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

Symulacje wielociałowych rozpadów mezonów D w doświadczeniu COMPASS w CERN

Marcin Stolarski

Praca magisterska napisana pod opieką
prof. dr hab. Barbary Badełek

Warszawa, 2002 rok

Spis treści

Spis rysunków

Spis tabel

1 Wstęp

W roku 1964 r. Gell-Mann i Zweig zaproponowali kwarkowy model budowy hadronów, Według tego modelu wszystkie wówczas znane hadrony można było zbudować z trzech typów elementarnych obiektów - kwarków. Przez wiele lat zaproponowany model był traktowany jedynie jako hipoteza, głównie dlatego, że nigdy nie zaobserwowano swobodnych kwarków.

Rok wcześniej R. Feynman zasugerował, że w protonie mogą występować punktowe obiekty nazwane przez niego partonami. Wykonane w póżniejszym czasie doświadczenia rozpraszania głęboko nieelastycznego, potwierdziły ideę Feynmana, w ten sposób, że rozpraszanie głęboko nieelastyczne na protonie mogło być interpretowanie jako rozpraszanie elastyczne na partonach.

Przełom nastąpił w roku 1974, kiedy odkryto cząstkę J/Ψ, która była zbudowana z nowego typu kwarków. Jego obecność została przewidziana na przez teoretyków. Po odkryciu cząstki J/Ψ powszechnie uznano, że kwarki są obiektami rzeczywiście występującymi w przyrodzie. Co więcej uznano, że kwarki są partonami Feynmana.

Z połączenia potwierdzonych przez doświadczenie hipotez Gell-Manna i Zweiga, a także Feynmana, powstał kwarkowo-partonowy model budowy hadronów, QPM (*Quark Parton Model*), następnie rozszerzony o idee chromodynamiki kwantowej, QCD (*Quantum ChromoDynamics*). Przez następne kilkanaście lat na całym świecie uruchomiono wiele eksperymentów, których zadaniem było sprawdzenie czy dane eksperymentalne potwierdzają QPM i QCD. Wiele cech hadronów (ładunek, moment magnetyczny) są dobrze opisane przez QPM.

W połowie lat 80. w CERN zbierał dane eksperyment EMC (*European Muon Collaboration*). Celem jedej z serii pomiarów dokonanych w tym eksperymencie, było zbadanie jak ze spinu kwarków odtwarza się spin protonu. Otrzymany wynik był niezgodny z przewidywaniami QPM. W celu potwierdzenia wyniku EMC, w końcu lat 80. uruchomiono w CERN kolejny eksperyment - SMC (*Spin Muon Collaboration*). Analiza danych eksperymentu SMC wykazała, że wyniki EMC i SMC są zgodne ze sobą i niezgodne z QPM. Jedną z możliwych interpretacji wyników otrzymanych jest założenie, że wkład do spinu protonu, poza kwarkami, wnoszą także gluony - czyli cząstki przenoszące oddziaływania między kwarkami.

W 1996 roku powstał projekt eksperymentu COMPASS, którego głównym zadaniem jest zbadanie czy wyżej wymieniona interpretacja jest poprawna. W tym celu w eksperymencie COMPASS będą badane przypadki fuzji fotonowo-gluonowej z kwarkami powabnymi w stanie końcowym. Przypadki takie będą identyfikowane przez obserwację mezonu D^0 rozpadającego się w kanale $D^0 \to K\pi$.

Celem niniejszej pracy jest próba oceny, czy również przypadki rozpadów mezonów D^0 w kanale $D^0 \rightarrow K3\pi$ mogą w istotny zwiększyć statystykę zaobserowanych przypadków fuzji fotonowo-gluonowej. Większa liczba zebranych przypadków pozwoliłaby prezyzyjniej zbadać wkład polaryzacji gluonów do spinu protonu.

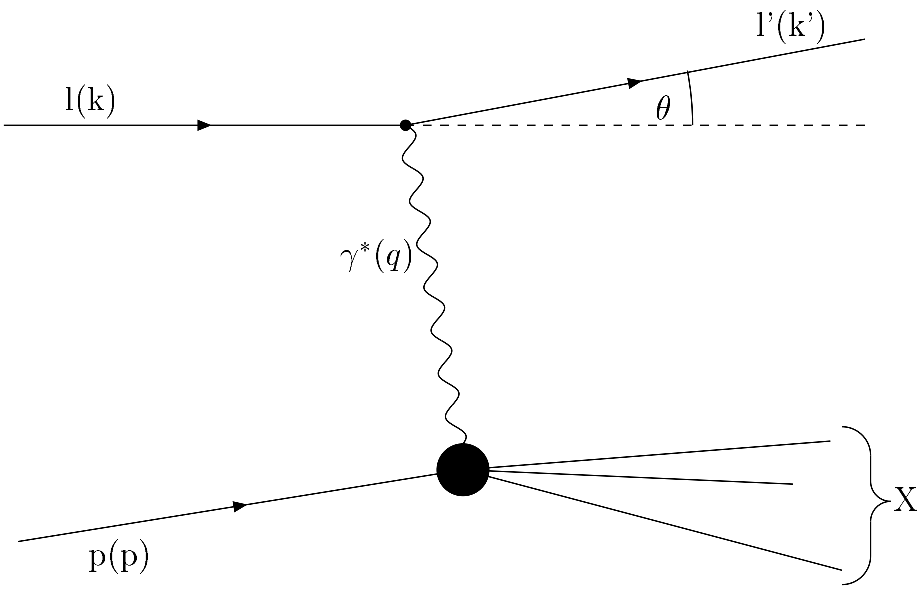
Praca składa się z trzech części. W pierwszej z nich (rozdział 2) zostaną omówione między innymi procesy fuzji fotonowo-gluonowej, których badanie pozwala wyznaczyć wkład polaryzacji gluonów do spinu protonu (ΔG). W szczególności w tym rozdziale znajduje się opis związku ΔG z wielkościami mierzonymi w eksperymencie. Kolejny rozdział zawiera krótki opis detektora doświadczenia COMPASS. W ostatniej części pracy (rozdział 4), zostaną przedstawione symulacje na podstawie których oszacowano niepewność wyznaczenia $\Delta G/G$. Podsumowanie wyników znajduje się w rozdziale 5.

2 Wyznaczanie ΔG

2.1 Rozpraszanie głęboko nieelastyczne

Informacje o strukturze wewnętrznej hadronów pochodzą między innymi z badania głęboko nieelastycznego rozpraszania naładowanego leptonu (l) na hadronie (p), w skrócie DIS (*Deep Inelastic Scattering*). Rozpraszanie to polega na wymianie fotonów wirtualnych (γ^*) lub bozonów Z^0[1]. Ze względu na małe stałe sprzężenia oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, procesy te w pierwszym przybliżeniu zachodzą przez wymianę pojedyńczego bozonu pośredniczącego.

