bozonem pośredniczącym jest foton lub cząstka Z^0 mówi się o procesach z wymianą prądów neutralnych - NC DIS (Neutral Current DIS). Jeżeli wymienianą cząstką są zaś naładowane bozony W^+ lub W^- mówi się wtedy o procesach z wymianą prądów naładowanych - CC DIS (Charged Current DIS). Dla procesów z wymianą prądów neutralnych w stanie końcowym obserwujemy (oprócz stanu hadronowego) wysokoenergetyczny elektron. W przypadku CC DIS rozproszonym leptonem jest niewidoczne w detektorze neutrino.

Przekrój czynny na te reakcje wyrazić można w języku tzw. funkcji struktury, które niosą informację o rozkładzie kwarków w protonie zależnym od Q^2 i x . Przykładowo różniczkowy przekrój czynny dla NC DIS uwzględniając jedynie wymianę jednofotonową wyraża się poprzez:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[y^2xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)] \tag{6}$$

gdzie F_1, F_2 sa wspomnianymi funkcjami struktury. W modelu partonowym QPM (Quark Parton Model) funkcje F_1 i F_2 wyrażone są poprzez gęstości rozkładów poszczególnych kwarków:

$$F_2(x,Q^2) = 2xF_1(x,Q^2) = \sum_f e_f^2[xq_f(x) + x\bar{q}_f(x)] \tag{7}$$

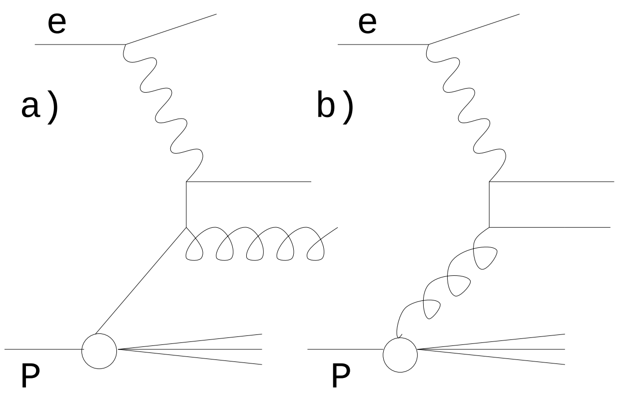
gdzie e_f jest ułamkowym ładunkiem kwarku, $q_f(x)$ ($\bar{q}_f(x)$) - prawdopodobieństwem znalezienia w protonie kwarku (antykwarku) f niosącego ułamek pędu x (w QPM, niezależnym od wirtualności wymienianego bozonu: Q^2).

Wyznaczenie przebiegu funkcji struktury F_2, zwłaszcza w nowych dostępnych rejonach (małe x i duże Q^2) było jednym z głównych celów eksperymentu ZEUS [6].

Przekrój czynny dla CC DIS jest o kilka rzędów wielkości niższy niż dla NC DIS, co spowodowane jest dużą masą wymienianej cząstki W (w porównaniu z zerową masą fotonu) od której wkład do propagatora jest jak $\frac{1}{(Q^2+M_W^2)^2}$. Dopiero dla Q^2 porównywalnych z masą cząstek W następuje zbieganie przekrojów czynnych dla NC i CC DIS, co jest przejawem unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Wyznaczanie przekrojów czynnych dla NC i CC DIS we wcześniej niedostępnym kinematycznie obszarze bardzo wysokich Q^2 jest jednocześnie cennym narzędziem do testowania Modelu Standardowego i poszukiwania "nowej fizyki"[7].

3.2 Fotoprodukcja.

Kolejną klasą oddziaływań obserwowanych w ZEUSIE jest fotoprodukcja [4]. Ma ona miejsce wtedy gdy emitowanym przez elektron bozonem jest kwant gamma o bardzo małej wirtualności (eksperymentalne górne ograniczenie : 4 GeV^2). Według Modelu Standardowego foton jest punktową, bezmasową cząstką. Oddziaływania punktowego fotonu z jednym z kwarków bądź gluonów z protonu noszą nazwę fotoprodukcji "direct". W pierwszym przypadku mówi się o procesie Camptona w QCD (QCDC - QCD Compton), w drugim zaś o fuzji fotonowo - gluonowej (PGF - Photon Gluon Fusion). Diagramy Feynmana dla tych reakcji przedstawione są na rysunku 3.



Rys. 3: Diagramy Feynmana dla: a) QCDC oraz b) PGF

Zgodnie z zasadą nieoznaczoności foton może również fluktuować w parę kwark - antykwark, tworząc mezony wektorowe: ρ, ω, ϕ ...., o identycznych jak foton liczbach kwantowych. Czas życia takich fluktuacji jest o kilka rzędów wielkości większy niż promień protonu i dlatego oddziaływanie fotonu równoważne jest oddziaływaniu mezonu. Opisuje to Model Dominacji Mezonów Wektorowych (VDM - Vector-meson Dominant Model). Oddziaływania z udziałem fotonu o strukturze hadronowej noszą nazwę fotoprodukcji typu "resolved" [3]. Dla pełnego opisu hadronowej struktury fotonu wprowadza się funkcje struktury fotonu, które można badać podobnie jak w przypadku protonu [8].

[3]Badania wykazały istnienie trzeciej składowej fotonu - "anomalous", kiedy fluktuujące kwarki mają na tyle duże p_t, że nie tworzą stanu związanego

3.3 Procesy dyfrakcyjne.

Kryterium wyróżniające podklasę wszystkich trzech opisanych wyżej procesów: NC DIS, CC DIS i fotoprodukcji, jest zachowanie się układu hadronowego związanego z protonem. Jeżeli układ ten jest pojedyńczym protonem, o pędzie i kierunku zbliżonym do padającego protonu oddziaływanie nazywa się dyfrakcyjnym. Jest ono możliwe tylko dzięki, nie naruszającej zasad zachowania, wymianie obiektu o liczbach kwantowych próżni - pomeronu $\mathbb{P}$. Pomeron może być rozumiany jako wirtualna, kolorowo obojętna para gluonów. W procesach dyfrakcyjnych bozon emitowany przez elektron oddziałuje nie z partonem w protonie, ale z emitowanym z protonu pomeronem. W odróżnieniu od procesów w których następuje hadronizacja wybitego kwarku i pozostałości protonowej, brak jest wokół protonu pola kolorowego, co obserwować można eksperymentalnie jako przerwę w rozkładach pospieszności [9]. Oprócz trudnej doświadczalnie detekcji uciekającego w rurę wiązki protonu, jest to podstawowe kryterium selekcji procesów dyfrakcyjnych.

W celu opisania dyfrakcyjnych przekrojów czynnych wprowadza się dyfrakcyjne funkcje struktury: ${}^{NC}F_2^{D(3)}$ i ${}^{CC}F_2^{D(3)}$, które można interpretować w języku partonowej struktury pomeronu [10].

3.4 Inne procesy.

Podklasę opisanych wyżej oddziaływań stanowi także grupa procesów 'egzotycznych' z produkcją bozonów W i Z^0. Są one interesujące z uwagi na występowanie w nich 3 bozonowych wierzchołków ZWW, γWW, WZW oraz $W\gamma W$, które występują tylko w ramach teorii oddziaływań elektro-słabych (nieabelowej teorii z cechowaniem).

Inną grupę tworzą przypadki z produkcją ciężkich kwarków. W HERZE jest ona zdominowana przez procesy fotoprodukcji i zachodzi głównie przez fuzję fotonowo - gluonową PGF (Photon-Gluon Fusion):

$$\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q} \tag{8}$$

gdzie Q = c,b symbolizuje kwark powabny lub piękny. Innymi, rzadszymi kanałami produkcji są procesy fotoprodukcji typu resolved:

$$q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q} \tag{9}$$

$$g + g \rightarrow Q + \bar{Q} \tag{10}$$

Oprócz testów perturbacyjnej QCD, możliwe jest w tym sektorze badanie rozkładu gluonów w protonie np. poprzez pierwszy z przytoczonych procesów ($ep \rightarrow ec\bar{c}X$), lub przez produkcję J/Ψ w procesie $ep \rightarrow J/\Psi X$ [5].

3.5 Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych w DIS.

Ponieważ analiza prezentowana w tej pracy oparta jest na próbce NC DIS przedstawić należy sposób rekonstrukcji zmiennych kinematycznych (które użyte będą w rozdziale 6.4).

Fakt występowania bądź niewystępowania w stanie końcowym leptonu ma znaczący wpływ na sposób wyznaczania zmiennych opisujących oddziaływanie. Wyróżnia się następujące sposoby określania wartości Q^2, x, y [3]:

- metoda elektronowa.
  Jest ona stosowana wyłącznie dla reakcji typu NC, gdyż tylko wtedy w detektorze obserwowany jest rozproszony lepton. Oparta jest na pomiarze energii oraz kąta ($E_e^{'}$, θ) rozproszonego elektronu:

$$y = 1 - \frac{E_e^{'}}{E_e} sin^2(\frac{\theta}{2}) \tag{11}$$

$$Q^2 = 4E_e^{'}E_e cos^2(\frac{\theta}{2}) \tag{12}$$

$$x = \frac{E_e E_e^{'}(cos^2(\frac{\theta}{2}))}{E_P(E_e - E_e^{'} sin^2(\frac{\theta}{2}))} \tag{13}$$

  gdzie E_p i E_e są energiami padających wiązek.

- metoda jetowa.
  Metoda ta, choć mniej dokładna od poprzedniej, może być użyta w reakcjach z prądami naładowanymi CC, bowiem zmienne wyrażane są w oparciu o energię i kierunek (E_j , γ_j) wyprodukowanego jetu prądowego:

$$y = \frac{E_j}{E_e}(1 - cos\gamma_j) \tag{14}$$

$$Q^2 = \frac{E_j^2 sin^2\gamma_j}{1 - y} \tag{15}$$

$$x = \frac{Q^2}{4E_P E_e y} \tag{16}$$

  Wadą tej metody jest niepewność pomiaru energii jetu, wynikająca z faktu, że część należących do niego cząstek może uciec w rurę akceleratora lub też pokrywać się z depozytem jetu spektatora (w obszarze do przodu). Podstawowym mankamentem tej metody jest jednak fakt, że w tej wersji może być ona stosowana tylko w przypadkach z jednym jetem (prosty model QPM). Niepewność w wyznaczaniu zmiennych związana jest też z definicją samego jetu. Dlatego w praktyce stosuje się dwie poniższe metody będące rozwinięciem tej.

- metoda hadronowa (Jacquet-Blondel).
  Nie wymaga ona definiowania jetu, a więc jest szczególnie korzystna dla przypadków w których oddziałujący kwark nie niesie wysokiego pędu poprzecznego. Oparta jest na pomiarze globalnego pędu poprzecznego oraz $E - p_z$ stanu hadronowego, które zdefiniowane są w następujący sposób [11]:

$$p_t^2 = (\sum p_x^h)^2 + (\sum p_y^h)^2 \tag{17}$$

$$\delta^h = (E - p_z)^h = \sum(E^h - p_z^h) \tag{18}$$

  gdzie sumowanie przebiega po wszystkich stanach hadronowych h, a E^h, p_x^h, p_y^h i p_z^h są odpowiednio energią i składowymi pędu poszczególnych hadronów.

Zmienne kinematyczne wyrażają się następująco:

$$y = \frac{\delta^h}{2E_e} \tag{19}$$

$$Q^2 = \frac{p_t^2}{1-y} \tag{20}$$

$$x = \frac{Q^2}{4E_P E_e y} \tag{21}$$

Zaletą tej metody jest fakt, że pozostaje nieczuła na cząstki, które uciekły "do przodu", w rurę akceleratora (mały wkład zarówno do pędu poprzecznego jak i $E - p_z$.)

- metoda dwóch kątów (Double-Angle).
  Jest to metoda najmniej czuła na niepewności związane z pomiarem energii w kalorymetrze. Oparta jest ona na pomiarze kąta rozproszonego elektronu (θ) oraz jetu (γ). Kąt γ jest liczony na podstawie globalnego pędu poprzecznego i energii poprzecznej przypadku, zgodnie z metodą Jacquet-Blondel:

$$cos\gamma = \frac{p_t^2 - \delta_h^2}{p_t^2 + \delta_h^2}. \tag{22}$$

Zmienne kinematyczne wyrażają się poprzez:

$$y = \frac{sin\gamma(1+cos\theta)}{sin\gamma + sin\theta + sin(\gamma+\theta)} \tag{23}$$

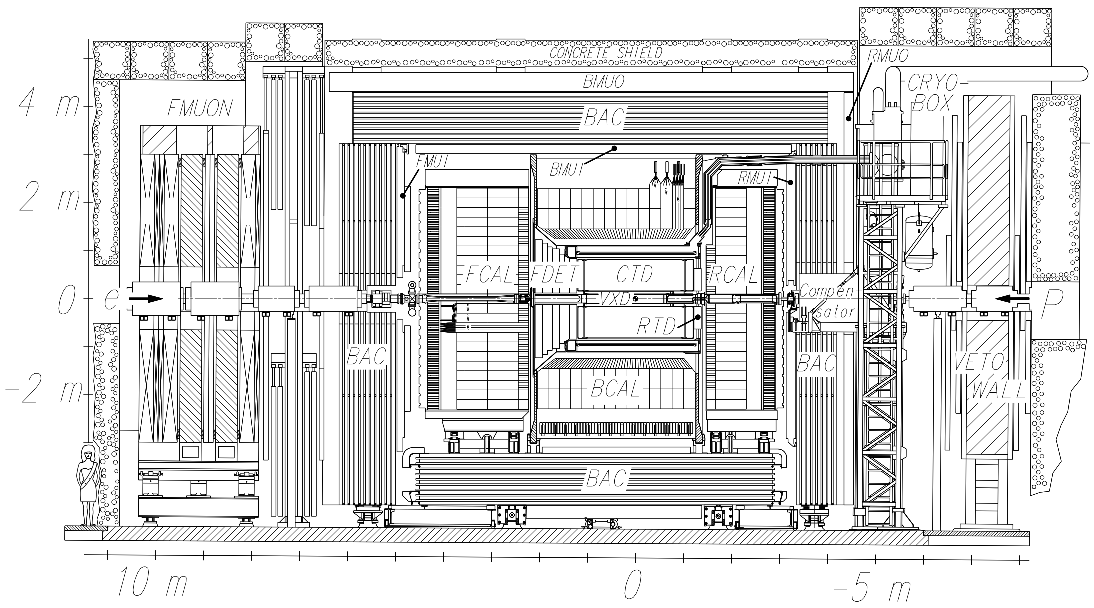
$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{sin\gamma(1+cos\theta)}{sin\gamma + sin\theta - sin(\gamma+\theta)} \tag{24}$$

$$x = \frac{E_e(sin\gamma + sin\theta + sin(\gamma+\theta))}{E_P(sin\gamma + sin\theta - sin(\gamma+\theta))} \tag{25}$$

Z uwagi na jej główną zaletę - nieczułość na błąd (także systematyczny) w pomiarze energii metoda ta została wybrana przez kolaborację ZEUS do analizy przypadków NC DIS z dużym Q^2 [7].

4 Detektor ZEUS.

Umieszczony w południowej hali eksperymentalnej wielozadaniowy detektor ZEUS składa się z kilkudziesięciu komponentów służących do zapewnienia możliwie najpełniejszego pomiaru charakterystyk poszczególnych zderzeń elektron-proton. Przekrój podłużny detektora ZEUS wzdłuż osi z [4] przedstawiony jest na rysunku 4.



Rys. 4: Przekrój podłużny detektora ZEUS.

Pełen opis detektora można znaleźć w [2]. Następujące jego komponenty uwzględnione były w analizie przedstawionej w tej pracy.

4.1 Detektory śladowe.

W centralnej części detektora, otoczone cienkim nadprzewodzącym magnesem solenoidalnym wytwarzającym pole o indukcji 1.8 T, znajdują się następujące detektory śladowe umożliwiające detekcję naładowanych cząstek i pomiar ich pędów:

- składający sie z 9 niezależnych warstw komór dryfowych CTD (Central Tracking Detector) służy do rekonstrukcji cząstek wyprodukowanych pod kątem θ w przedziale 15-164^o do osi wiązki.
- FTD (Forward Tracking Detector) służy do pomiaru pędów cząstek emitowanych do przodu, pod małym kątem względem osi wiązki. Rozszerza on zakres rekonstrukcji torów o obszar θ: 7.5-28^o.
- RTD (Rear Tracking Detector) mierzy produkty zderzeń w zakresie dużych kątów - do tyłu. Rozszerza on zakres rekonstrukcji torów do θ równego 170^o.