W stanie końcowym oddziaływania obserwujemy rozproszony, naładowany lepton (l') i wyprodukowany stan hadronowy (X). Dla fotonu wirtualnego o energii 100 GeV, długość jego fali jest na tyle mała ($\approx$ 0.01 fm), że zamiast oddziaływania z hadronem jako całością (rozpraszanie elastyczne), oddziaływuje on ze składnikami hadronu (kwarki walencyjne i kwarki morza). W pierwszym przybliżeniu rozpraszanie głęboko nieelastyczne leptonu na protonie interpretuje się więc jako rozpraszanie elastyczne leptonów na kwarkach.



Rysunek 1: Diagram Feynmana rozpraszania głęboko nieelastycznego $l^{\pm}p \rightarrow l'^{\pm}X$.

[1] dla energii dostępnych w eksperymentach z tarczą stacjonarną dominuje wymiana wirtualnego fotonu

Do opisu rozpraszania głęboko nieelastycznego, przy ustalonej energii, należy użyć dwóch zmiennych. W większości eksperymentów precyzyjnie mierzy się pęd padającego i rozproszonego leptonu oraz znana jest masa hadronu w tarczy. Końcowy stan hadronowy X, zwykle nie jest w całości mierzony ani identyfikowany. Z tego powodu opis reakcji DIS wyraża się w zmiennych związanych z leptonem (l, l') i tarczą, np. (E', θ), gdzie E' - energia rozproszonego leptonu i θ - kąt rozproszenia leptonu, obie zmierzone w układzie laboratorium. Zwykle używa się zmiennych będących niezmiennikami transformacji Lorentza, np. Q^2, ν, x, y, gdzie Q^2 - jest ujemnym kwadratem przekazu czteropędu (kwadratem masy fotonu wirtualnego), ν - w laboratorium jest energią fotonu wirtualnego, x - zmienna Bjorkena (w układzie nieskończonego pędu hadronu oznacza ułamek x pędu hadronu, niesionego przez kwark oddziaływujący z fotonem wirtualnym), y - w układzie laboratorium jest to iloraz energii fotonu wirtualnego i energii pierwotengo leptonu. Pomiędzy wyżej wymienionymi zmiennymi zachodzą następujące związki (ostatni człon równań odnosi się do układu laboratoryjnego):

$$Q^2 = -q^2 \approx 2EE'(\cos\theta - 1), \qquad \nu = \frac{p \cdot q}{M} = E - E' \tag{1}$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \qquad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{\nu}{E} \qquad x, y \in [0, 1] \tag{2}$$

gdzie: q - jest czteropędem fotonu wirtualnego, p - czteropędem tarczy, k - czteropędem pierwotnego leptonu a E - energią pierwotnego leptonu w układzie laboratoryjnym.

2.2 Spin protonu

Kwarki oddziaływują z fotonem, muszą więc posiadać niezerowy ładunek elektryczny. Podobnie na podstawie innych obserwacji można kwarkom przypisać liczby kwantowe takie jak: spin, parzystość i moment magnetyczny. Naturalnym jest pytanie: w jaki sposób można odtworzyć własności protonu z własności kwarków. W szczególności bardzo interesującym zagadnieniem fizycznym jest, jak ze spinu kwarków złożyć spin protonu (lub innych hadronów).

Najprostszym modelem próbującym wyjaśnić budowę wewnętrzną hadronów, jest model kwarkowo-partonowy, QPM. Według niego wszystkie hadrony składają się z trzech kwarków (bariony) bądź z trzech antykwarków (antybariony), lub kwarku i anykwarku (mezony). Kwarki są obecnie uważane za obiekty elementarne o: ułamkowym ładunku elektrycznym ($+\frac{2}{3}$ i $-\frac{1}{3}$), liczbie barionowej $\frac{1}{3}$ i zapachu (u, d, s, c, b, t). Są one fermionami o spinie $\frac{1}{2}$. W modelu QPM ładunek hadronu jest sumą ładunków wszystkich kwarków walencyjnych, podobnie spin wszystkich hadronów daje się wyrazić jako suma wekotrowa spinów poszczególnych kwarków walencyjnych. W rzeczywistości, kwarki nie są obiektami swobodnymi, lecz oddziaływują silnie poprzez wymianę gluonów (bozony o spinie jeden, zerowym ładunku elektryczynym i niezerowym ładunku kolorowym). Gluony mogą między innymi tworzyć wirtualne pary $q\bar{q}$ i w ten sposób powstają tzw. kwarki morza.

Równanie na trzecią składową spinu S_z protonu (w jednostkach h/2π), które ma tradycyjną postać:

$$S_z = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z, \tag{3}$$

gdzie: $\Delta\Sigma$ - jest wypadkową polaryzacją kwarków walencyjnych i kwarków morza (tzn. rożnicą liczby kwarków spinie zgodnym i przeciwnym do spinu hadronu), ΔG - to polaryzacja gluonów, natomiast L_z - jest wkładem pochodzącym od orbitalnego momentu pędu kwarków i gluonów. W najprostszym, statycznym modelu QPM na spin hadronu (protonu) składają się tylko kwarki walencyjne ($\Delta\Sigma$ =1.0). Bardziej realistyczny model, w którym kwarki budujące hadron nie są statyczne, przewiduje około $\Delta\Sigma = 0.58$.

Pierwszym doświadczeniem, w którym dokonano pomiaru $\Delta\Sigma$ w szerokim zakresie zmiennych kinematycznych (x, Q^2), był eksperyment wykonany przez Europejską Współpracę Mionową, EMC, w CERN. Wynik eksperymentu był zaskakujący: $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.10 \pm 0.14$ W celu potwierdzenia tego wyniku, po zakończeniu EMC, także w CERN, uruchomiono kolejne doświadczenie wykonane przez Spinową Współpracę Mionową, SMC. Wynik SMC wyniósł: $\Delta\Sigma = 0.22 \pm 0.10 \pm 0.10$ i potwierdził pomiar EMC.

Naturalnym staje się więc pytanie o wkład do spinu protonu innych członów występujących w równaniu (3).

2.3 Polaryzacja gluonów, ΔG

Zdefiniujmy $G^{\uparrow\uparrow}(x_g, Q^2)$ jako gęstość prawdopodobieństwa znalezienia gluonu o spinie zgodnym z kierunkiem spinu protonu i niosącego ułamek x_g pędu protonu. Odpowiednio $G^{\uparrow\downarrow}(x_g, Q^2)$ jest gęstością prawdopodobieństwa znalezienia gluonu o spinie przeciwnym do spinu protonu. Wtedy przy zadanym Q^2, wypadkowa polaryzacja gluonów wyniesie:

$$\Delta G(Q^2) = \int_0^1 \Delta G(x_g, Q^2)dx_g = \int_0^1 [G^{\uparrow\uparrow}(x_g, Q^2) - G^{\uparrow\downarrow}(x_g, Q^2)]dx_g \tag{4}$$

ΔG jest wartością uśrednioną dla wielu protonów i nic nie mówi o tym, ile wynosi ΔG w pojedyńczych przypadkach. Zupełnie inna interpretacja wynikała z najprostszego modelu QPM, gdzie w każdym losowo wybranym protonie zawsze powinny znajdować się dwa kwarki walencyjne o spinie skierowanym zgodnie ze spinem protonu i jeden o spinie skierowanym przeciwnie. Wkład ΔG do spinu protonu jest interpretowany na kilka sposobów. Najbardziej popularna interpretacja zakłada, że spin protonu budują głównie spolaryzowane gluony i momenty pędu kwarków i gluonów. Natomiast wkład kwarków do budowy spinu jest niewielki. Jest to bezpośrednia interpretacja wyników EMC i SMC.

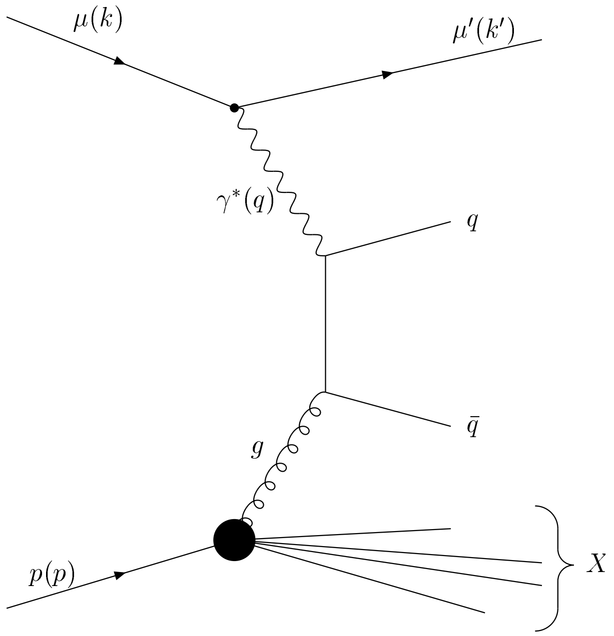
Wzór (3) sugeruje możliwość wkładu orbitalnego momentu pędu kwarków i gluonów L_z do spinu protonu. Niezależny pomiar L_z do niedawna był uważany za niemożliwy. Ostatnio pojawiły się sugestie, że przynajmniej wkład orbitalnego momentu pędu kwarków może zostać zmierzony eksperymentalnie [1].

Pomiar ΔG jest więc bardzo istotny. Jedną z bezpośrednich metod wyznaczenia ΔG jest pomiar asymetrii przekroju czynnego w przypadkach fuzji fotonowo-gluonowej. Zagadnienie szerzej omówiono w rozdziałach 2.4 i 2.5.

2.4 Fuzja fotonowo-gluonowa a ΔG

Mechanizm fuzji fotonowo-gluonowej, PGF (*Photon-Gluon Fusion*) dla rozproszenia mion-proton przedstawiono na rysunku 2 na którym: $\mu(k)$ oznacza mion o czteropędzie k, $\gamma^*(q)$ - wirtualny foton o czteropędzie q, $p(p)$ - proton w tarczy o o czteropędzie p, g - gluon, $\mu'(k')$ - rozproszony mion o czteropędzie k', X - końcowy stan hadronowy, a $q\bar{q}$ - wyprodukowaną parą kwarków.

Fuzja fotonowo-gluonowa jest to oddziaływanie wyemitowanego przez mion wirtualnego fotonu, z gluonem, który został wyemitowany przez proton. Ponieważ gluony nie niosą ładunku elektrycznego, bezpośrednie oddziaływanie fotonu z gluonem jest niemożliwe. Zachodzi ono np. przez kwark, który powstaje z konwersji fotonu lub gluonu na wirtualną parę $q\bar{q}$. Największy przekrój czynny na proces PGF ma miejsce dla małych Q^2 ($\approx$ 0.01 GeV^2).



Rysunek 2: Diagram Feynmana fuzji fotonowo-gluonowej

W procesie PGF pewne mierzalne wielkości są proporcjonalne do ΔG [2]; mogą więc posłużyć do wyznaczenia tego ostatniego. Powiązanie wielkości mierzonych eksperymentalnie z polaryzacją gluonów w protonie zostanie przedstawione w następnym rozdziale.

Szczególnie interesujący jest proces fuzji fotonowo-gluonowej, w którym w stanie końcowym produkowana jest para kwarków powabnych, PGF$_{c\bar{c}}$. Kwarki te mają masę około 1.5 GeV. Tak znaczna masa powoduje, że pary $c\bar{c}$ powstają prawie wyłącznie w procesie fuzji fotonowo-gluonowej[2]. Obserwacja oddziaływania w którym powstały kwarki powabne, np. poprzez identyfikację w oddziaływaniu najlżejszego spośród mezonów powabnych, D^0, pozwala prawie jednoznacznie stwierdzić, że doszło do procesu PGF$_{c\bar{c}}$. Pewności tej nie ma, gdy w stanie końcowym

[2] zawartość $c\bar{c}$ w kwarkach morza jest zaniedbywalna, podobnie jak powstawanie pary $c\bar{c}$ w procesie hadronizacji

obserwujemy kwarki lekkie, ponieważ lekkie kwarki są kwarkami walencyjnymi protonu, a także stanowią większość kwarków morza. Także ponieważ masy mezonów zbudowanych z lekkich kwarków są małe (np. masa $\pi^{\pm}$ wynosi około 0.14 GeV), lekkie mezony mogą więc obficie produkować się w trakcie innych procesów w oddziaływaniach μp. Tak więc proces fuzji fotonowo-gluonowej z lekkimi kwarkami w stanie końcowym będzie charakteryzował się znacznym tłem pochodzącym z innych procesów.

Tło od innych procesów nie będzie towarzyszyło także fuzji fotonowo-gluonowej z kwarkami pięknymi w stanie końcowym ($\mathrm{PGF}_{b\bar{b}}$). Kwarki piękne są jednak około trzykrotnie cięższe od kwarków powabnych. Wyprodukowanie pary kwarków $b\bar{b}$ na tarczy stacjonarnej, przy energii fotonu około 100 GeV, wymagałoby oddziaływania z gluonem niosącym $x_g \approx 0.4$ energii protonu. Prawdopodobieństwo znalezienia gluonu o tak dużym x_g jest jednak małe, w związku z czym przypadków z wyprodukowanymi kwarkami pięknymi będzie znacznie (kilka rzędów wielkości) mniej niż przypadków z kwarkami powabnymi.