[4] Układ współrzędnych detektora ZEUS jest układem prawoskrętnym z osią z w kierunku padania wiązki protonów i poziomą osią x biegnącą do środka akceleratora. Kąt sferyczny θ liczony jest zawsze względem kierunku wiązki protonów

Pędowa zdolność rozdzielcza dla torów cząstek mierzonych w CTD wynosi:

$$\frac{dp_t}{p_t} = \sqrt{(0.5\% p_t[GeV])^2 + (1.6\%)^2} \tag{26}$$

Względna niepewność pomiaru rośnie wraz z pędem. W centralnej części pomiar pędów większych niż 10 GeV jest dokładniejszy przy użyciu kalorymetru.

Standardowy program rekonstrukcji przypadków detektora ZEUS, aby zwiększyć efektywność znajdowania wierzchołka oddziaływania, używa obecnie informacji ze wszystkich trzech detektorów śladowych. Dokładność wyznaczenia wierzchołka wzdłuż osi padających wiązek wynosi około 0.4 cm.

4.2 Centralny kalorymetr uranowy CAL.

Głównym komponentem detektora ZEUS jest wysokiej rozdzielczości, próbkujący kalorymetr uranowy. Częścią aktywną kalorymetru jest scyntylator organiczny, zaś absorberem zubożony uran. Taki dobór absorbera i ośrodka aktywnego powoduje, że odpowiedź detektora na elektrony i kwanty gamma jest taka jak odpowiedź na hadrony o takiej samej energii - kalorymetr o tej własności nazywa się kompensującym. Ta cecha kalorymetru pozwala osiągnąć najlepszą zdolność rozdzielczą w pomiarze hadronów. Rozdzielczość energetyczna kalorymetru, uzyskana w warunkach testowych, wynosi:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E(GeV)}} \qquad \text{dla elektronów} \tag{27}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E(GeV)}} \qquad \text{dla hadronów} \tag{28}$$

Fizycznie centralny kalorymetr uranowy detektora ZEUS podzielony jest na trzy części:

- przednią FCAL o akceptancji w θ: 2.6-37^o i całkowitej głębokości do 7.1 λ_{int}
- środkową BCAL o akceptancji w θ: 37-129^o i całkowitej głębokości do 5.3 λ_{int}
- tylną RCAL o akceptancji w θ: 129-176.1^o i całkowitej głębokości do 4.0 λ_{int}

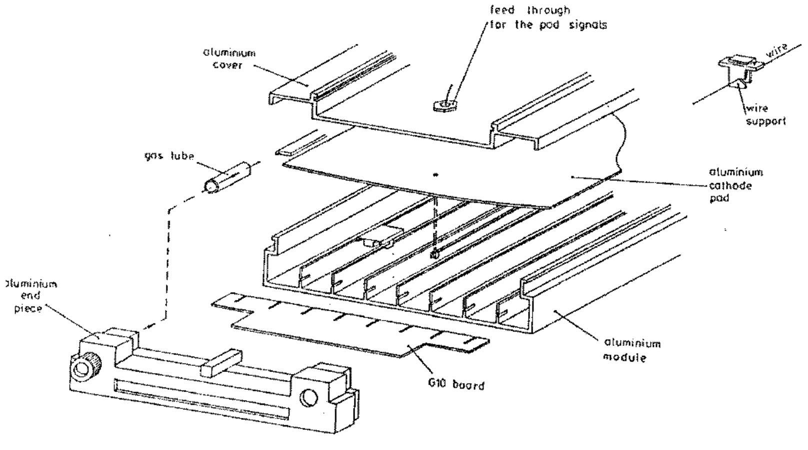
Podłużnie FCAL i BCAL podzielone są na trzy sekcje: jedną elektromagnetyczną EMC i dwie hadronowe: HAC1 i HAC2. Natomiast RCAL składa się tylko z dwóch sekcji: EMC i HAC1. Najmniejszą jednostką mierzącą energię oraz wyznaczającą pozycje depozytu jest cela. Cele w sekcjach hadronowych mają rozmiary poprzeczne 20×20 cm^2, natomiast w sekcjach elektromagnetycznych 20×5 cm^2 dla FCALu i BCALu oraz 20×10 cm^2 dla RCALu. Takie zróżnicowanie budowy w obrębie detektora spowodowane jest faktem, że większa część energii emitowana jest w kierunku do przodu (boost Lorentzowski w kierunku padania protonu). Podział na sekcje elektromagnetyczne i hadronowe umożliwia rozróżnienie czy depozyt energetyczny pochodził od elektronu (ew. kwantu gamma), bądź też hadronów.
Z uwagi na ogromne koszty kalorymetr uranowy został zaprojektowany tak, aby mierzyć co najmniej 95% energii w 90% jetów o maksymalnej energii.

4.3 Kalorymetr uzupełniający BAC.

Wyniki testów i symulacji przeprowadzonych na etapie projektowania detektora ZEUS wskazywały, że w około 10 % przypadków z jetami o maksymalnych, kinematycznie dozwolonych energiach konieczne będzie domierzanie energii wypływającej z kalorymetru uranowego. Do tego celu służy, umieszczony bezpośrednio za kalorymetrem uranowym, kalorymetr uzupełniający BAC (BAcking Calorimeter).

Rolę absorbera w kalorymetrze BAC spełniają płyty stalowe, będące zarazem konstrukcją nośną detektora i zamykajace pole magnesu solenoidalnego (jarzmo magnesu). Materiałem aktywnym detektora, umieszczonym pomiedzy płytami absorbera, są aluminiowe komory proporcjonalne wypełnione mieszaniną argonu (87 %) oraz dwutlenku węgla (13 %).

Budowa komory przedstawiona jest na rysunku 5. W aluminiowym profilu o szerokości 13.5 cm, wysokości 10 mm oraz długości 2 - 7 m (w zależności od miejsca zamontowania w detektorze) znajduje się 8, oddzielonych ściankami, celi o szerokości 15 mm. Przez środek każdej z cel biegnie drut wolframowy o średnicy 50 μm, który spełnia rolę anody. Aby utrzymać centralną pozycję drutu w celi, zapewniając tym samym stabilny rozkład pola elektrycznego, drut ten jest co 50 cm umocowany na specjalnych, izolujących wieszaczkach. Układ przykryty jest aluminiowymi płaszczyznami katodowymi - padami, których szerokość odpowiada szerokości profilu, a długość wynosi 50 cm. Grubość katod wynosi 0.7 mm. Całość przykryta jest aluminiową pokrywą. Przez wnętrze komór przepływa mieszanka gazowa o ciśnieniu nieznacznie wyższym niż atmosferyczne, tak aby powietrze z zewnątrz nie mogło dostać się do środka. Do drutów przyłożone jest napięcie rzędu 2 kV w stosunku do padów i obudowy. Impulsy przychodzące na elektrody, przy przejściu przez komorę pojedyńczej cząstki naładowanej, mają wysokość 1 - 5 mV i czas trwania 100 - 200 ns.



Rys. 5: Schemat budowy komory proporcjonalnej kalorymetru BAC.

Komory proporcjonalne należą do szerokiej grupy komór gazowych, służących do detekcji przechodzących cząstek naładowanych. Bardzo różnorodne konstrukcje geometryczne elektrod, przyłożone do nich napięcie oraz rodzaj użytego gazu dzielą je na poszczególne typy. Rejestracja sygnału oparta jest na procesie jonizacji atomów gazu przez przechodzącą cząstkę. Uwolniony ze zjonizowanego atomu elektron dryfuje ku anodzie zyskując pod wpływem przyłożonego napięcia energię. Jeżeli energia tego elektronu jest większa niż energia jonizacji w gazie wtedy w procesie wtórnej jonizacji oswobodzone zostają nowe elektrony. Łańcuch takich procesów prowadzi do powstawania lawin elektronów i dodatnich jonów o szybkim czasie narastania, a zebrany na katodach ładunek jest kilka rzędów wielkości większy niż pierwotnie zjonizowany przez cząstkę. Jego przyrost opisywany jest charakterystycznym dla danego gazu, warunków pracy i geometrii komory współczynnikiem wzmocnienia gazowego.

Komory kalorymetru BAC pracują w trybie proporcjonalnym, co oznacza, że mierzony na ich elektrodach ładunek pozostaje proporcjonalny do początkowej jonizacji wywołanej przez przechodzącą cząstkę.

Kalorymetr BAC wyposażono w następujące kanały odczytu:

1. Analogowy odczyt z drutów.
   Odczyt ten zaprojektowany został do pomiaru energii zdeponowanej w kalorymetrze. Impuls z każdego z drutów kierowany jest do przedwzmacniacza, po którym rozdzielany jest na dwa kanały: analogowy i cyfrowy. Następnie w sumatorze sumowane są analogowe sygnały pochodzące z drutów umieszczonych w czterech sąsiadujących komorach danej warstwy (tworzących tzw. xlayer) oraz z wszystkich warstw na głębokość detektora. Taka kombinacja drutów nazywana jest wieżą drutową. Impuls z każdej z wież drutowych rozdzielany jest na dwa, przy czym jeden wzmocniony jest około 6 razy. Obydwa kierowane są do układu kształtującego (shapera), a dalej ich przebieg próbkowany jest co 100 ns przez przetwornik analogowo - cyfrowy FADC. W wyniku tej operacji wysokość impulsów tłumaczona jest na 8 bitowe liczby, które dalej zapamiętywane są w układzie przesuwnych rejestrów. Dalsze przesyłanie danych odbywa się tylko w przypadku pozytywnej decyzji układu wyzwalania (patrz 4.5).

2. Analogowy odczyt z padów.
   Odczyt ten zaprojektowany został do wyznaczania pozycji depozytu energetycznego wzdłuż drutu. Sygnał z 4 padów leżących w tej samej warstwie (odpowiadających 4 komorom tworzącym xlayer) jest sumowany i przesyłany do przedwzmacniacza, a następnie sumowany po czwórkach tych padów w głąb detektora, zgodnie z geometrią wież drutowych. Taki układ padów tworzy wieżę padową. Dalsza droga impulsów jest taka jak w opisanym powyżej odczycie drutowym. Dokładniejszy pomiar pozycji jest możliwy dzięki temu, że rozmiar wieży padowej wzdłuż drutu wynosi 50 cm, a więc kilkakrotnie mniej niż sama długość drutu (od 2 do 7 metrów).

   W praktyce okazało się, że zdolność rozdzielcza odczytu padowego jest niegorsza niż drutowego. Dlatego też do wyznaczania zarówno depozytu energii jak i jego pozycji stosować można tylko odczyt padowy.

3. Cyfrowy odczyt z drutów.
   Odczyt ten służy do rekonstrukcji torów cząstek w detektorze BAC poprzez tworzenie map aktywnych drutów [12]. Sygnał z każdego z drutów po przejściu

przez przedwzmacniacz porównywany jest z ustalonym progiem w komparatorze. Stan komparatora sprawdzany jest co 100 ns. Jeśli w tym czasie przychodzący sygnał był wyższy od progu drut uważa się za 'zapalony'. Cyfrowy sygnał z komparatora przesyłany jest do pipelinów (przesuwnych rejestrów). Każdy z nich zbiera informację z 8 drutów w obrębie komory, w postaci ośmiobitowych słów, tzw. crossingów. Każdemu przypadkowi fizycznemu przyporządkowywane są, z uwagi na długi czas trwania dryfu ładunków w komorze, trzy takie słowa. Uważa się, że cząstka przeszła w sąsiedztwie drutu, jeżeli co najmniej jeden z trzech odpowiadających mu bitów (w trzech crossingach) został 'zapalony' (logiczna funkcja OR). Po odczytaniu pozytywnej informacji z triggera każdy crossing przekazywany jest do specjalnego bufora, a stamtąd poprzez dedykowany kontroler i sterujący zbieraniem danych transputer przesyłany jest dalej.

Dzięki odczytowi cyfrowemu kalorymetr uzupełniający BAC jest również detektorem umożliwiającym selekcję mionów [13]. Niezwykle istotny jest fakt, że pokrywa pełen kąt bryłowy z wyjątkiem wąskich obszarów w bezpośrednim sąsiedztwie wiązki - także obszary w których nie zainstalowane są detektory mionowe. Do 1997 roku odczyt drutowy działał efektywnie tylko w przedniej części detektora, co związane było z ograniczeniami finansowymi i opóźnieniem instalacji elektroniki w jego tylniej części. Odczyt został uzupełniony podczas tegorocznych prac remontowych (tzw. shutdown).

4.4 Detektory mionowe.

Do detekcji mionów przechodzących przez lub wyprodukowanych w detektorze ZEUS służą komory mionowe. Komory B/R MUON (Barrel, Rear MUON) umieszczone są na jarzmie magnesu (BAC) dwoma warstwami na zewnętrznej i wewnętrznej stronie. Są one plastykowymi komorami streamerowymi, wypełnionymi mieszanką izobutanu i argonu. FMUO (Foroward Muon Detector) umieszczony jest w przedniej części detektora i służy do mierzenia pędu wysokoenergetycznych mionów. Możliwe to jest dzieki polu magnetycznemu o indukcji B = 1.7 T, które pochodzi od magnesów toroidalnych. Detektor ten zbudowany jest z warstw aluminiowych komór dryfowych oraz komór streamerowych, takich jak w detektorach B/R MUON.

4.5 System wyzwalania (trigger).

Selekcję przypadków fizycznych z wszystkich jakie zachodzą w detektorze odbywa się za pomocą trzypoziomowego systemu wyzwalania tzw. triggera.

1. FTL (First Level Trigger) - na pierwszym poziomie triggera selekcja przypadków odbywa się w obrębie poszczególnych komponentów detektora i jest oparta na analizie podstawowych wielkości np. energii zdeponowanej w kalorymetrze, liczbie torów znalezionych w CTD, etc. Ostateczna decyzja podejmowana jest uwzględniając wszystkie komponenty w module zwanym GFLT (Global FLT). Częstość rejestracji przypadków na tym poziomie obniżana jest z koło 100 kHz do około 1 kHz.

2. SLT (Second Level Trigger) - na drugim poziomie triggera odrzucane są przypadki pochodzące z oddziaływań innych niż ep, głównie oddziaływań cząstek wiązki z gazem w rurze akceleratora (stanowią one ponad 90% tła). Selekcja przypadków w ramach poszczególnych komponentów zachodzi już na poziomie oprogramowania. Pod uwagę brana jest zgodność czasu przyjścia sygnałów do poszczególnych części kalorymetru (timing), kątowy rozkład klastrów energetycznych, pozycja punktu oddziaływania etc. Częstość rejestracji przypadków na tym poziomie obniżana jest z około 1 kHz do około 100 Hz.

3. TLT (Third Level Trigger) - na trzecim poziomie trygera mniejsza liczba analizowanych przypadków pozwala na globalną rekonstrukcję, uwzględniającą wszystkie komponenty. Na tym etapie stosowane są cięcia odpowiadające poszczególnym klasom analizowanych procesów, zbliżone do cięć używanych w ostatecznej analizie. Odrzucane są również miony kosmiczne. Częstość rejestracji przypadków obniżana jest z około 100 Hz do kilku Hz.

5 Rekonstrukcja mionów w BAC

Jedną z ról jakie spełniać powinien detektor BAC jest rejestracja oraz dokładny pomiar pozycji i kierunku przechodzących przez niego mionów - wyprodukowanych w zderzeniach ep, lub też mionów tła: kosmicznych bądź tunelowych [5]. Naładowana cząstka przechodząc przez kolejne warstwy komór prowadzi do powstawania impulsów ładunkowych na kolejnych drutach. (Mechanizm ten został opisany przy omawianiu zasady działania kalorymetru uzupełniającego). Spodziewanym śladem jaki pozostawia ona po sobie jest zbiór układających się na prostej (trajektorii cząstki) 'zapalonych' drutów, dla których odczyt cyfrowy (hit readout) zarejestrował sygnał o wysokości wyższej od ustalonego progu.

Należy tu zaznaczyć, że sam pomiar prostoliniowego toru nie jest wystarczający do identyfikacji cząstki. Oprócz mionów ślad taki zostawiać mogą również, choć jest to mało prawdopodobne, piony pochodzące z rozwijających się w kalorymetrze centralnym kaskad hadronowych. Dlatego rozsądniej jest określać zarejestrowany depozyt jako MIP (Minimal Ionizing Patricle).