2.5 Pomiary asymetrii a ΔG

Jedną z najprostszych i bardzo użytecznych wielkości fizycznych jaką można zmierzyć mając do dyspozycji spolaryzowane miony i protony, jest różnica liczby oddziaływań między protonami i mionami o spinach zgodnych, a liczbą oddziaływań między mionami i protonami o spinach przeciwnych. Zwykle zamiast podawać prostą różnicę liczby oddziaływań, wynik normuje się, dzieląc różnicę liczby oddziaływań przez ich sumę. Ponieważ liczba przypadków oddziaływań $\mathrm{PGF}_{c\bar{c}}$ bezpośrednio wiąże się z przekrojem czynnym, więc otrzymaną w ten sposób wielkość nazywa się spinową asymetrią przekrojów czynnych na oddziaływanie $\vec{\mu}\vec{p}$. Asymetrię dla procesu $\mathrm{PGF}_{c\bar{c}}$ można więc zapisać jako:

$$A^{\mu p \to c\bar{c}}_{mierzona} = \frac{N^{\overrightarrow{\Leftarrow}}_{c\bar{c}} - N^{\overrightarrow{\Rightarrow}}_{c\bar{c}}}{N^{\overrightarrow{\Leftarrow}}_{c\bar{c}} + N^{\overrightarrow{\Rightarrow}}_{c\bar{c}}}, \tag{5}$$

gdzie $N_{c\bar{c}}$ jest liczbą zmierzonych przypadków PGF z kwarkami powabnymi w stanie końcowym a strzałki pokazują kierunek polaryzacji mionów ($\rightarrow$) i protonów w tarczy ($\Rightarrow$).

Wiązka mionowa nie jest całkowicie spolaryzowana, a jedynie w pewnym stopniu $P_B < 1.0$. Ze względu na efekty termiczne, tarcza także nie jest spolaryzowana całkowicie, ale jedynie w pewnym procencie - P_B. Zwykle nie cały materiał tarczy jest polaryzowalny, a jedynie jego część f. Należy także uwzględnić czy mion i foton z niego wypromieniowany mają ten sam kierunek polaryzacji. Liczbowo prawdopodobieństwo tego zdarzenia jest w przybliżeniu równe $D(y) \simeq \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2}$, gdzie y jest zdefiniowane wzorem 2. Gdyby wszystkie te czynniki były jednością asymetria wyrażona wzorem (5), byłaby tożsama z asymetrią $A^{\gamma^* p \to c\bar{c}}$ przekroju czynnego na oddziaływanie spolaryzowanego fotonu ze spolaryzowanym protonem. Można jednak zapisać:

$$A^{\mu p \to c\bar{c}}_{mierzona} = A^{\gamma^* p \to c\bar{c}} D P_B P_T f. \tag{6}$$

Przekrój czynny na oddziaływanie cząstek spolaryzowanych jest sumą przekrojów czynnych części niezależnej (σ_0) i zależnej ($\Delta\sigma$) od spinu.

$$\sigma_{BT}(s, \cos\theta^*) = \sigma_0(s, \cos\theta^*) + \lambda_B \lambda_T \Delta\sigma(s, \cos\theta^*). \tag{7}$$

gdzie: λ_B i λ_T - są skrętnościami oddziaływujących cząstek, s - jest kwadratem całkowitej energii w układzie środka masy, a θ^* jest kątem emisji kwarków powabnych w układzie CMS, względem osi oddziaływania. Przekroje czynne $\sigma_0(s, \cos\theta^*)$ i $\Delta\sigma(s, \cos\theta^*)$ dla procesu $\gamma^* g \to c\bar{c}$, są znane do drugiego rzędu rachunku zaburzeń. Ich postać można znaleźć w [3]. Po pewnych przekształceniach otrzymuje się [2]:

$$A^{\gamma^* p \to c\bar{c}} = \frac{\Delta\sigma^{\gamma^* p \to c\bar{c}}}{\sigma^{\gamma^* p \to c\bar{c}}} \approx < \frac{\Delta\sigma^{\gamma^* g \to c\bar{c}}}{\sigma_0^{\gamma^* g \to c\bar{c}}} >< \frac{\Delta G}{G} > . \tag{8}$$

Korzystając z równania (6) otrzymujemy:

$$\frac{1}{P_B P_T f < a_{LL} >} \cdot A^{\mu p \to c\bar{c}}_{mierzona} \approx < \frac{\Delta G}{G} >, \tag{9}$$

gdzie: $< a_{LL} > = < D(y) \times \Delta\sigma^{\gamma^* g \to c\bar{c}} / \sigma_0^{\gamma^* g \to c\bar{c}} >$. Równanie to pozwala na wyznaczenie $\Delta G/G$ bezpośrednio z mierzonej asymetrii w oddziaływaniu mion-proton dla procesów fuzji fotonowo-gluonowej. Eksperymenty nie mierzą $\Delta G/G$ w całym zakresie zmiennej x_g. W związku z tym, aby porównywać otrzymane wyniki (9) z równaniem (4), należy na podstawie pewnych założeń teoretycznych wyniki eksperymentalne poprawić o niemierzony zakres x_g. Wartości $< a_{LL} >$, P_B, P_T, f występujące w równaniu (9) zależą od eksperymentu. W przypadku eksperymentu COMPASS ich wartości wynoszą odpowiednio: $< a_{LL} > = 0.24, P_B = 0.8, P_T = 0.5, f = 0.5$. Zostaną one dokładniej omówione w rozdziale 3.

2.6 Pomiary ΔG

2.6.1 Doświadczenie SMC

Głównym celem zakończonego eksperymentu SMC, było precyzyjne wyznaczenie spinowej funkcji struktury $g_1(x, Q^2)$ protonu i deuteronu.
Dokonano tego w obszarze: $0.00006 < x < 0.8$; $0.2 < Q^2 < 100$ GeV^2

W funkcji $g_1(x, Q^2)$ zawarta jest w sposób uwikłany informacja o $\Delta g(x, Q^2)$. Analizia ewolucji QCD funkcji g_1, pozwala wyznaczyć $\Delta G(Q^2)$. W wyniku otrzymano [4]:

$$\Delta G = \int_0^1 \Delta g(Q^2 = 1\mathrm{GeV}^2)\mathrm{d}x = 0.99 \ ^{+1.17}_{-0.31}\ (\mathrm{stat})\ ^{+0.42}_{-0.22}\ (\mathrm{syst})\ ^{+1.43}_{-0.45}\ (\mathrm{teor}). \tag{10}$$

Do analizy QCD użyto wszystkich dostępnych pomiarów $g_1(x, Q^2)$, pochodzących nie tylko z eksperymentu SMC. Mimo to niepewności w (10) są znaczne. Wynika to z tego, że aby otrzymać ΔG należy dopasowywać dane w dziesięcio-wymiarowej przestrzeni parametrów, a wyniki doświadczeń badających spolaryzowane funkcje struktury są ciągle ubogie[3]. Podobna analiza, wykonana przez inną grupę [5], dała wynik zbliżony do cytowanego (10).

2.6.2 Doświadczenie COMPASS

W doświadczeniu COMPASS bada się oddziaływania wiązki spolaryzowanych mionów o energii 160 GeV i spolaryzowanych nukleonów w tarczy wykonanej z deuterku litu (^{6}LiD). Badając proces fuzji fotonowo-gluonowej, omówionej w rozdziale 2.4, będzie można wyznaczyć asymetrię przedstawioną we wzorze (5). Pozwoli to następnie wyznaczyć $\Delta G/G$ (por. równanie (9)). Pomiary zostaną przeprowadzone w zakresie $0.07 < x_g < 0.5$. Spodziewana niepewność w wyznaczeniu $\Delta G/G$ wyniesie około ± 0.22, po 100 dniach zbierania danych. Drugą metodą wyznaczenia $\Delta G/G$ w eksperymencie COMPASS jest pomiar przypadków fuzji fotonowo-gluonowej z parą lekkich kwarków w stanie końcowym ($\mathrm{PGF}_{q\bar{q}}$). Przypadki takie będą charakteryzowały się wyprodukowaniem co najmniej pary hadronów. Do analizy zostaną wybrane jedynie przypadki z hadronami o dużym ($>$ 1 GeV) pędzie poprzecznym. W przeciwieństwie do $\mathrm{PGF}_{c\bar{c}}$ omawiane przypadki $\mathrm{PGF}_{q\bar{q}}$ będą charakteryzowały się znacznym tłem, pochodzącym od procesów fotoabsorpcji i procesu Comptona. Przypadków $\mathrm{PGF}_{q\bar{q}}$ jest jednak znacznie więcej niż $\mathrm{PGF}_{c\bar{c}}$. Przewidywana niepewność wyznaczenia $\Delta G/G$ dla $\mathrm{PGF}_{q\bar{q}}$ jest około trzykrotnie mniejsza niż dla przypadków $\mathrm{PGF}_{c\bar{c}}$. Dokładniejszemu opisowi eksperymentu COMPASS został poświęcony rozdział 3.

2.6.3 Doświadczenie STAR

Próba wyznaczenia bezpośrenio z eksperymentu wartości ΔG zostanie podjęta także w eksperymencie STAR przy zderzaczu wiązek protonowych RHIC [6]. RHIC jest pierwszym akceleratorem, który będzie przyspieszał spolaryzowane protony. Maksymalna energia każdej wiązki będzie równa 250 GeV. Pierwsze dane doświadczalne są zbierane od stycznia 2002 r. W szczególności zbadany zostanie proces $\vec{p}+\vec{p} \to g+q \to \gamma + jet + X$. Jest to proces fuzji kwarkowo-gluonowej, z fotonem i duża liczbą hadronów, tworzących jet, w stanie końcowym. Różnica liczby zdarzeń wymienionego procesu, dla różnego wzajemnego ustawienia spinów oddziaływujących protonów, daje się wyrazić poprzez ΔG.

$$\frac{N^{p^{\rightarrow}p^{\rightarrow}\to\gamma+jet+X} - N^{p^{\leftarrow}p^{\rightarrow}\to\gamma+jet+X}}{N^{p^{\rightarrow}p^{\rightarrow}\to\gamma+jet+X} + N^{p^{\leftarrow}p^{\rightarrow}\to\gamma+jet+X}} \sim A^{gq\to\gamma+jet} \sim \Delta G \tag{11}$$

Eksperyment STAR będzie czuły na oddziaływania gluonów o $x_g \in (0.03 - 0.3)$. Będzie więc mógł zmierzyć znacznie szerszy zakres małych x_g, niż eksperyment COMPASS. Próbka danych eksperymentu STAR jest jednak bardzo zanieczyszczona przez oddziaływania tła np. $\vec{p}+\vec{p} \to mezon+jet+X$. Fotony powstające z rozpadu niektórych mezonów, np. $\pi^0 \to 2\gamma$, mogą prowadzić do fałszywej identyfikacji przypadku, jako oddziaływania typu $\vec{p}\,\vec{p} \to \gamma + jet + X$. Oszacowana precyzja wyznaczenia ΔG w eksperymencie STAR wynosi $\delta(\Delta G) = 0.5$.

[3]np. brak jest wyników dla małych wartości x i dużych Q^2, co wynika z tego, że w eksperymentach z tarczą stacjonarną wartości x i Q^2 są ze sobą silnie skorelowane (por. rysunek 4, str. 14)

3 Doświadczenie COMPASS

3.1 Wstęp

W 1997r. CERN zatwierdził projekt eksperymentu COMPASS. Głównym zadaniem tego eksperymentu jest pomiar $\Delta G/G$ w procesach fuzji fotonowo-gluonowej z kwarkami powabnymi w stanie końcowym. Doświadczenie jest przeprowadzne we francuskiej części CERN, w miejscu uprzednio zajmowanym przez doświadczenia EMC i SMC.

Eksperyment COMPASS jest następcą SMC. Główną różnicą między tymi eksperymentami jest precyzyjna identyfikacja i pomiar pędów hadronów w eksperymencie COMPASS, które to możliwości jedynie w ograniczonym zakresie posiadało doświadczenie SMC. Eksperyment COMPASS będzie prowadzony w dwóch etapach: w pierwszym z nich zostaną badane oddziaływania mionów z protonami, w drugim będą prowadzone badania oddziaływań hadron-hadron. Tutaj ograniczymy się do omawiania jedynie pierwszego etapu.

3.2 Wiązka mionowa

Wiązka mionowa eksperymentu COMPASS pochodzi z akceleratora SPS (*Super Proton Synchrotron*). Co 14.4 sekundy, $3 \cdot 10^{13}$ protonów o energii 450 GeV uderza w tarczę berylową a w trakcie oddziaływania produkują się cząstki wtórne, głównie piony i kaony. Rozpadają sie one następnie w locie, głównie na miony i neutrina, np. $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$.

Zgodnie z Modelem Standardowym w przyrodzie występują tylko neutrina lewoskrętne. W przypadku omawianych tu rozpadów, zasada zachowania momentu pędu i lewoskrętność neutrina implikują, że powstający w trakcie rozpadu mion ma określoną skrętność. Po przejściu do układu laboratoryjnego polaryzacja mionów jest funkcją energii pionów i powstających z ich rozpadu mionów. Zależność ta została dokładnie zmierzona w eksperymencie SMC [7]. Doświadczenie COMPASS nie przewiduje dalszych pomiarów tej polaryzacji. Na podstawie wyników SMC przyjmuje się, że w eksperymencie COMPASS polaryzacja wiązki wynosi $P_B \approx 0.8$.