Na poziomie programu rekonstrukcji mapa zapalonych drutów odczytywana jest z 32 bitowych słów charakteryzujących każdy xlayer, tzw. hit patternów. Każdy z bitów niesie ze sobą cyfrową informację o odpowiadającym mu w obrębie xlayera drucie (0 - brak informacji o cząstce, 1 - zarejestrowane przejście cząstki). Wykorzystywane w rekonstrukcji bity są nazywane również hitami [6].

5.1 Opis działania programu rekonstrukcji.

Metoda poszukiwania mionów (MIPów) w programie rekonstrukcji sprowadza sie do następujących działań: odczytanie mapy hitów, pogrupowanie ich w przestrzennie wyróżnione zbiory - klastry, analiza ich poprzecznego i podłużnego kształtu, korelacja klastrów hitowych z depozytami analogowymi oraz podjęcie decyzji, czy rozpatrywany klaster w rzeczywistości powstał na skutek przejścia mionu.

5.1.1 Klastryzacja.

W każdej z siedmiu części detektora odpowiadających mechanicznej konstrukcji kalorymetru BAC hity grupowane są w klastry, które stanowią punkt wyjścia do klasyfikacji, czy dana aktywność w BACu jest mionem, czy też wypływem energetycznym, bądź niefizyczną aktywnością detektora czyli szumem. Klaster zdefiniowany jest jako grupa hitów uporządkowanych na podstawie kąta mierzonego z nominalnego punktu oddziaływania (Interaction Point=(0,0,0) w układzie HERY) w płaszczyźnie prostopadlej do drutów, dla których odleglość pomiedzy sąsiednimi drutami jest nie większa niż 0.05 rad. Aby zuniwersalizować algorytm znajdowania mionów, druty znajdujące się w różnych częściach detektora i wobec tego inaczej zorientowane, tranformowane są do układu lokalnego związanego z klastrem. Środek układu jest położeniem najbardziej wewnętrznego w klastrze xlayera, a osie zdefiniowane są w następujący sposób: Y - prostopadle do warstw komór, na zewnątrz detektora, Z - wzdłuż drutów, X - prostopadle do drutów w płaszczyźnie komory. Od tej pory

[5] Miony tunelowe wchodzą w skład 'halo' wiązki protonowej (halo miony)

[6] W dalszej części pracy nazwa ta będzie stosowana wymiennie ze słowem 'drut'

analiza prowadzona jest zawsze w płaszczyźnie XY lokalnego układu, gdzie przestrzenna zdolność rozdzielcza siatki drutów zdefiniowana jest poprzez konstrukcję detektora (wzdłuż osi X - odległość między drutami w komorze - 15 mm, wzdłuż osi Y odległość między drutami należącymi do sąsiednich, ułożonych jeden za drugim xlayerów - 11 cm.). Nie uwzgledniona trzecia współrzędna przecięcia zapalonych hitów przez cząstkę wyznaczana jest z błędem równym długości komory (2 - 7 m) i w związku z tym nie niesie żadnej precyzyjnej informacji.

5.1.2 Analiza kształtu depozytu mionowego.

Metodę dopasowania liniowgo toru do klastra podzielić można na następujące etapy:

- pierwsze dopasowanie prostej (seed track) do klastra, uwzględniające tylko najbardziej prawdopodobne aktywności mionowe. Uwzględniane są jedynie te hity, które należą do 'czystych' xlayerów, tzn. takich, w których odezwały sie co najwyżej dwa druty.

- wybór dodatkowych drutów, które będą uwzględnione w kolejnych dopasowaniach. Uwzględniane są wszystkie druty które są odległe o nie więcej niż **MaxHFDist2** (parametr programu) wzdłuż osi X od pierwotnej prostej.

- iteracyjne odrzucanie najbardziej odległych hitów. Jeżeli najbardziej oddalony drut leży w odleglości większej niż **MaxHFDist1** od ostatnio dopasowanej prostej to nie jest on uwzględniony w kolejnym dopasowaniu. Iteracja trwa do momentu, gdy pozostałe hity leżą nie dalej niż zadane **MaxHFDist1** od prostej. Dodatkowo narzucony jest warunek, aby liczba hitów wziętych do odtworzenia toru oraz liczba xlayerów, które przecina hipotetyczny mion były większe bądź równe **MinNLayMip**. Kryterium decydujące o tym, czy ostatecznie dopasowany tor można uznać za tor mionu jest żądanie, aby χ^2 (na stopień swobody) ostatniego dopasowanego śladu bylo nie większe niż **MaxFitChi2**.

- uwzględnienie informacji, jakie niosą nie dające sygnału, a znajdujące się na torze mionu komory. W oparciu o zapisane w plikach (gafach) kondycyjnych efektywnosci komór na zarejestrowanie mionu liczone jest prawdopodobieństwo:

  $$P = \prod_i (1 - E_i) \tag{29}$$

  (gdzie: i-indeksy tych komór, E_i - odpowiadająca im efektywność) z jakim odtworzyć można powyższą kombinację komór nierejestrujących cząstki.

  - Maksymalne $P = 1$ oznacza, że wszystkie działające komory zarejestrowaly przechodącą cząstkę.
  - Optymalne $P \sim 1$ odpowiada sytuacji, gdy cząstkę zarejestrowała większość komór (małe i) lub że efektywność 'milczących' komór jest niska ($E_i \ll 1$) zatem szansa na ich odpowiedź jest również niska - uzasadniony brak sygnału.
  - Niskie $P \ll 1$ oznacza, że cząstki nie zarejestrowała większość komór o wysokiej efektywności, a taka kombinacja charakteryzuje słabo penetrujący wypływ lub przypadkowe 'zapalanie' drutów, czyli inną niż mion aktywność.

Tak zdefiniowane prawdopodobienstwo pozwala również uniezależnić badanie podłużnej struktury toru od części detektora w którym znaleziony został klaster (Forecap - 10 warstw xlayerów, Barrel - 9 warstw, Rearcap - 7). Kryterium decydujące o tym, czy dopasowany tor można uznać za tor mionu jest żądanie, aby prawdopodobieństwo P było większe od **MinGapProb**.

- jeżeli kandydujący klaster spełnia opisane wyżej ograniczenia, jego parametry są zapamiętywane.

- dodatkowo sprawdzana jest jeszcze hipoteza, że rozpatrywany klaster opisuje mion pochodzący z wierzchołka oddziaływania. W tym podejściu, powtarzając powyżej opisaną metodę znajdowania mionu uwzględnia się jeszcze nominalny punkt oddziaływania ((0,0,0) w ukladzie HERY) jako hit przypisany cząstce.

- jeżeli klaster został zakwalifikowany jako mion w obu hipotezach, do dalszej analizy wybierana jest ta, dla której:

  - dopasowany tor jest dłuższy (uwzględniona liczba hitów)
  - jeśli obydwa tory są tej samej długości, prawdopodobieństwo P jest większe.
  - jeśli są tej samej długości i odpowiadają im te same prawdopodobieństwa, wybierany jest ten z mionów dla którego χ^2 jest mniejsze.

- dane mionu zostają wpisane do tabelki ADAMO i przeznaczone są do dalszej analizy fizycznej.

5.1.3 Parametry programu.

Z opisu działania programu wynika, że parametry, które mają wpływ na rekonstrukcję mionów są następujące:

- **MaxHFDist1** - maksymalna odległość od hitu do dopasowanego toru.

- **MaxHFDist2** - maksymalna odległość miedzy prostą dopasowaną w pierwszym podejściu (track seed), a hitami wziętymi do fitu w drugim dopasowaniu.

- **MinNLayMip** - minimalna liczba hitów oraz xlayerów należących do ostatecznego toru.

- **MaxFitChi2** - maksymalne dopuszczalne χ^2 dopasowania (na stopień swobody).

- **MinProbGap** - dolne ograniczenie na prawdopodobieństwo powstania danej kombinacji komór nie dających sygnału.

5.2 Definicja optymalizacji i próbek danych.

Optymalne parametry rekonstrukcji to takie, które zapewniają zmaksymalizowanie prawdopodobieństwa znalezienia mionu (MIPu) przy jednoczesnym zminimalizowaniu prawdopodobieństwa zrekonstruowania jako mionu układu hitów powstałego w wyniku innej aktywności (wypływy hadronowe lub szumy). Z uwagi na to, że obydwie wielkości są ze sobą skorelowane i wybór parametrów wymaga jakiegoś dodatkowego założenia można wykorzystać następujące scenariusze postępowania:

- wyznaczyć minimalną efektywność na znajdowanie sztucznych mionów (powstałych na skutek aktywności hadronowych lub szumów), przy ustalonej efektywności mionowej (np. 80% - 95%)

- wyznaczyć maksymalną efektywność na znalezienie mionu przy zadanej efektywności tła (np. 5% - 10%)

Do wyznaczenia optymalnego zestawu parametrów zostały użyte następujące dwie próbki:

1. próbka mionów - zawierająca 5996 przypadków z mionami kosmicznymi lub tunelowymi zarejestrowanymi przez komory B/R MUON lub FMUON.

2. próbka hadronowa - zawierająca 5811 przypadków z wysokim Q^2 lub dużym pędem poprzecznym i jednocześnie z zarejestrowanymi wypływami energetycznymi do BACu.

Dla każdego rozpatrywanego klastra hitowego w próbce mionowej stawiano warunek, aby jego obecność potwierdzona była obecnością mionu w komorach mionowych. Akceptowano tylko takie klastry, dla których różnica w położeniu względem mionu rekonstruowanego w B/R MUON była nie większa niż 5^o (wyrażona w kącie phi, w układzie współrzędnych HERY). Żądano również, aby różnica w ich kierunku w płaszyźnie XY była mniejsza od 5^o. Klastry hitowe w próbce hadronowej uwzględniane były tylko wtedy, gdy komory mionowe nie potwierdziły przejścia żadnego mionu w przypadku.

5.3 Optymalizacja rekonstrukcji.

5.3.1 Parametr MaxHFDist2.

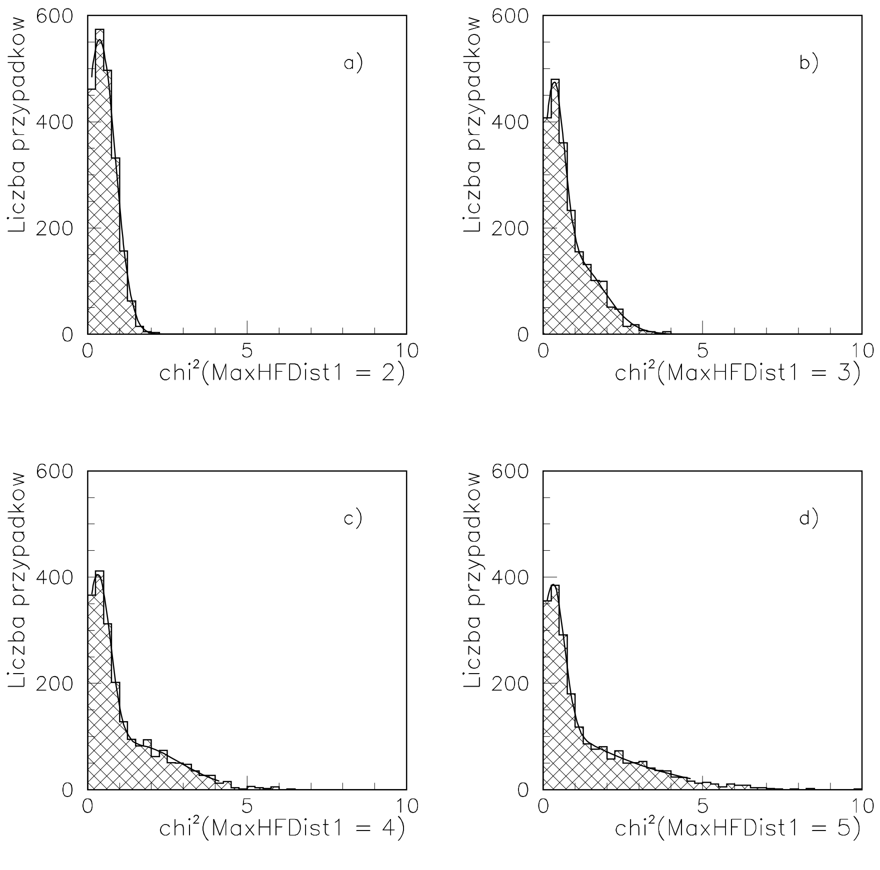
Parametr ten wyznacza obszar wokół pierwotnie dopasowanej do klastra prostej (track seed), z którego hity brane są do kolejnych dopasowań. Nie jest on parametrem kluczowym dla rekonstrukcji, gdyż jego rola jest ograniczona przez inną wielkość **MaxHFDist1**, która określa podobny obszar, lecz bezpośrednio przed każdym kolejnym dopasowaniem. Wybrane wstępnie z szerokiego obszaru hity (duże **MaxHFDist2**) nie będą uwzględniane w kolejnym ficie, jeżeli tylko leżą dalej niż **MaxHFDist1** od prostej. Aby zredukować liczbę rozważanych parametrów ustalono wartość **MaxHFDist2** na "bezpieczną" wartość 30 cm.

5.3.2 Parametr MinNlayMip.

Wcześniejsze studium efektywności na znajdowanie mionów w detektorze w danych z lat 96 i 97 wykazało, że znaczny procent rekonstruowanych mionów składa się z hitów, które należą jedynie do 3 xlayerów. Dlatego, aby zachować wysoką efektywność rejestracji mionów ustalono **MinNLayMip** na wartość 3.

5.3.3 Parametry MaxFitChi2 oraz MaxHFDist1.

Obserwacje zależności χ^2 w funkcji parametru **MaxHFDist1** wykazują, że χ^2 jakie dostać możemy z dopasowania jest ograniczone przez wartość **MaxHFDist1**. Dla niższych wartości **MaxHFDist1** dostajemy zawsze niskie χ^2. Takie zachowanie łatwo jest wyjaśnić. Jeżeli dopuszczalna odległość hitów od dopasowanej w i-tym kroku iteracji prostej (**MaxHFDist1**) jest niewielka, wtedy brana pod uwagę część drutów z klastra układa się na prostej tworząc nierzeczywisty, prostolinijny ślad, którego χ^2 musi być małe. Efekt ten sprawia, że samo χ^2 przestaje być wtedy parametrem na podstawie którego możemy poprawnie ocenić poprzeczną strukturę klastra.

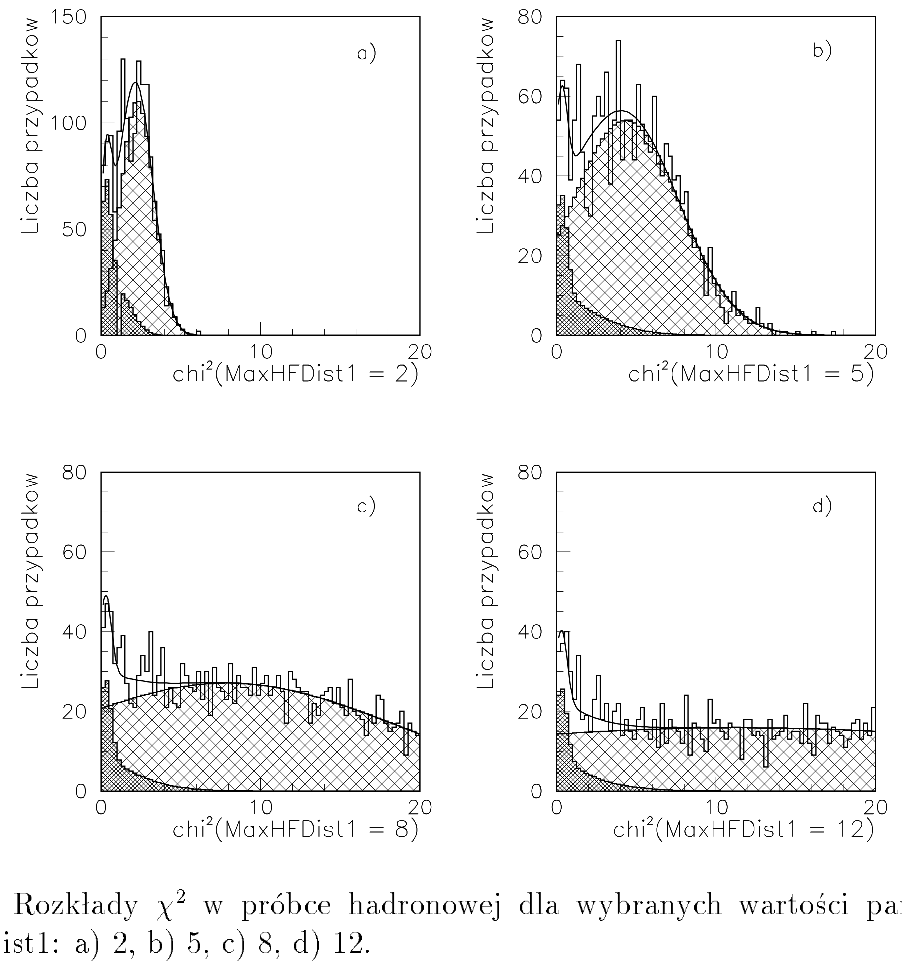


Rys. 6: Rozkłady χ^2 w próbce mionów dla wybranych wartości parametru MaxHFDist1: a) 2, b) 3, c) 4, d) 5.