Za pomocą układu magnesów dipolowych i kwadrupulowych, miony pochodzące z rozpadu zostają uformowane w wiązkę. Przewidywana jej intensywność dla eksperymentu COMPASS to $2 \cdot 10^8$ mionów na puls; gdzie puls wiązki trwa 2.4 s. Istnieje możliwość wyboru pędów mionów z zakresu $60-190$ GeV. W eksperymencie COMPASS obecnie używa się wiązki mionów dodatnich o energii 160 GeV, co odpowiada energii 17.9 GeV w układzie środka masy układu proton-mion. Dla tej wartości energii, spodziewana wartość czynnika $< a_{LL} >$ z równania (9) wyniesie 0.24.

Pęd wiązki jest mierzony przez specjalne detektory zwane BMS (*Beam Momentum Station*). Bezpośrednio przed tarczą, poprzeczny przekrój wiązki ma kształt rozkładu Gaussa o dyspersji 8 mm. Część mionów, źle zogniskowana przez układy magnesów, porusza się równolegle do wiązki w odległości od kilku centymetrów do kilku metrów, tworząc tak zwane "halo" wiązki. Miony z halo, mogą zostać zidentyfikowane jako mion rozproszony. Są więc one źródłem tła dla poszukiwanych oddziaływań mion-proton.

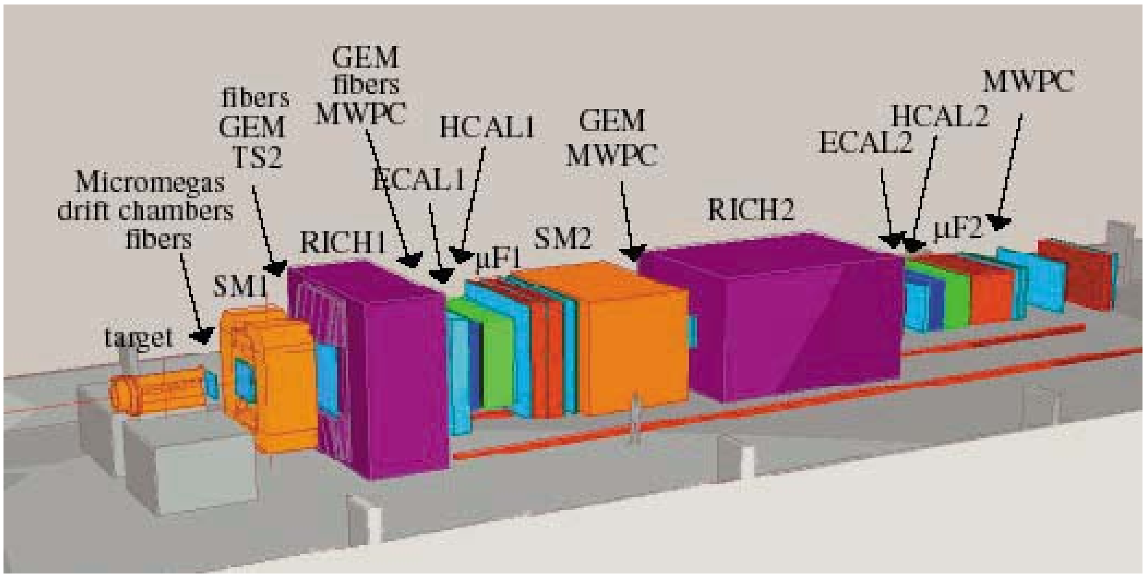
Spodziewana scałkowana świetlność doświadczenia to około 43 $\mathrm{pb}^{-1}\cdot\mathrm{dzień}^{-1}$. Odpowiada to 20 milionom zdarzeń dziennie, w tym ponad 80 tysięcy oddziaływań fuzji fotonowo-gluonowej z kwarkami powabnymi w stanie końcowym.

3.3 Tarcza spolaryzowana

Tarczą eksperymentu COMPASS są dwa cylindryczne naczynia o średnicy 30 mm i długosci 600 mm, wypełnione deuterekiem litu (^{6}LiD). Naczynia są umieszczone jedno za drugim, z tym, że między nimi znajduje się 100 mm przerwa. Materiałem z którego zbudowana jest tarcza jest deuterek litu (^{6}LiD). Tarcza utrzymywana jest w temperaturze poniżej 50 mK i znajduje się w jednorodnym polu magnetycznym o indukcyjności 2.5 T. W tych warunkach (niska temperatura, silne pole magnetyczne) możliwe jest, dzięki metodzie *Dynamic Nuclear Polarisation*, otrzymanie polaryzacji protonów. Materiał w obu częściach tarczy jest spolaryzowany w kierunkach przeciwnych w celu redukcji błędów systematycznych. Pomiary polaryzacji za pomocą efektu NMR (*Nuclear Magnetic Resonance*) w wyniku dają maksymalną polaryzację deuteronów -49% i $+57\%$, w zależności od kierunku polaryzowania deuteronów w tarczy. Jądro ^{6}Li jest jądrem słabo związanym; przyjmuje się, że składa się ono z silnie związanego jądra helu i jądra deuteru. W związku z tym można przyjąć, że w ^{6}LiD około $f \approx 50\%$ materiału tarczy podlega polaryzacji (polaryzowany jest jedynie deuter). W celu dalszej redukcji błędów systematycznych co kilka godzin polaryzacja obu połówek tarczy jest odwarcana - przy pomocy rotacji pola magnetycznego. Straty polaryzacji w trakcie jej odwracania są zniedbywalne. Podczas testów udalo się utrzymać niezmienioną polaryzację tarczy przez około 1000 godzin.

3.4 Detektor COMPASS

Budowa nowego detektora jest bardzo kosztowna, a na dodatek eksperyment COMPASS wymaga nieco innych detektorów w trakcie programu mionowego i hadronowego. Detektor zaprojektowano tak, aby w trakcie obu etapów jego realizacji używać jak największej liczby wspólnych elementów. Poza tym starano się, tam gdzie to jest możliwe, używać detektorów już istniejących, głównie z eksperymentu SMC. Poniżej jest krótko opisany detektor przeznaczony do badania programu mionowego.



Rysunek 3: Schemat detektora COMPASS.

Detektor doświadczenia COMPASS (por. rysunek 3) składa sie z dwóch spektrometrów, działających w różnych zakresach kąta bryłowego. Są to skomplikowane urządzenia będące połączeniem kilku rodzajów detektorów. Służą one do pomiaru pędów i identyfikacji cząstek wyprodukowanych w trakcie i po oddziaływaniu wiązki z jądrem tarczy.