Nasuwa się więc wniosek, że te dwa kluczowe dla rekonstrukcji parametry trzeba badać łącznie i wybrać taki ich zestaw, który z jednej strony nie dopuszcza istnienia sztucznego, prostego śladu, a zarazem takie **MaxHFDist1**, które nie pozwala dalekim od rzeczywistego śladu cząstki hitom (pochodzącym np. z aktywności szumowej lub sąsiedniego blisko położonego klastra) zaburzać jego kształt.

Wzajemną zależność tych parametrów badano w zakresie **MaxHFDist1** od 1 do 15 cm, co 1 cm oraz **MaxFitChi2** od 1 do 20 (rozkład ciągły). Dla każdej z próbek stworzono piętnaście zbiorów zrekonstruowanych MIPów, a każdy z tych zbiorów odpowiadał jednej z rozpatrywanych wartości **MaxHFDist1**.

Na rysunku 6 przedstawione są rozkłady χ^2 zrekonstruowanych MIPów dla wybranych wartości parametru **MaxHFDist1** dla próbki mionów kosmicznych. Na histogramie a) widać wyraźnie omawiany wyżej efekt zbyt wąskiego korytarza uwzględnianych hitów - wszystkie przypadki należą do piku położonego wokół małych wartości χ^2. Zwiększanie parametru **MaxHFDist1** (kolejno histogramy b, c i d) powoduje stopniowe zmniejszanie się wysokości piku na rzecz powiększającego się 'ogona' rozkładu, którego istnienie wyjaśnić można np. obecnością 'szumiącego' hitu, znajdującego się w pobliżu miejsca przejścia mionu i uwzględnionego w dopasowaniu. Powyżej wartości $\mathbf{MaxHFDist1} = 5$ rozkłady χ^2 wydają się tylko nieznacznie zależeć od tego parametru i ich przebieg jest zbliżony do przedstawionego na histogramie d.



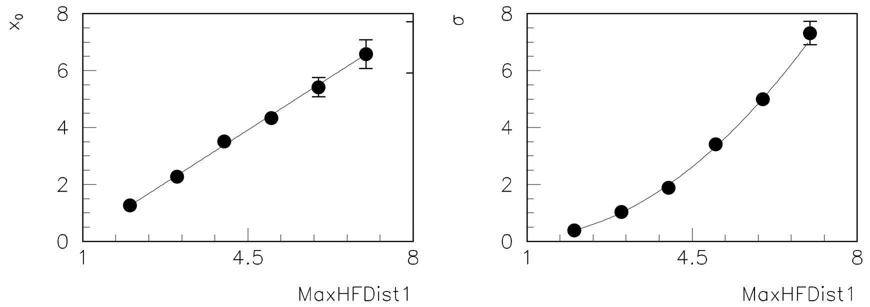
Rys. 7: Rozkłady χ^2 w próbce hadronowej dla wybranych wartości parametru MaxHFDist1: a) 2, b) 5, c) 8, d) 12.

Niezakreskowane histogramy na rysunku 7 przedstawiają rozkłady χ^2 przy wybranych wartościach **MaxHFDist1** dla próbki hadronowej. Podobnie jak w przypadku prawdziwych mionów dla małych wartości odległości (histogram a) wszystkie klastry opisuje sztucznie zaniżane χ^2, a rozkład przypomina kształtem pik mionowy. Wraz ze wzrostem **MaxHFDist1** charakteryzuje się on wyraźniejszą podwójną strukturą. Obserwowany dla małych **MaxHFDist1** pik z okolicy 1 zmniejsza się na rzecz oddzielającego się drugiego maksimum, którego położenie rośnie, a wysokość obniża, wraz z **MaxHFDist1**. Równocześnie szerokość rozkładu zwiększa się. Wkład do drugiego piku wnoszą klastry hadronowe lub szumowe zaklasyfikowane jako mion. Przemieszczanie się maksimum w kierunku większych χ^2 związane jest z większą powierzchnią korytarza, z którego hity brane są do wyznaczania toru, co zwiększa poprzeczną strukturę śladu, a tym samym χ^2.

Aby móc w dalszym kroku porównać efektywności na zaliczenie klastra jak mionu dla obydwu próbek: mionowej i hadronowej, należało odseparować z próbki hadronowej wyraźnie przedstawiającą się w rozkładach domieszkę nie potwierdzonych przez inne detektory mionów (pik dla małych χ^2). W tym celu dla każdej wartości **MaxHFDist1** do rozkładu χ^2 dla próbki hadronowej dopasowano funkcję będącą sumą dwóch składowych:

1. reprezentującą klastry mionowe.
   Najlepszą parametryzacją okazały się dwie funkcje gaussowskie, z ustalonymi parametrami: położenia maksimum i szerokości rozkładu oraz stosunkiem amplitud - wszystkie te parametry zostały wyznaczone z dopasowania do rozkładu χ^2 dla mionów przy tym samym **MaxHFDist1**. Jedynym wolnym parametrem została wysokość rozkładu czyli amplituda.

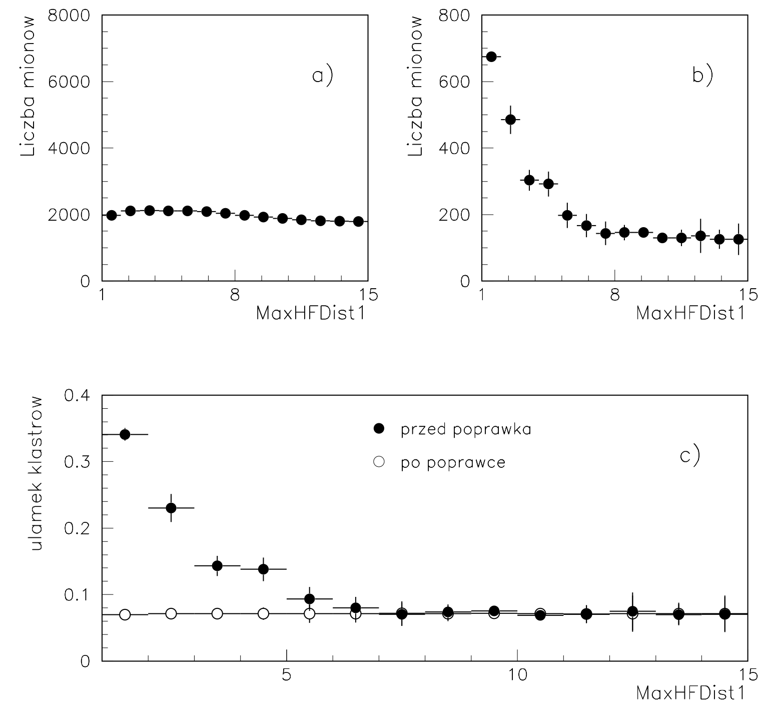
2. reprezentującą klastry hadronowe.
   Jako parametryzację wybrano funkcje Gaussa. Tak opisane rozkłady charakteryzują sie w zakresie **MaxHFDist1** = 1 - 7 liniowym wzrostem położenia maksimum oraz kwadratowym wzrostem szerokości rozkładów. Dla większych wartości **MaxHFDist1**, dla których rozkład jest stosunkowo płaski (fit przestaje być stabilny) ustalono wartości x_0 i σ na podstawie fitu do wartości dapasowanych dla **MaxHFDist1** = 2 - 7 przedstawionego na rysunku 8.



Rys. 8: Dopasowanie omówionych w tekście krzywych do zmiennych x_0 i σ opisujących rozkład tła dla małych wartości MaxHFDist1.

Wyniki dopasowania składowej mionowej i hadronowej do rozkładu χ^2 próbki hadronowej dla **MaxHFDist1**= 2, 5, 8, 12 przedstawione sa na rysunku 7 (odpowiednio silnie i słabo zakreskowane pola).

Na rysunku 9 przedstawiona jest liczba mionów znalezionych bez cięcia na χ^2 (cały badany zakres χ^2) dla poszczególnych wartości **MaxHFDist1** dla próbki kosmiki (a) oraz dla próbki tła (b). Podczas gdy liczba zrekonstruowanych mionów potwierdzonych przez komory mionowe jest w całym zakresie **MaxHFDist1** w przybliżeniu stała (1950 ± 200), dla mionów znalezionych w próbce tła widać wyraźny i raptowny jej wzrost dla **MaxHFDist1** < 7, w kierunku małych wartości parametru.

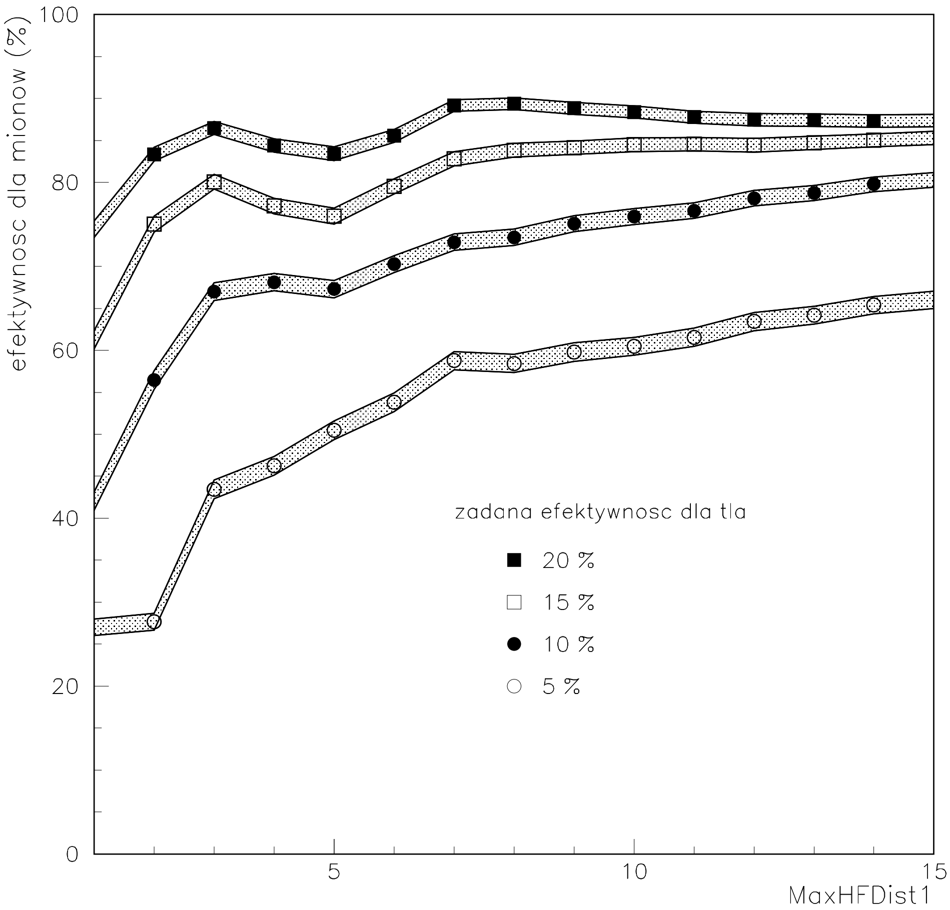


Rys. 9: Globalne liczby mionów dla próbki mionowej (a) oraz hadronowej (b). Histogram (c) przedstawia stosunek liczby mionów w próbce hadronowej do liczby rozpatrywanych mionów kosmicznych (przed i po poprawce opisanej w tekście).

Ten fakt jest argumentem przemawiającym za tym, że dla wspomnianych, niskich wartości **MaxHFDist1** występuje trudność w jednoznacznym sklasyfikowaniu rozpatrywanego klastra jako mionu bądź innej aktywności.

Aby móc prawidłowo wyznaczać efektywności dla małych **MaxHFDist1** uwzględniono poprawkę na ten efekt, żądając aby zawartość mionów w próbce tła była stała, tak jak obserwuje się to dla dużych wartości parametru. Nadwyżkę przypadków traktować więc można jako wkład od klastrów hadronowych lub szumowych o zwartej strukturze poprzecznej (np. składających się tylko z trzech 'zapalonych', przy braku sygnału przejścia cząstki, hitów). Powtórzono serię dopasowań zaliczając nadmiar obserwowanych mionów do tła.

W następnym kroku stworzono, uwzględniającą każdą z rozpatrywanych wartości **MaxHFDist1** i każdy bin χ^2, mapę efektywności na znajdowanie mionów oraz



Rys. 10: Wyznaczone z próbki mionów kosmicznych efektywności na znalezienie prawdziwego mionu odpowiadające ustalonym ułamkom akceptowanego tła.

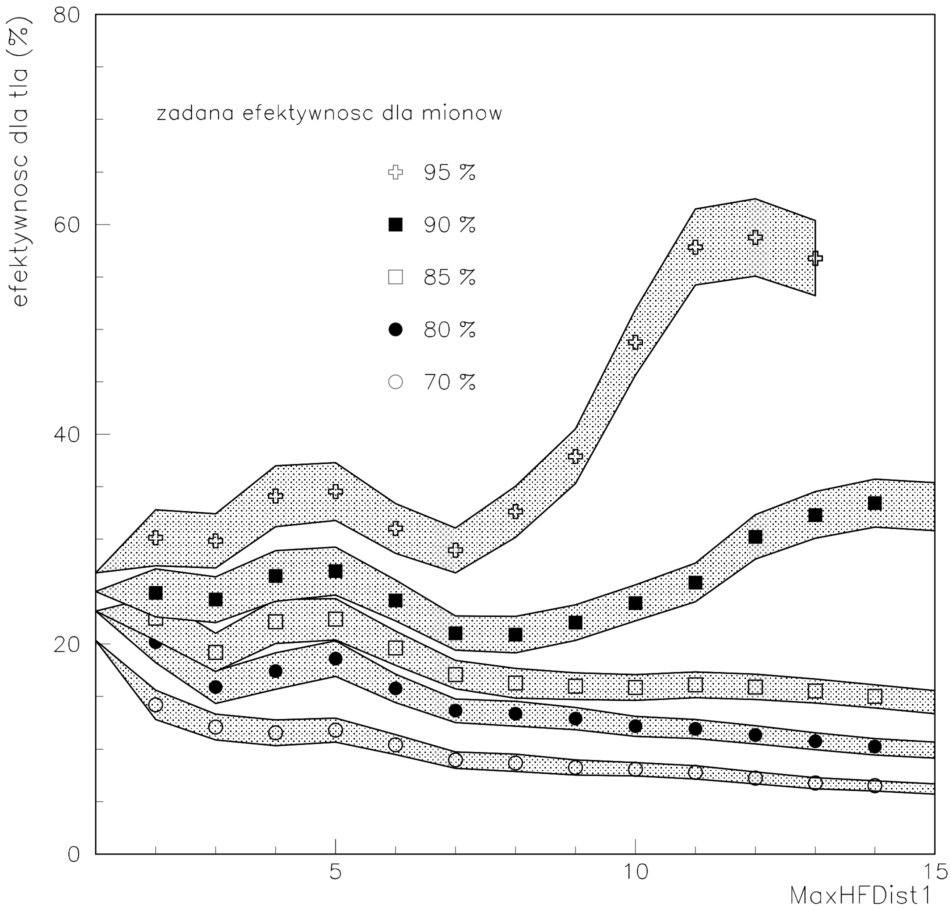
na zrekonstruowanie jako mionu klastra nie będącego nim. Do tego celu użyto odpowiednio: próbki mionów kosmicznych oraz wyselekcjonowanej próbki "czystych" aktywności hadronowych. Jako normalizacji użyto całkowitych liczb znalezionych klastrów mionówych oraz tła, odpowiadających MaxHFDist = 7. Wybór tej wartości związany jest z faktem, że odpowiada jej zarówno duża liczba zrekonstruowanych mionów, jak i klastrów hadronowych (liczone w całym zakresie χ^2).

Jeżeli dla wybranej wartości **MaxHFDist1** i numeruje biny χ^2, N_i oznacza odpowiadającą im liczbę zrekonstruowanych klastrów, wtedy efektywność e odpowiadająca wartości **MaxFitChi2** $= \chi^2_k$ zdefiniowana jest następująco:

$$e = \frac{\sum_{i=1}^{k} N_i}{N_{TOT}(MaxHFDist1 = 7)} \tag{30}$$

Tak wyznaczone prawdopodobieństwo dla mionów z dobrym przybliżeniem uważać można za efektywność bezwzględną, natomiast dla tła za efektywność względną, służącą do jakościowej, nie zaś ilościowej analizy.

Korzystając z otrzymanego z dopasowania rozkładu χ^2 dla "czystej" aktywności hadronowej (tła) możliwe jest określenie, dla każdego **MaxHFDist1**, wartości cięcia



Rys. 11: Wyznaczone z "czystej" próbki hadronowej efektywności na zaakceptowanie klastrów tła (pseudo-mionów) przy ustalonych wartościach efektywności mionowej.

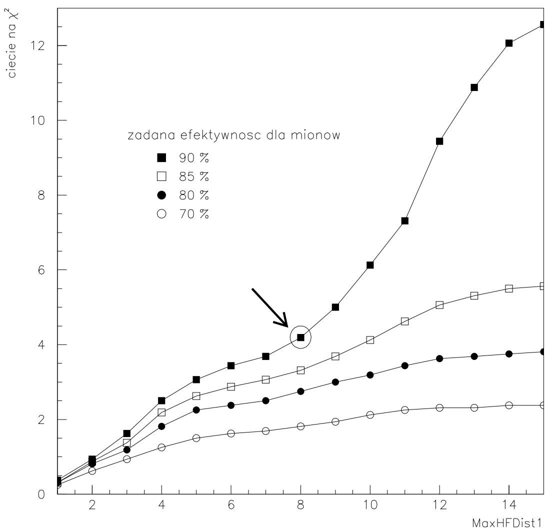
na χ^2 potrzebnej do zaakceptowania zadanego ułamka klastrów tła. Rysunek 10 przedstawia rozkład efektywności na znalezienie mionu w funkcji **MaxHFDist1** dla ustalonych efektywności zrekonstruowania pseudo-mionów w tle. Rozważano następujące wartości efektywności dla tła: 5%, 10%, 15%, 20%.

Widać wyraźnie, że wraz ze wzrostem akceptowalnej efektywności znalezienia sztucznych mionów w tle hadronowym wzrasta również efektywność zrekonstruowania prawdziwych mionów (kolejne krzywe), przy czym dla małych efektywności tła (5 i 10%) efektywność mionowa wzrasta cały czas z **MaxHFDist1**. Dla efektywności tła równej 15% efektywność na znalezienie mionu osiąga stałą wartość równą około 80% natomiast dla wyższych wartości osiąga przy pewnym **MaxHFDist1** maksimum, po czym zaczyna maleć wraz ze wzrostem **MaxHFDist1**.

Rysunek 11 przedstawia uzyskany w analogiczny sposób rozkład efektywności na znalezienie sztucznego mionu w tle, dla ustalonych efektywności mionowych : 70%, 80%, 85%, 90%, 95%.

Widoczne jest ponownie zjawisko zwiększania się efektywności dla tła wraz ze wzrostem efektywności mionowej. Znany z rysunków 6 i 7 efekt przesuwania się rozkładu klastrów szumowych w kierunku większych χ^2, przy jednoczesnym stabilnym rozkładzie χ^2 dla klastrów mionowych, powoduje, że wraz ze wzrostem **MaxHFDist1** obserwujemy dla każdej z efektywności mionowych $< 80\%$ gładkie obniżanie się efektywności szumowych. Dopiero żadanie, by rekonstruować więcej niż 85% mionów wprowadza do rozważanych rozkładów minimum efektywności tła w obszarze średnich **MaxHFDist1**.

Jego istnienie związane jest z faktem, że dla dużych wartości **MaxHFDist1** całkowita liczba mionów kosmicznych nieznacznie maleje (rysunek 9 a). Żeby więc osiągnąć wysoką ich efektywność należy rozpatrywać na mapie efektywności coraz to większe wartości χ^2, którym odpowiada opisany wcześniej 'ogon' rozkładu i powolny przyrost efektywności. Zjawisko to ilustruje rysunek 12, na którym przedstawiony jest rozkład cięcia na χ^2 w funkcji parametru **MaxHFDist1** dla ustalonych efektywności mionowych. Aby zapewnić efektywność na znalezienie mionu na poziomie 90% należy zwiększyć akceptowalne χ^2 toru. Z drugiej strony przypadki tła narastają znacznie szybciej w obszarze dużych χ^2 i dlatego prawdopodobieństwo ich zakwalifikowania wzrasta (wznoszenie się rozkładu po przekroczeniu minimum).

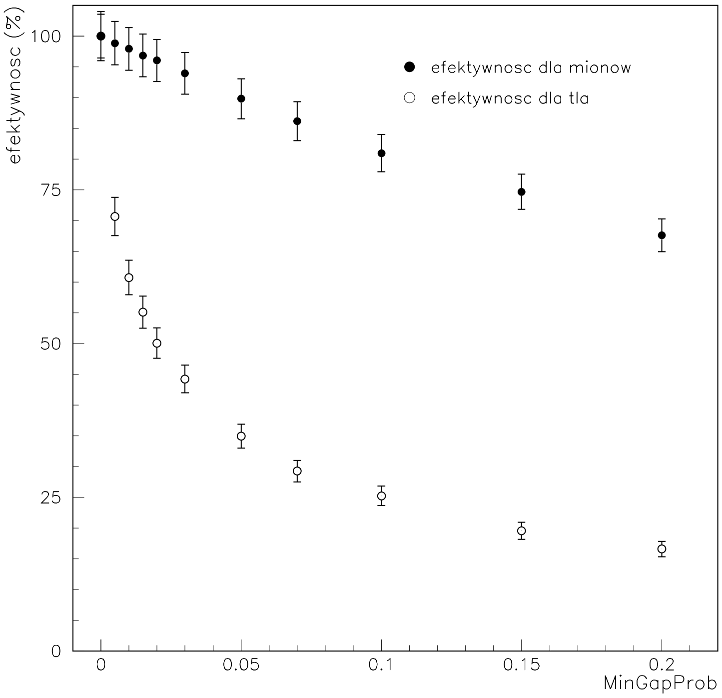


Rys. 12: Rozkłady cięcia na χ^2 w funkcji **MaxHFDist1** dla ustalonych efektywności na znalezienie mionu. Strzałka pokazuje punkt odpowiadający parametrom uznanym za optymalne.

Jako optymalne parmetry wybrano **MaxFitChi2** = 4 oraz **MaxHFDist1** = 8. Wartości te odpowiadają maksimum (minimum) widocznym na rysunkach 10 (11) i pozwalają uzyskać efektywność mionową równą 90 % i prawdopodobieństwo znalezienia "pseudo-mionu" w tle równe 20%.

5.3.4 Parametr MinGapProb.

Działanie rekonstrukcji badano w zakresie zmienności parametru **MinGapProb** od 0 do 0.2. Rysunek 13 przedstawia prawdopodobieństwa rekonstrukcji klastra hitowego jako mionu w próbce mionów oraz tła w funkcji tego parametru.



Rys. 13: Efektywności dla próbki mionów i tła dla MaxGapProb

Wraz ze wzrostem **MinGapProb** efektywności dla obydwu próbek obniżają się w sposób ciągły, przy czym zgodnie z oczekiwaniem, że klastry imitujace miony będą się charakteryzowały mniej zwartą strukturą podłużną, efektywność na ich znalezienie maleje dużo szybciej. Z uwagi na fakt, że w całym zakresie **MinGapProb** nie ma uprzywilejowanej wartości, dla której obserwowalibyśmy ekstremum efektywności, jako optymalny parametr wybrano **MinGapProb** = 0.02 dla którego efektywność mionowa wynosi 95%, natomiast efektywność dla tła 50% (liczone względem **MinGapProb**=0).

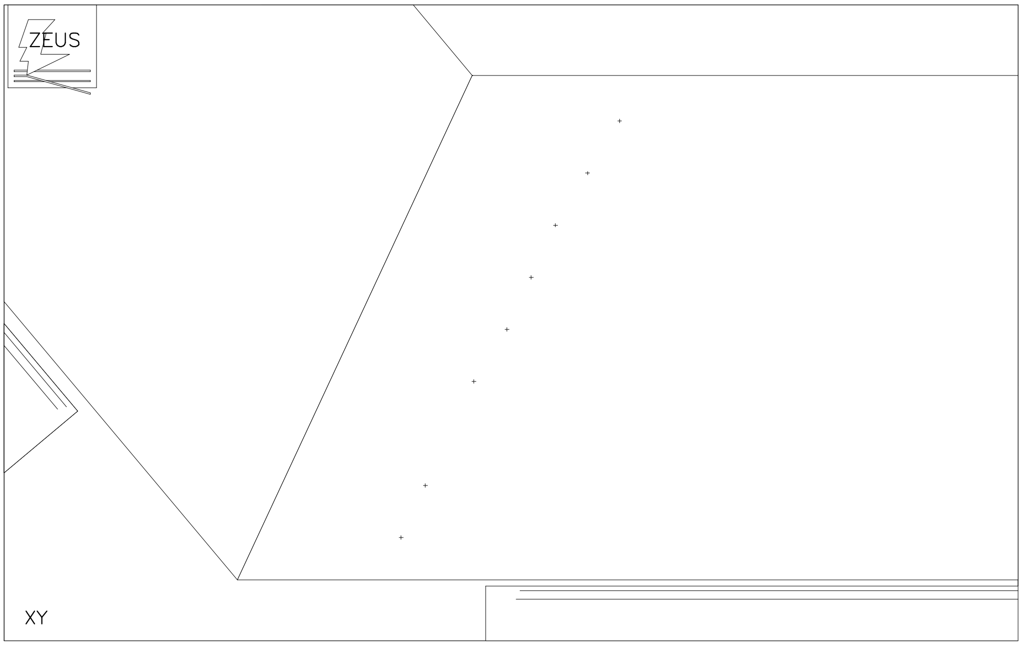
5.3.5 Podsumowanie.

Ostateczne parametry rekonstrukcji wyznaczone podczas opisanych studiów wynoszą:

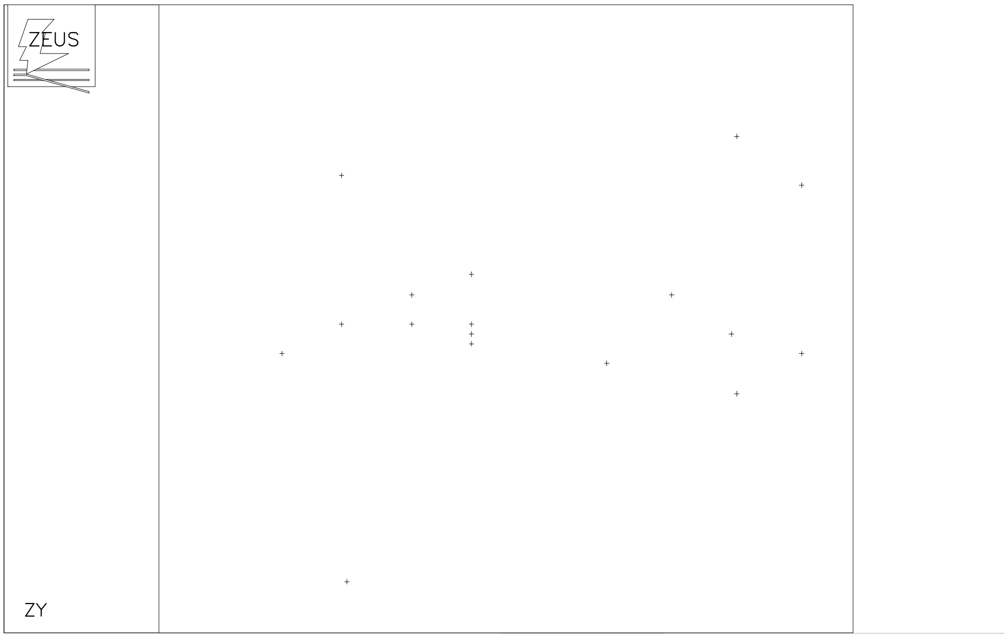
- maksymalna odległość hitu do dopasowanego toru - **MaxHFDist1**=8.
- maksymalna odległość hitu do pierwotnie dopasowanego toru (track seed) - **MaxHFDist2**=30.
- dopuszczalne χ^2 (na stopień swobody) dla dopasowanego toru - **MaxFitChi2**=4.
- dolne ograniczenie na prawdopodobieństwo powstania danej kombinacji nie dających sygnału komór - **MinGapProb**=0.02
- minimalna liczba hitów oraz xlayerów należących do ostatecznego toru - **MinNLayMip**=3

Przy tych wartościach uzyskana efektywność prawidłowego zaklasyfikowania klastra hitowego będącego wynikiem przejścia mionu wynosi około 85%. Z kolei prawdopodobieństwo uznania za mion wypływu energetycznego z aktywnością hitową (lub klastra szumów) wynosi około 10%.

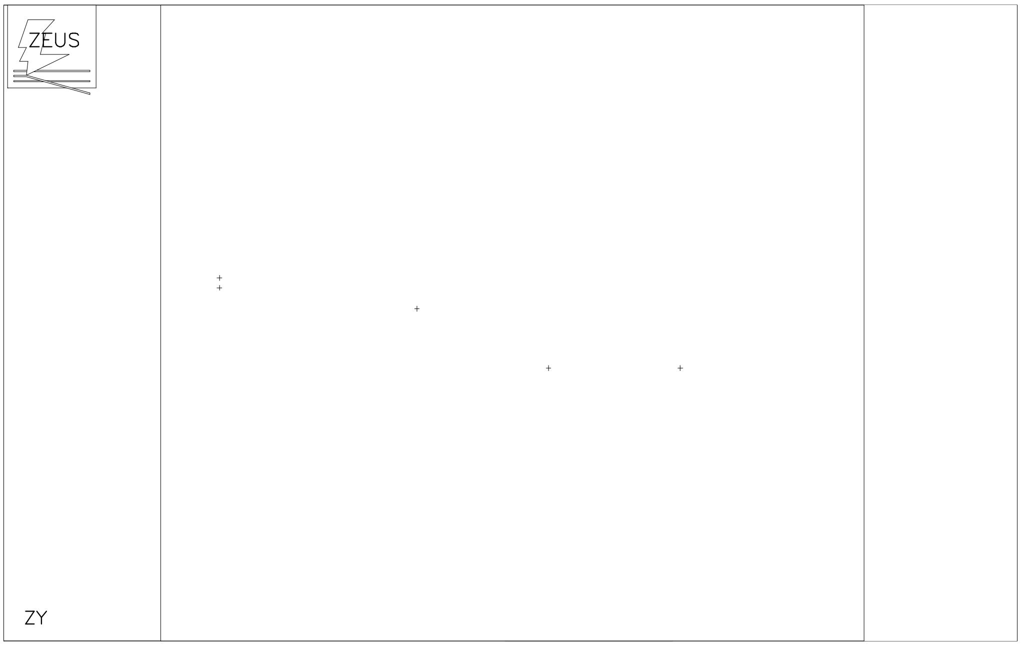
Na rysunku 14 przedstawiony jest przykładowy klaster hitowy, który został zatwierdzony przez zoptymalizowaną rekonstrukcję. Jego zwarta struktura poprzeczna i podłużna zapewnia niskie χ^2 i wysokie P, które mieszczą się w ograniczeniach stawianych przez program. Inaczej rzecz się ma z klastrami przedstawionymi na rysunkach 15 i 16. Obydwa nie zostały zaklasyfikowane jako miony. W przypadku pierwszym zbyt szeroki obszar, w którym leżą hity oraz brak wyraźnie widocznej prostej na której by się one układały sprawiają, że odpowiadające im χ^2 jest zbyt duże. W przypadku drugim, pomimo że hity układają się na prostej klaster jest odrzucany ponieważ charakteryzuje się mało zwartą budową podłużną (tylko 4 z wszystkich 10 warst komór zarejestrowały przejście cząstki).



Rys. 14: Przykładowy ślad mionu znaleziony w centralnej części detektora, w płaszczyźnie XY układu HERY. χ^2 dopasowanej do niego prostej wynosi 0.45, prawdopodobieństwo P jest równe 0.36.



Rys. 15: Przykładowy kształt klastra charateryzującego się zbyt szeroką strukturą poprzeczną, znalezionego w przedniej części detektora, w płaszczyźnie YZ. Wysokie $\chi^2 = 12.6$ (przy akceptowalnym $P = 0.03$) sprawia, że zostaje on odrzucony.