Pierwszy spektrometr (licząc do strony tarczy), zwany spektrometrem dużych kątów, ma za zadanie rejestrować cząstki emitowane w przedziale kątów ± 200 mrad. W skład pierwszego spektormetr wchodzi m.in. magnes (SM1), wokół którego znajdują się różne detektory śladowe: komory dryfowe, wielodrutowe komory proporcjonalne (MWPC), gazowe detektory mikro-śladowe, zwane, *mikromega* [8], detektory typu GEM [9] (*Gas Electron Multiplier*). Konieczność zastosowania kilku rodzajów detektorów śladowych wynika z bardzo dużej intensywności cząstek wtórnych dochodzącej do 10^5 Hz/cm^2, w odległości kilkunastu cm od osi wiązki. Komory dryfowe i wielodrutowe komory proporcjonalne nie nadają się do pracy przy tak wysokich intensywnościach i dlatego zwykle pokrywają one obszar odległy o co najmniej 300 mm od osi wiązki. Bliżej osi znajdują się wspomniane już detektory typu *mikromega* i GEM. Za magnesem SM1 znajduje się detektor typu RICH (*Ring Imaging CHerenkov*), którego głównym zadaniem jest identyfikacja pionów i kaonów o pędach z zakresu od 3 do 65 GeV. Za detektorem RICH znajdują się kolejne detektory śladowe, następnie kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL1)[4], a za nim kalorymetr hadronowy (HCAL1) służący do pomiaru energii i pozycji hadronów. Pierwszy spektrometr kończy komora mionowa (μF1) zbudowana z plastyku.

Drugi spektrometr, zwany spektrometrem małych kątów, ma za zadanie pomiar cząstek lecących pod kątem mniejszym niż 65 mrad. Zasadniczo składa sie z podobnych elementów co spektrometr dużych kątów. Główne różnice tkwią w szczegółach budowy np.: w trakcie

[4] w programie mionowym doświadczenia ECAL1 nie jest używany.

etapu mionowego nie będzie detektora RICH w drugim spektrometrze. Na szczególną uwagę zasługuje fakt, że kończąca drugi spektrometr, komora mionowa (μF2) jest zbudowana z żelaza o grubości 2 metrów, co odpowiada kilkunastu jądrowym drogom na oddziaływanie. Jedynymi obserwowanymi za tą komorą cząstkami są więc miony. Odległość między tarczą a drugą komorą mionową (μF2) wynosi ok. 50 m.

Zbudowano dodatkowe (w stosunku do SMC) detektory rejestrujące pojedyńczy oddziaływujący mion z wiązki. W celu jego detekcji przed i tuż za tarczą, mierzy się jego położenie i czas przyjścia, za pomocą liczników scyntylacyjnych i krzemowych. Przed tarczą ustawiono też tzw. liczniki “veto”. Są to dwa detektory (V1 i V2) w kształcie pierścieni, oddalone od siebie o kilka metrów. Ewentualny sygnał w tych detektorach świadczy o tym, że cząstka przechodziła w dużej odległości od osi wiązki ($>$ 2 cm) i najprawdopodobniej należy do “halo”. Dodatkowo w okolicach kalorymetru hadronowego spektrometru małych kątów (HCAL2) i komory mionowej (μF2) umieszczono hodoskopy, mające za zadanie rejestrować rozporszone miony. Wszystkie omówione w tym akapicie detektory, są bardzo istotne dla systemu wyzwalania danych eksperymentu.

3.5 System wyzwalania danych

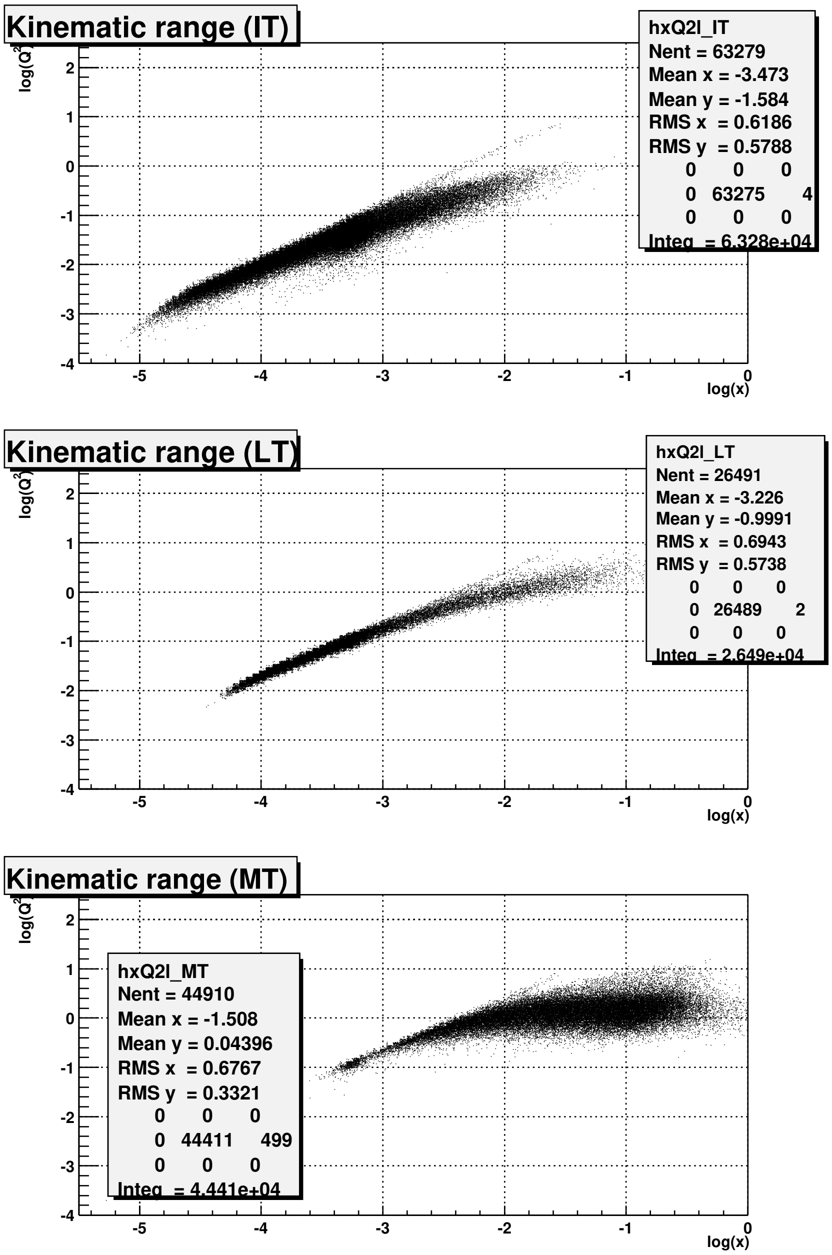
System wyzwalania (*tryger*) ma za zadanie wyselekcjonowanie interesujących zdarzeń. Oparty jest on na bardzo szybkiej elektronice, która sprawdza czy kombinacja sygnałów pochodzących z różnych detektorów jest taka, jakiej oczekujemy dla interesujących przypadków fizycznych. Jeśli dany przypadek spełnia te kryteria, uruchamiany jest odczyt i zapis informacji z całego detektora.