Rys. 16: Przykładowy kształt klastra znalezionego w przedniej części detektora, w płaszczyźnie YZ. Pomimo liniowego kształtu ($\chi^2 = 3.65$) został on odrzucony z uwagi na mało zwartą strukturę podłużną, czego przejawem jest niska wartość $P = 0.002$

6 Rekonstrukcja mionów w przypadkach NC DIS.

Produkowane w detektorze ZEUS miony mogą pochodzić bezpośrednio z obserwowanego oddziaływania (np. $ep \rightarrow e\mu\bar{\mu}X$ [7]), zostać wyprodukowane w procesie rozpadu produkowanych w nim cząstek (np. $D^+ \rightarrow \bar{K}^0\mu^+\nu_\mu$) lub pochodzić z kaskad rozwijających się w kalorymetrze uranowym (rozpady π^+ i π^-). Inne źródło stanowią rejestrowane w obecności interesującego przypadku fizycznego miony kosmiczne lub tunelowe (halo miony), które z powodu dużych depozytów energetycznych i istnienia poprawnie zrekonstruowanego wierzchołka nie zostały odrzucone na poziomie triggera.

Dla wszystkich tych przypadków podstawowym narzędziem detekcji mionów są komory mionowe B/R MUON i FMUON. Jeśli miony przechodziły przez detektory śladowe możliwe jest przypisanie im odpowiedniej trajektorii, gdy dodatkowo były cząstami izolowanymi nie należącymi do jetu (np. z rozpadu $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$) odpowiadają im dobrze zlokalizowane depozyty energetyczne w centralnym kalorymetrze.

W tym świetle odczyt hitowy kalorymetru uzupełniającego BAC stanowi dodatkowe źródło informacji, szczególnie istotne w obszarach ograniczonej akceptacji komór mionowych. Poniższa analiza jest próbą wyznaczenia rozkładu kątowego produkowanych mionów przy założeniu braku informacji z detektorów przeznaczonych do ich detekcji. Uwzględniono w niej tylko informację o pędach i kierunkach cząstek rekonstruowanych w CTD.

Analiza miała na celu wyodrębnienie przypadków z mionami pochodzącymi z wierzchołka oddziaływania (produkcja bezpośrednia lub z rozpadów cząstek krótkożyciowych) w próbce NC DIS z wysokim Q^2.

6.1 Próbka danych NC DIS.

Analizowano próbkę przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania z wymianą prądów neutralnych o wysokim Q^2 i dużym hadronowym pędzie poprzecznym p_t, zebraną w latach 1996 i 1997. Rozpatrywane 66 798 przypadki spełniały następujące wymagania:

- duża wirtualność wymienianego bozonu - $Q^2 > 200\ GeV^2$
- obecność zrekonstruowanego, izolowanego elektronu
  (dla kandydatów znalezionych przez program rekonstrukcji postawiony został warunek, aby jego energia $E_{e'}$ była większa od 5 GeV, depozyt energii w otaczających go celach E_{cone} był mniejszy od 5 GeV, oraz odpowiadał mu ślad w detektorze śladowym)
- depozytu energetycznego w centralnej części detektora
  (warunek $E - p_Z > 44$ GeV (40 GeV) dla $\theta_{e'} < 0.3$ (> 0.3) rad sprawia, że odrzucane są przypadki fotoprodukcji dla których elektron ucieka w rurę wiązki)
- dobrze zlokalizowany wierzchołek oddziaływania
  (żądano, aby odległość wierzchołka oddziaływania od punktu (0,0,0) układu

[7] Reakcja ta zachodzi poprzez proces $\gamma\gamma \rightarrow \mu\bar{\mu}$

HERY była mniejsza od 50 cm oraz liczba torów pochodzących z wierzchołka była równa co najmniej 1/4 wszystkich zrekonstruowanych torów)

- odrzucenie elastycznego i nieelastycznego procesu Comptona (QED) (odrzucano przypadki z dwoma, izolowanymi depozytami elektromagnetycznymi w kalorymetrze)

W spełniającej te same cięcia próbce Monte Carlo liczącej 53 816 przypadków zostały uwzględnione, wzięte z plików kondycyjnych, szumy detektora BAC. Symulacja detektora BAC nie uwzględniła natomiast jeszcze efektywności komór detektora.

6.2 Selekcja mionów w detektorze BAC.

Rozważane dane zawierają informację o mionach z całego kalorymetru BAC, jednakże tylko część z tych informacji nadaje się do dalszej analizy. Należy rozróżnić dwie części detektora: przednią, w skład której wchodzą tzw. forecap i przednia część centralnej części BAC, tzw. barrel forward, oraz tylną, podzieloną na rearcap i barrel rear. Powodem tego podziału jest przede wszystkim efektywność wyróżnionych obszarów, która dla tyłu jest ograniczona przez brak zainstalowanej elektroniki. Istotne znaczenie ma również topologia przypadków. Obserwuje się bardziej obfitą produkcję cząstek do przodu, w kierunku padania protonu oraz niską statystykę przypadków w tyle detektora, co związane jest z asymertią w energii padających wiązek (boost Lorentzowski). Fakty te, spowodowały, że w analizie brane były pod uwagę tylko MIPy zarejestrowane w przedniej części BACu dla których kąt θ jest mniejszy od 1.4 rad.

Rekonstrukcja detektora BAC umożliwia znalezienie MIPu - potencjalnego kandydata na mion tylko w oparciu o dwuwymiarową siatkę drutów, tzn. pomijając trzecią składową położenia - wzdłuż drutu. W części przedniej rozpatrywanego obszaru, odpowiadającej małym kątom θ (forecap), druty umieszczone są równolegle do osi X układu współrzędnych HERY, zaś w części odpowiadającej większym kątom θ (barrel) - do osi Z (kierunek padania wiązek). Tym samym dokładny pomiar pozycji możliwy jest odpowiednio w płaszczyźnie YZ lub XY. Wskazanym staje się więc podział rozpatrywanych mionów na podpróbki, które rozróżnialne są pod względem miejsca wystąpienia w jednej ze wspomnianych części detektora: forecap (przód) bądź barrel forward (centralna część BAC, tzw. baryła).

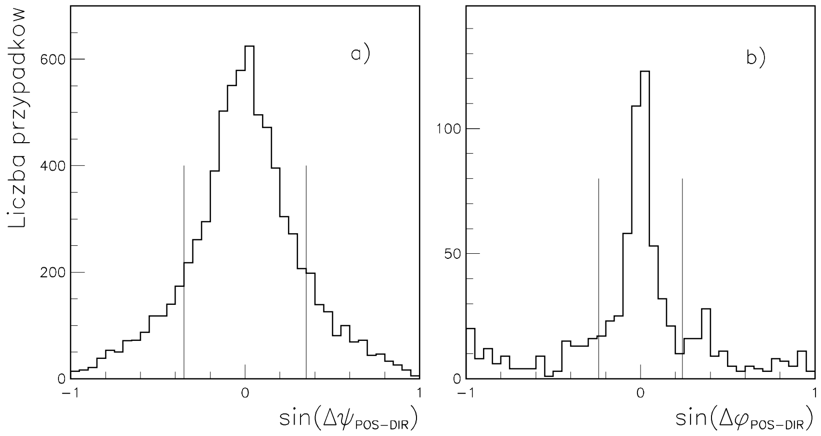
W baryle, kątem, który z największą dokładnością opisuje położenie depozytu jest kąt azymutalny ϕ (w płaszczyźnie XY). Natomiast dla forecapu mierzonym na siatce drutów kątem jest kąt ψ zdefiniowany jako:

$$tg(\psi) = tg(\theta)sin(\phi) \tag{31}$$

i będący rzutem kąta θ na płaszczyznę YZ układu współrzędnych HERY.

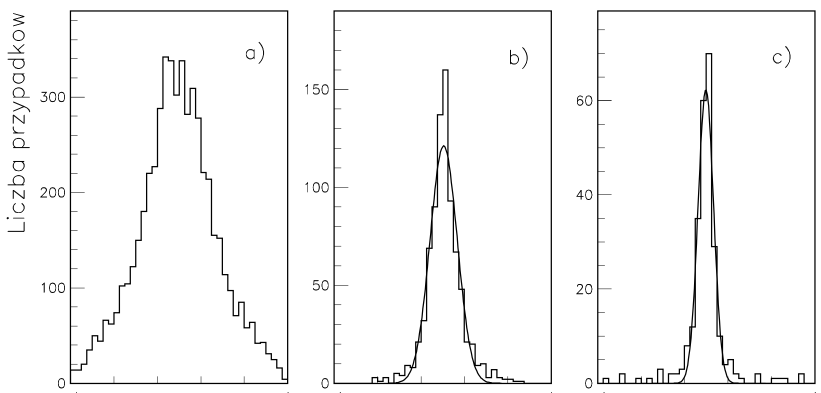
Dla mionów pochodzących z wierzchołka oddziaływania spodziewana jest zgodność między ich kątową pozycją w detektorze, a zrekonstruowanym kierunkiem przechodzenia przez BAC. Rysunek 17 przedstawia rozkłady sinusów różnicy kątów ϕ (ψ) wyznaczonych z pozycji i kierunku dla mionów w barrel forward (forecap). Widoczne są piki w okolicy 0 w kącie ϕ dla baryły i ψ przodu.

Argumentem za większą szerokością piku w forwardzie może być większa grubość FCALu (przedniej części kalorymetru uranowego), a co za tym idzie większe



Rys. 17: Rozkład różnicy kierunku i pozycji dla kandydatów na miony znalezionych: a) w forecapie, b) w barrel foreward. Na rysunkach zaznaczone są omówione w tekście cięcia.

wielokrotne rozpraszanie mionów zmieniające ich kierunek. Należy zwrócić uwagę na fakt, że depozyt hitowy w BACu nie daje informacji czy zarejestrowany mion pochodził z wierzchołka oddziaływania, czy też z kaskady, nie znana jest również jego energia. Ponieważ jednak rozpraszaniu silniej ulegają cząstki o małych pędach, więc spodziewać się można, że rozmycie piku spowodowane jest głównie niskoeneretycznecznymi mionami z kaskady, które są silnie wyhamowywane i zatrzymywane w kalorymetrze uzupełniającym. Odpowiadają im MIPy, które nie dotarły do zewnętrznych warst xlayerów, a więc zarejestrowała je mała liczba komór, np. najkrótsze, dopuszczalne przez rekonstrukcję, 3 warstwowe ślady.



Rys. 18: Rozkłady rożnicy położenia i kierunku dla MIPów: a) 3 warstwowych, b) co najmniej 5-cio warstwowych w forecapie oraz c) co najmniej 5-cio warstwowych w baryle

Z kolei miony pochodzące z wierzchołka oddziaływania powinny cechować się większym pędem, mniejszą różnicą pomiędzy ich kierunkiem, a pozycją i wreszcie większą liczbą xlayerów, które je zarejestrowały, np. 5 i więcej, z wszystkich 10-ciu warstw w forecapie. Rysunek 18 przedstawia omawiane wcześniej rozkłady sinusów różnicy położenia i pozycji: a) dla MIPów w forecapie, które zostały zarejestrowane tylko przez 3 warstwy komór , b) dla MIPów w forecapie dla których "odezwało" się co najmniej 5 xlayerów, c) dla co najmniej 5-cio warstwowych MIPów w baryle.

Zgodnie z oczekiwaniami widać tu wyraźnie rozmycie piku dla krótkich śladów i znacznie lepszą zgodność dla długich w przedniej części kalorymetru. Dodatkowo w pierwszym przypadku rozkład zaburzać mogą hadronowe aktywności detektora lub szumy. Istnieje bowiem niezerowe prawdopodobieństwo, opisane w rozdziale 5, że będą one zaakceptowane jako mion, a w ten sposób można wyjaśnić obecność MIPów, dla których różnica między położeniem, a kierunkiem jest niewiele mniejsza od 90^o.

Aby wykluczyć te przypadki do dalszej analizy akceptowano tylko te miony znalezione w forecapie, dla których liczba xlayerów jest większa, bądź równa 4.

Dodatkowo do rozkładów pięcio i więcej warstwowych mionów przedstawionych na rysunku 18 b i c dopasowano funkcję Gaussa. Do dalszej analizy brano tylko te MIPy dla których rozpatrywana różnica między pozycją, a kierunkiem toru była mniejsza niż 3σ wzięte z fitu , tzn, dla których:

$$|\Delta\psi_{POS-DIR}| < 0.36 \text{ rad} \qquad \text{dla przodu} \tag{32}$$

$$|\Delta\phi_{POS-DIR}| < 0.24 \text{ rad} \qquad \text{dla baryły} \tag{33}$$

To pozwala na zaakceptowanie wszystkich długich śladów (99 % rozkładu normalnego) i tylko części krótkich, o zadowalającej zgodności kierunku i położenia.

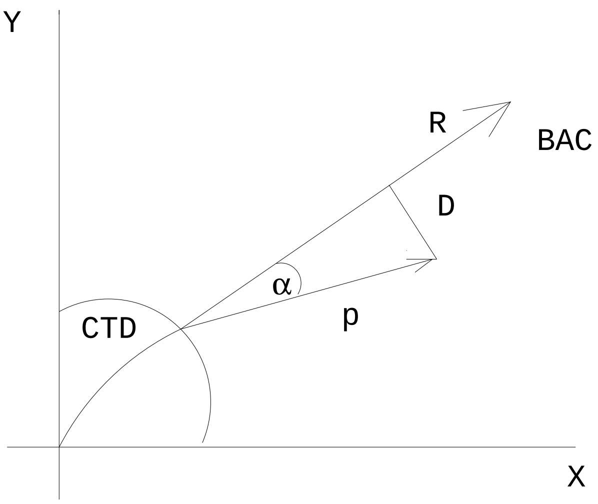
6.3 Dopasowanie do torów z CTD.

Badany MIP tylko wtedy będzie dobrym kandydatem na mion wyprodukowany w zderzeniu gdy odpowiadać mu będzie zgodny co do kierunku ślad zrekonstruowany w centralnym detektorze śladowym. Umożliwi to odrzucenie tych mionów, które zostały wyprodukowane poza centralną częścią detektora, daleko od wierzchołka oddziaływania. Mowa tu o MIPach powstałych w kaskadach w kalorymetrze uranowym oraz powolnych, nie kaskadujących pionach z tych kaskad, których sam BAC nie jest w stanie odróżnić, ponieważ, minimalnie jonizując ośrodek, zachowują się one jak MIPy. W tym kroku odrzucane będą także "sztuczne" cząstki, tzn. te kombinacje hitów, które rekonstrukcja uznaje za mion, a które w rzeczywistości pochodzą z aktywności hadronowych lub szumowych, a tym samym nie posiadają odpowiednika w postaci śladu w detektorach śladowych. W analizie korzystano z danych zrekonstruowanych w CTD.

Pierwszym z warunków postawionych na tor cząstki z CTD było, żeby pochodził on z wierzchołka. To ostre ograniczenie sprawia, że znacznie spada statystyka próbki. Jest ono jednak konieczne, aby odrzucić miony wyprodukowane wprawdzie w CTD, ale pochodzące dopiero z rozpadu cząstek wtórnych. Dodatkowo ogranicza się tym żądaniem tło kombinatoryczne związane z występowaniem dużej liczby śladów, które sztucznie zostałyby przypisane mionowi (zwłaszcza w przedniej części detektora).

Dla forecapu przypisanie toru przeprowadzone było w kącie ψ i brano pod uwagę ślady dla których kąt θ należał do przedziału 0 - 0.71 rad (w rzeczywistości dolne ograniczenie związane jest z akceptancją CTD i wynosi 0.26 rad). Dla baryły natomiast dopasowanie odbywało się w kącie ϕ dla torów o θ z przedziału 0.58 - 1.36 rad. Fakt występowania wspólnego dla obydwu części przedziału: 0.58 - 0.71 rad związany jest z budową detektora. W tych granicach kąta θ komory z barrel foreward umieszczone są nad komorami forecapu.

W obydwu przypadkach zmienną, opisującą dopasowanie toru z CTD do depozytu hitowego w kalorymetrze uzupełniającym, był kąt α jaki tworzą ze sobą, zrzutowane na opisaną wyżej płaszczyznę (ψ lub ϕ), wektor pędu $\vec{p}$ toru zmierzony u wyjścia z CTD oraz odcinek $\vec{R}$ łączący położenie depozytu w BAC z punktem końcowym toru (na granicy CTD z kalorymetrem uranowym). Sposób liczenia kąta α przedstawiony jest na rysunku 19.



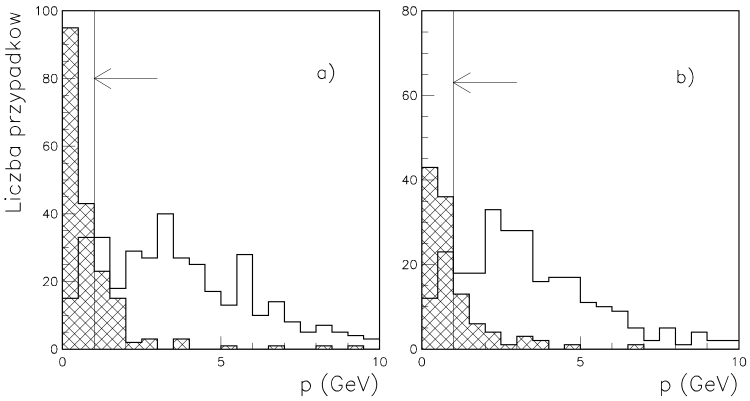
Rys. 19: Szkic przedstawiający metodę wyznaczania kąta α będącego zmienną dopasowania toru z CTD do MIPu z kalorymetru uzupełniającego (dla baryły, w płaszczyźnie XY).

Istotnym staje się uwzględnienie faktu, że do MIPu z kalorymetru uzupełniającego można dopasować tor, który w rzeczywistości nie pochodził od mionu, a został mu przypisany jedynie przypadkowo. Takie tło kombinatoryczne pochodzić może od niskoenergetycznych cząstek, które leżą bliżej rozpatrywanego MIPu, lecz ich pęd jest na tyle niski, że nie pozwala im dotrzeć do kalorymetru uzupełniającego. Aby znaleźć rozkłady tych sztucznych dopasowań przetransformowano tory cząstek w CTD o 180^o zgodnie z równaniem:

$$\phi = mod(\pi + \phi, 2\pi) \tag{34}$$

i powtórzono krok dopasowywania torów w sposób opisany powyżej.

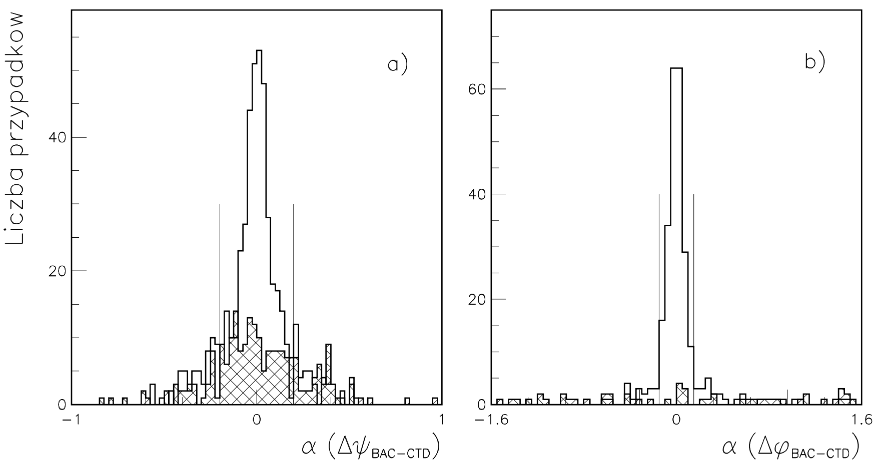
Dodatkowo należy zwrócić uwagę na fakt, że detektor BAC umieszczony jest w odległości kilku metrów od punktu oddziaływania oraz, że docierające do niego cząstki muszą najpierw przebyć drogę przez kalorymetr uranowy. Spodziewać się więc można, że w BACu mogą być rejestrowane tylko te miony z wierzchołka, które



Rys. 20: Rozkłady pędów śladów przypisanych MIPom z barrel foreward. Histogram a) przedstawia dane, b) Monte Carlo. Pionowe linie symbolizują dolną granicę na pęd cząstek obserwowalnych w BACu.

posiadają na tyle duży pęd aby móc do niego dotrzeć. Dlatego przy łączeniu śladów z CTD z depozytami w BACu należy uwzględnić tylko takie tory dla których pęd jest większy od pewnej, z góry zadanej wartości. Do wyznaczenia tego cięcia posłużyły rozkłady pędów dla mionów w baryle dla danych i symulacji przedstawione rysunku 20.

Niezakreskowany histogram odpowiada przypadkom fizycznym, zakreskowany przedstawia tło kombinatoryczne, a więc sytuację, gdy do depozytu hitowego dopasowywany jest ślad obrócony o 180^o. Widać wyraźnie, że do tła swój wkład wnoszą wyłącznie niskoenergetyczne tory oraz, że dla pędów większych od 1 GeV rozkłady fizyczne są wyższe od tła. Wydaje się więc uzasadnionym żądanie, aby do przedstawionej w tym rozdziale analizy brać tylko takie ślady z CTD, których pęd jest większy od 1 GeV. Wtedy odrzucana będzie znaczna część przypadków z torami, które nie mogły dotrzeć do BACu.



Rys. 21: Rozkład kąta α przedstawiający dopasowanie torów z CTD do MIPów z kalorymetru BAC: a) w płaszczyźnie ψ dla forecapu, b) w płaszczyźnie ϕ dla baryły. Pionowe linie oznaczają cięcia omówione w tekście.

Ostateczne rozkłady kąta α dla obydwu części detektora, po uwzględnieniu omawianego cięcia na pęd torów, przedstawione są na rysunku 21. Niezakreskowane histogramy odpowiadają sytuacji fizycznej, zakreskowane odpowiadają kombinatorycznemu tłu. Widać wyraźne piki w okolicy kąta α równego 0. Dla baryły tło jest zaniedbywalne, natomiast dla forecapu stanowi znaczną część przypadków fizycznych, co wyjaśnić można większą gęstością cząstek, produkowanych do przodu (lub wpływem cząstek z jetu będącego pozostałością po protonie). Porównywalna z sygnałem wysokość tła dla większych wartości bezwględnych kąta α oraz wyraźny nadmiar sygnału w stosunku do tła dla małych wartości świadczy o tym, że tylko przypadki należące do piku należy zakwalifikować do dalszej analizy. Postawiono więc żądanie, aby

$$|\Delta\alpha_{BAC-CTD}| < 0.20 \text{ rad} \qquad \text{dla przodu} \tag{35}$$

$$|\Delta\alpha_{BAC-CTD}| < 0.15 \text{ rad} \qquad \text{dla baryły} \tag{36}$$

Cięcie to uwzględnia tylko takie wartości kątów α dla których stosunek sygnału do tła jest znacznie większy od 1.

W dalszej części analizy wszystkie przedstawiane rozkłady będą rozkładami przypadków fizycznych pomniejszonych o tło kombinatoryczne.

6.4 Ocena algorytmu selekcji.

Równolegle z analizą przeprowadzaną na danych w ten sam sposób badane były także przypadki z próbki symulacji Monte Carlo. Dodatkową, dostępną w niej, informacją (zapisaną w tabeli FMCKIN zawierającej charakterystykę wszystkich wyprodukowanych w zderzeniu cząstek) była prawdziwa, rzeczywista liczba wyprodukowanych mionów, ich pędy i kierunki. Na tej podstawie możliwe jest wyznaczenie efektywności przedstawionej powyżej metody identyfikacji mionów w detektorze BAC oraz czystości wyselekcjonowanej próbki.

Jeżeli wprowadzimy następujące zmienne:

- N_{true} - liczba prawdziwych, wyprodukowanych mionów (z FMCKIN)
- N_{reco} - liczbę prawdziwych i zarazem zrekonstruowanych mionów
- N_{all} - liczba wszystkich zrekonstruowanych mionów po odjęciu tła kombinatorycznego
- θ_{true} - prawdziwy kąt mionu (z FMCKIN)
- θ_{reco} - zrekonstruowany kąt mionu

wtedy efektywność rekonstrukcji mionu e i czystość zrekonstruowanej próbki p (w przybliżeniu dużych wartości N), liczone w binach kąta θ, wyrazić można wzorami:

$$e = \frac{N_{reco}(\theta_{true})}{N_{true}(\theta_{true})} \tag{37}$$

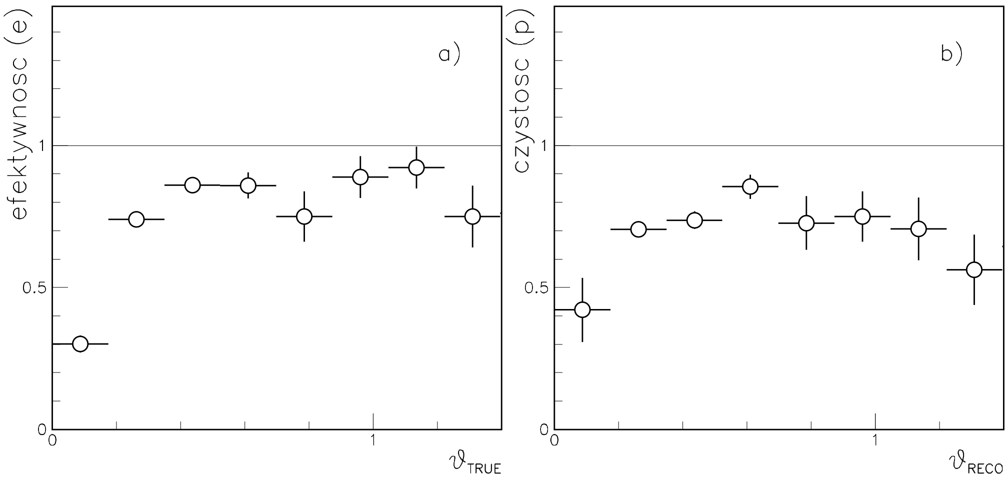
$$p = \frac{N_{reco}(\theta_{reco})}{N_{all}(\theta_{reco})} \tag{38}$$

Traktując e i p jako prawdopodobieństwo sukcesu dla rozkładu dwumianowego ich błędy statystyczne liczyć można następująco:

$$\delta e = \sqrt{\frac{e(1-e)}{N_{true}}} \tag{39}$$

$$\delta p = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N_{all}}} \tag{40}$$

Rysunek 22 przedstawia otrzymane rozkłady efektywności i czystości. Widać wyraźnie, że efektywność wyrażona w kącie θ jest dla baryły stała w granicach błędu i wynosi około 90 %. Dla forecapu natomiast zaczyna raptownie spadać wraz ze zmniejszaniem się wartości kąta θ i obniża się z 90 %, aż do 30 %. Spowodowane jest to ograniczoną akceptacją kątową detektorów śladowych oraz zapewne dużą, pomimo ograniczających cięć, gęstością śladów, które utrudniają poprawne dopasowanie toru.

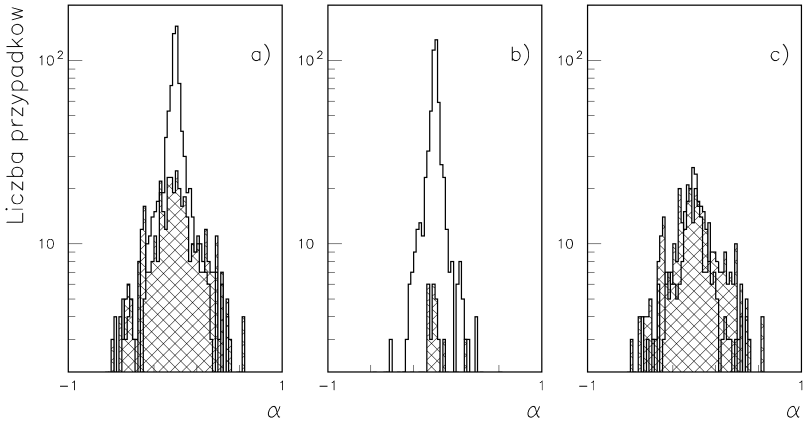


Rys. 22: Efektywność (a) i czystość (b) metody wyznaczona na podstawie studiów próbki Monte Carlo.

Podobnie czystość dla małych kątów θ jest niska. Jeżeli wyrazi się ją w następujący sposób:

$$p = \frac{N}{N+T} \tag{41}$$

gdzie N symbolizuje liczbę przypadków sygnału, zaś T liczbę przypadków tła, wtedy łatwo zauważyć, że w pierwszym binie stosunek sztucznych mionów do prawdziwych odpowiadający wartości $p = 0.4$ jest jak $3 : 2$. Duża liczba “pseudomionów” pochodzi zapewne od hitów, które są zapalone przez głęboko penetrujące hadronowe wypływy energetyczne, pochodzące z jetu spektatora. Na niską wartość p wpływ ma również ograniczona akceptacja detektorów śladowych. W pozostałej części detektora czystość jest znacznie wyższa, i osiąga średnią wartość p równą 0.7, co oznacza, że trzecia część rekonstruowanych mionów nie pochodzi z pierwotnego oddziaływania.



Rys. 23: Rozkłady kąta α pomiędzy mionem w BACu i ekstrapolacją toru CTD dla forecapu: a) dla wszystkich zrekonstruowanych mionów, b) dla prawdziwych, zrekonstruowanych mionów, c) dla "sztucznych mionów" - zrekonstruowanych, ale nie potwierdzonych przez tabelę FMCKIN. Zakreskowane histogramy reprezentują tło kombinatoryczne.

Używając informacji z tabeli FMCKIN można również sprawdzić w jakim stopniu symulowane tło kombinatoryczne, powstałe z obrotu śladów w CTD o 180°, odzwierciedla przypadki z nierzeczywistymi mionami. Na rysunku 23, przedstawiony jest rozkład omawianego w poprzednim rozdziale kąta α dla wszystkich zrekonstruowanych mionów oraz dla mionów potwierdzonych i niepotwierdzonych przez tabelę FMCKIN. Widać wyraźnie, że tło kombinatoryczne przypisać można praktycznie tylko jednej z rozseparowanych próbek. Ma ono bardzo podobny przebieg do rozkładu "sztucznych" mionów - (histogram c), i stanowi go zaniedbywalna liczba przypadków gdy istnienie mionu jest potwierdzone przez dane z tabeli FMCKIN - (histogram b). Tym samym odejmowanie tła kombinatorycznego usuwa efektywnie z próbki miony nie pochodzące z pierwotnego oddziaływania.

6.5 Wyniki.

Reasumując opisaną w poprzednich podrozdziałach selekcję, depozyt hitowy w rozpatrywanych częściach kalorymetru uzupełniającego BAC można uznać za ślad mionu wyprodukowanego w wierzchołku oddziaływania jeżeli:

1. wartość bezwzględna różnicy między jego położeniem, a kierunkiem wyrażonych w mierzonych kątach (ψ lub ϕ) jest mniejsza od 0.36 rad dla forecapu i 0.24 dla baryły

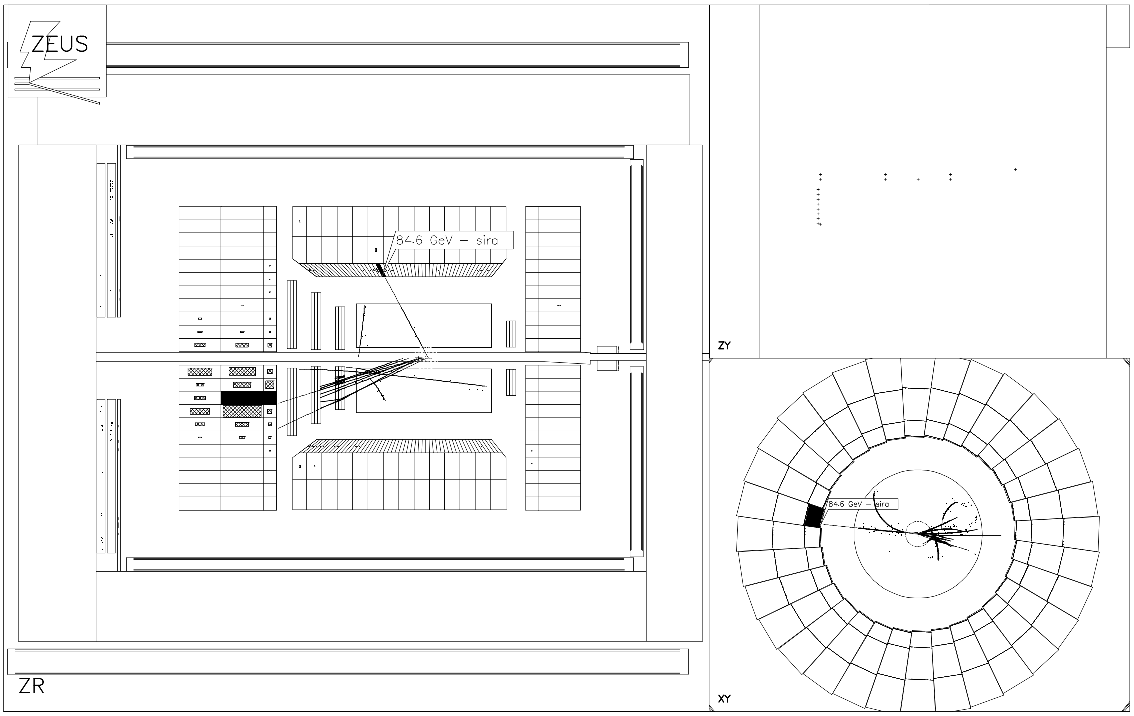
2. w forecapie liczbą komór, które go zarejestrowały jest większa od 3

3. odpowiadający mu tor w CTD pochodzi z wierzchołka

4. odpowiadający mu tor w CTD ma pęd większy niż 1 GeV

5. wartość bezwzględna odległości między dopasowanym w CTD śladem, a kierunkiem mionu z BACu wyrażonej w kącie α jest mniejsza od 0.20 rad dla forecapu i 0.15 rad dla baryły

Przykładowy przypadek z rozważanej próbki NC DIS z dużym Q^2, spełniający cięcia użyte w analizie, przedstawiony jest na rysunku 24. W centralnej części detektora obserwowany jest elektron (pojedyńczy ślad w CTD oraz depozyt w elektromagnetycznej części BCAL) oraz jet prądowy (pęk torów w CTD oraz rozległy depozyt energetyczny w FCAL), o kierunku przeciwnym do elektronu (w płaszczyżnie XY). Dodatkowo w przedniej części detektora BAC (w płaszczyżnie ZY w forecapie), pod kątem $\theta = 18.5^o$, zrekonstruowany został 5-cio warstwowy ślad mionu, dla którego χ^2 oraz P wynoszą odpowiednio 1.05 oraz 0.042. Różnica między położeniem mionu, a jego kierunkiem jest równa 4^o. Do mionu został przypisany, należący do jetu, tor o pędzie 6.7 GeV, a omawiany wcześniej kąt dopasowania α między nimi wynosi 0.18^o.

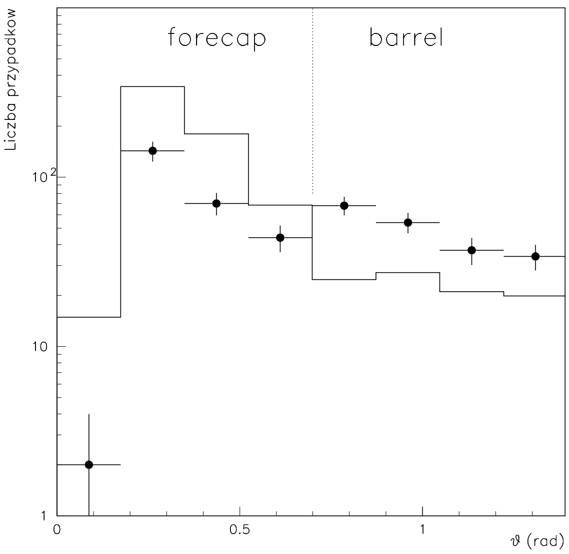


Rys. 24: Przykładowy proces NC DIS spełniający cięcia stosowane w analizie.

Po zastosowaniu omówionych cięć rozkład kąta θ (z CTD) pod jakim mion jest mierzony w detektorze ZEUS przedstawiony jest na rysunku 25.

Punkty opisują miony z próbki danych NC DIS, histogram zaś miony z próbki Monte Carlo, znormalizowane do tej samej świetlności. W całym zakresie brak jest zgodności danych z symulacją. W przebiegu widoczna jest wyraźnie granica pomiędzy dwoma częściami detektora. Zaobserwować można zbyt małą liczbę mierzonych w danych mionów w stosunku do Monte Carlo dla forecapu oraz ich nadmiar dla barrel foreward.

Jednym z wyjaśnień widocznej asymetrii dla przodu detektora może być fakt, że w próbce MC nie zostały uwzględnione gafy kondycyjne kalorymetru, opisujące efektywność rejestrujących miony komór. Niskie wartości efektywności obniżałyby liczbę hitów, które zostały zapalone przy przejściu cząstki. Dzięki temu jej ślad nie byłby już tak zwarty i łatwy do rekonstrukcji. Uwzględnione mapy szumiących hitów mogłoby zaburzać prostolinijność toru i prowadzić do odrzucenia klastra przez program rekonstrukcji, np. ze względu na zbyt wysokie χ^2.



Rys. 25: Rozkład kąta θ wyselekcjonowanych mionów.

Dla baryły nadmiar mionów w stosunku do Monte Carlo wyjaśnić można algorytmem użytym w programie rekonstrukcji. Sprawdzane są dwie hipotezy przejścia mionu: pierwsza, w której brane są pod uwagę hity z klastra w detektorze BAC oraz druga, w której wierzchołek oddziaływania (punkt (0,0,0) HERY) jest dodawany do klastra jako kolejny hit [8]. W przypadku sztucznego klastra, powstałego na skutek aktywności hadronowej, bądź szumowej, wybór drugiej hipotezy spowodować może, że wierzchołek oddziaływania "polepszy" parametry MIPu. Jeżli wybrany zostanie klaster z tej hipotezy (metoda wyboru opisana jest w rozdział 5), to mion "z definicji" pochodzić będzie z wierzchołka imitując prawdziwą cząstkę, którą trudno odrzucić.

Interesujący jest rozkład zmiennej R, która posłużyć może do wyselekcjonowania izolowanych mionów, poprzez badanie odległości między mionem, a najbliżej niego położonym innym śladem w CTD (jest to miarą odległości od jetu). W przestrzeni kąta azymutalnego ϕ i pseudopospieszności η zdefiniowanej jako:

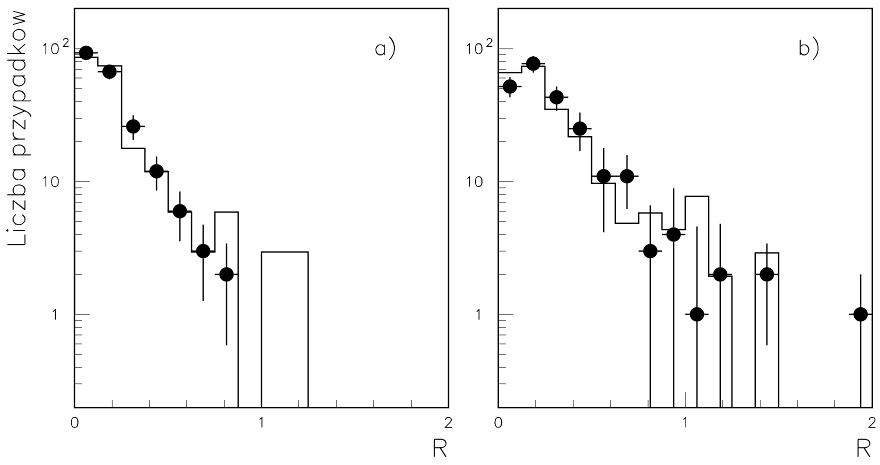
$$\eta = -ln(tg(\frac{\theta}{2})) \tag{42}$$

odległość R wyrazić można poprzez :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \tag{43}$$

Rysunek 26 przedstawia uzyskane rozkłady dla baryły (a) i dla przodu (b), dla danych (punkty) i dla Monte Carlo (histogram). Dla porównania obie próbki zostały znormalizowane do tej samej liczby przypadków.

[8] Program rekonstrukcji nie daje informacji na temat hipotezy, która została wybrana



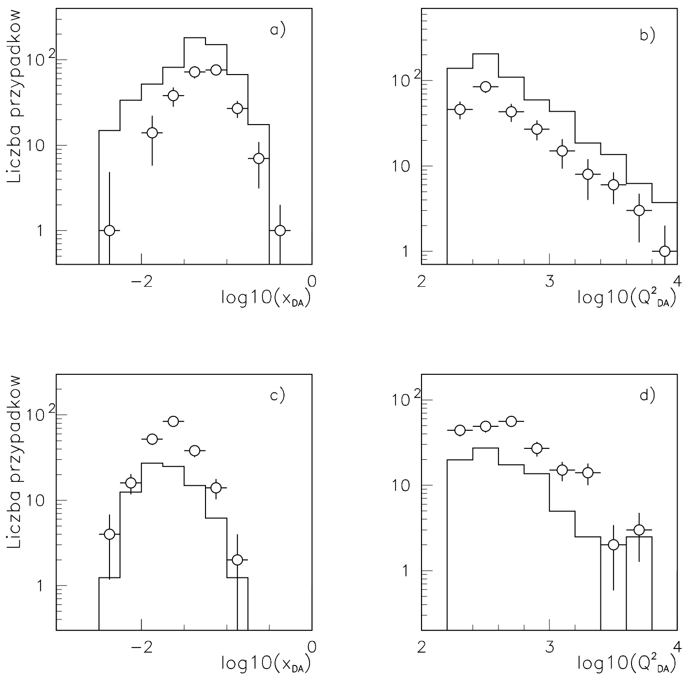
Rys. 26: Rozkłady odległości R a) dla baryły, b) dla forecapu.

Z rozkładów wynika, że między próbkami istnieje jedynie ilościowa, nie zaś jakościowa różnica. Zarówno dla danych, jak i MC rozkłady mają maksimum w okolicy 0, co odpowiada hipotezie, że miony produkowane są w ramach jetów hadronowych (np. z rozpadu ciężkich kwarków).

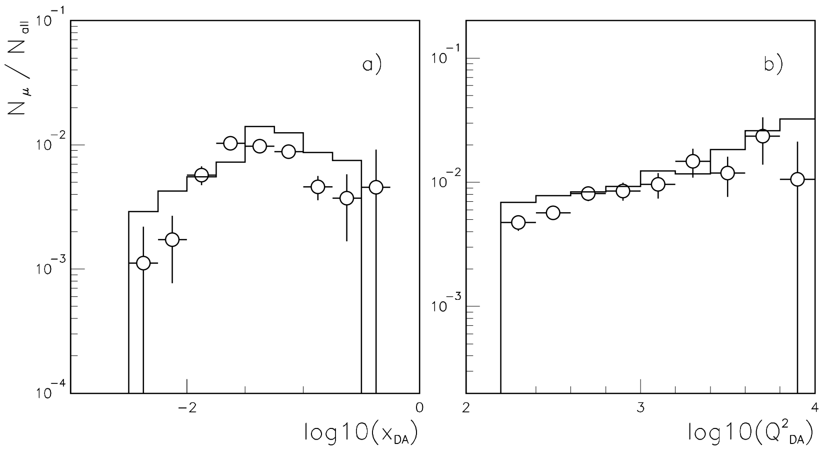
Rozważając ewentualność, że obserwowane różnice między danymi i Monte Carlo są wynikiem rzeczywistych procesów (nie w pełni opisanych przez MC) wyznaczono dla rozważanych części detektora rozkłady mionów w funkcji Q^2 i x charakteryzujących zderzenie, w którym zostały wyprodukowane. Ich przebieg przedstawiony jest na rysunku 27. Punkty przedstawiają dane, histogramy - symulację. Widać wyraźnie, że kształty rozkładów, choć różnią się wysokością, nie odbiegają od siebie.

Rysunek 28 przedstawia w zmiennych Q^2 i x stosunek liczby przypadków z mionami do wszystkich przypadków z wejściowej próbki danych i MC, dla baryły i forecapu łącznie . Zgodność danych z MC jest tutaj przypadkowa (wynika z wzajemnego znoszenia się nadmiaru i niedoboru przypadków w stosunku do Monte Carlo obserwowanych dla każdej z części oddzielnie). Należy jednak zwrócić uwagę na bardzo ładną zgodność kształtów prezentowanych rozkładów dla danych i MC, zwłaszcza w zmiennej Q^2. Obserwowany wzrost liczby produkowanych mionów w kierunku większych Q^2 związany jest z łatwiejszą produkcją ciężkich kwarków.

Zgodność kształtów obserwowanych rozkładów dla danych i Monte Carlo, i z drugiej strony zbyt mała w forecapie i zbyt duża w baryle liczba mionów z danych w stosunku do symulacji świadczyć może o tym, że Monte Carlo nie różni się od obserwowanej próbki na poziomie generatora procesu fizycznego, a jedynie w symulacji detektora.



Rys. 27: Rozkłady x (a - dla forecapu, c - dla baryły) i Q^2 (b - dla forecapu, d - dla baryły) dla przypadków, w których wyprodukowany został mion.



Rys. 28: Stosunek liczby przypadków z mionami do wszystkich wszystkich przypadków w analizowanej próbce dla całego rozpatrywanego obszaru detektora BAC w funkcji zmiennej x (a) oraz Q^2 (b).

7 Podsumowanie.

W przedstawionej pracy badano działanie nowej wersji programu rekonstrukcji odczytu mionowego detektora BAC. Przeprowadzono optymalizację występujących w programie parametrów, tak, aby zmaksymalizować efektywność rejestracji mionów przy jednoczesnym ograniczeniu prawdopodobieństwa na zaliczenie do mionów aktywności hadronowych bądź szumowych. Zaproponowano zestaw optymalnych parametrów i z jego użyciem przeprowadzono analizę próbki NC DIS z wysokim Q^2. Wyznaczono rozkłady produkowanych w detektorze ZEUS mionów, pochodzących z pierwotnego wierzchołka oddziaływania, lub też z rozpadu krótkożyciowych cząstek. Zwrócono uwagę na rozbieżności między danymi, a symulacją Monte Carlo. Przeprowadzona analiza wskazuje, że Monte Carlo i dane nie różnią się na poziomie generatora zjawisk fizycznych, a jedynie w symulacji detektora BAC. Kluczowe znaczenie ma zapewne fakt, że obecna symulacja nie uwzględnia jeszcze dostępnej informacji o efektywnościach poszczególnych komór detektora.

Po przygotowaniu poprawnej symulacji, nowy odczyt i nowa rekonstrukcja stanowić mogą cenne narzędzie do detekcji mionów, zwłaszcza w obszarach ograniczonej akceptancji komór mionowych. Efektywna selekcja mionów możliwa jest dzięki połączeniu informacji z nowej rekonstrukcji odczytu hitowego detektora BAC oraz z centralnych detektorów śladowych.

Podziękowania.

Chciałbym bardzo serdecznie podziękować mojemu promotorowi Aleksandrowi Filipowi Żarneckiemu za miłą atmosferę pracy, a szczególnie za wyrozumiałość i cierpliwość. Dziękuję również wszystkim członkom warszawskiej grupy ZEUS za pomoc oraz dyrekcji DESY za umożliwienie mi pobytu w Hamburgu, podczas którego powstała część tej pracy.

Literatura

[1] G. Wolf, *HERA Physics*, DESY 94-022, Luty 1994

[2] ZEUS collaboration, *The ZEUS detector, Status report 1993*, Ed. Uwe Holm, Luty 1993

[3] Proceedings of the workshop, *Physics at HERA*, vol. 1, Hamburg, Październik 29-30, 1991, 19-131

[4] Proceedings of the workshop, *Physics at HERA*, vol. 1, Hamburg, Październik 29-30, 1991, 461-663

[5] Proceedings of the workshop, *Physics at HERA*, vol. 2, Hamburg, Październik 29-30, 1991, 669-787

[6] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of the F_2 Structure Function in Deep Inelastic e^+p Scattering Using 1994 Data from the ZEUS detector at HERA*, Z. Phys. C 72 (1996) 399-424

[7] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Comparison of ZEUS data with standard model predictions for $e^+p \to e^+X$ scattering at high x and Q^2*, Z. Phys. C 74 (1997) 207-220

[8] H. Abramowicz, K. Charchuła, M. Krawczyk, A. Levy, U. Maor, *Parton distribution in the photon*, International Journal of Modern Physics A, Vol. 8, No. 6 (1993) 1005-1040

[9] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Obserwation of Events with Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Physics Letters B 315 (1993) 481-493

[10] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of the diffractive structure function in deep inelastic scattering at HERA*, Z. Phys. C 68, 569-584 (1995)

[11] A. Blondel i F. Jacquet, *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979), 391-394

[12] J. M. Pawlak, *BAC hit readout data representation*, nota wewnętrzna, Czerwiec 1995

[13] A. F. Żarnecki, *Status of the hit readout of the ZEUS Backing Calorimeter*, nota wewnętrzna, Październik 1995