W doświadczeniu COMPASS występują trzy typy hodoskopów. W zależności od hodoskopów, w których zostanie zarejestrowany mion rozproszony, tryger może przybierać rożne nazwy. Są to: tryger wewnętrzny (ang. *inner trriger*), tryger środkowy (ang. *middle trriger*) i tryger drabiny (ang. *ladder trriger*). Dla zmiennych kinematycznych (x, Q^2), akceptacja różnych typów trygera została przedstawiona na rysunku 4. Przypadki spełniające warunki trygera charakteryzują się:

- rejestracją rozproszonego mionu w hodoskopach,
- koincydencją sygnału z hodoskopów,
- brakiem sygnału w detektorach veto,
- energią zgromadzoną w kalorymetrach hadronowych (HCAL1 i HCAL2) większą od zadanego minimum ($\approx$ 4 GeV).

Przypadki PGF$_{c\bar{c}}$ stanowić będą jedynie mały ułamek procenta wybranych w ten sposób zdarzeń. Dalsza znaczna redukcja danych przez systemy elektroniczne w trakcie zbierania danych jest niemożliwa. Stosowanie układy elektroniczne są zbyt wolne, aby móc w krótkim czasie (nowy przypadek może zdarzyć się w ciągu kilku ms) analizować skomplikowane algorytmy, redukujące ilość zapisywanych informacji. Dalszą więc ich redukcją zajmuje się specjalnie stworzony system programów komputerowych CORAL.

System zbierania danych eksperymentu COMPASS pozwala na zapis około 30 Mb/s czyli około 20 tysięcy przypadków/s. W trakcie całego eksperymentu przewiduje się zebranie około 300 Tb danych. W trakcie naświetlania latem 2001 roku, tryger wewnętrzny działał z częstością 4200 Hz, tryger drabiny z częstością 3100 Hz, natomiast tryger środkowy uruchamiał odczyt detektora z częstością 11 000 Hz. "Czas martwy" spektormetru , czyli czas w którym sygnały pochodzące z detektorów nie są rejestrowane przez elektronikę, wynosił około 0.2 μs.



Rysunek 4: Akceptacja trygerów w zmiennych kinematycznych x i Q^2.

4 Symulacje

4.1 Wstęp

Pierwszym krokiem w celu obliczenia $\Delta G/G$ na podstawie asymetrii w oddziaływanich PGF$_{c\bar{c}}$ jest sama identyfikacja zdarzenia tego typu. W rozdziale 2.4 wspomniano, że sygnaturą fuzji fotonowo-gluonowej z kwarkami powabnymi w stanie końcowym może być zidentyfikowanie mezonu D^0. W jednym oddziaływaniu PGF$_{c\bar{c}}$ powstaje średnio 1.23 D^0. Mezon D^0 ma masę 1.865 GeV, jest więc stosunkowo ciężki i w związku z tym rozpada się głównie w kanałach wielociałowych. Takie rozpady są dość trudne do identyfikacji w detektorze, a spektrometr eksperymentu COMPASS nie jest pod tym względem wyjątkiem. Głównym kanałem rozpadu D^0, w którym eksperyment COMPASS będzie starał się zidentyfikować mezon D^0, a co za tym idzie proces PGF$_{c\bar{c}}$, jest tak zwany "złoty kanał", $D^0 \to K\pi$. Około 4 % mezonów D^0 rozpada się w tym kanale. W celu identyfikacji mezonu D^0 należy jedynie zidentyfikować dwie naładowane cząstki. Dokładna analiza możliwości uzyskania znaczącego wyniku $\Delta G/G$ przez identyfikację PGF$_{c\bar{c}}$ za pomocą mezonu D^0 rozpadającego się w kanale $D^0 \to K\pi$, została przedstawiona w [2]. Próbę identyfikacji mezonu D^0 można podjąć także w innych kanałach niż $D^0 \to K\pi$. W szczególności interesujący jest czterociałowy rozpad na cząstki naładowane, $D^0 \to K3\pi$. Prawdopodobieństwo takiego rozpadu wynosi około 7.5 %. Jest ono prawie dwukrotnie większe niż w kanale $D^0 \to K\pi$. Z drugiej strony zamiast dwóch cząstek, jak to miało miejsce w przypadku $D^0 \to K\pi$, trzeba zidentyfikować aż cztery cząstki. Także liczba kombinacji mogących zostać błędnie zidentyfikowanych jako $D^0 \to K3\pi$ jest większa niż w kanale $D^0 \to K\pi$. Wynika to z kombinatoryki; na przykład jeden pion z dziesięciu powstałych w oddziaływaniu można wybrać na 10 sposobów, natomast trzy piony z dziesięciu już na 120 sposobów. Celem niniejszej pracy jest próba oszacowania niepewności $\delta(\Delta G/G)$ w przypadku gdy, sygnaturą PGF$_{c\bar{c}}$ jest mezon D^0 rozpadający się w kanale $D^0 \to K3\pi$.

Dla symulacji rozpadu $D^0 \to K3\pi$, a także przypadków mogących zostać błędnie zidentyfikowanych jako $D^0 \to K3\pi$, należy użyć generatorów Monte-Carlo oddziaływań DIS μp. Zostały one opisane w następnym rozdziale. Z próbki wygenerowanych przypadków zostaną usunięte te, w których choćby jednej cząstki pochodzącej z rozpadu $K3\pi$ nie będzie można zaobserwować w spektrometrze doświadczenia COMPASS. Dla pozostałej próbki przypadków zostanie podjęta próba znalezienia takich obszarów zmiennych kinematycznych, dla których przypadki sygnału, czyli $D^0 \to K3\pi$, znacznie różnią się od przypadkowych kombinacji $K3\pi$. Ostatnim etapem jest oszacowane $\delta(\Delta G/G)$ w kanale $D^0 \to K3\pi$, wraz z krytycznym komentarzem otrzymanej wartości.

Próbki zdarzeń sygnału i tła otrzymane z symulacji zawierały różną liczbę przypadków (kombinacji $K3\pi$). W celu łatwiejszego porównywania własności sygnału i tła, zdecydowano się na wszystkich rysunkach przedstawiać tę samę liczba przypadków (kombinacji $K3\pi$) sygnału i tła, zwykle 50 000. W przypadku gdy na jednym histogramie przedstawiono zarówno przypadki sygnału jak i tła, podana na histogramie statystyka odnosi się jedynie do przypadków sygnału. W przypadku gdy na jednym histogramie przedstawiono przypadki przed cięciami i pozostające po cięciach, podana na histogramie statystyka odnosi się przypadków przed cięciami.

4.2 Generatory PYTHIA, AROMA i COMGEANT

Generatory MC są to programy komputerowe, które starają się odtwarzać uproszczoną rzeczywistość w sytuacji, gdy nie istnieje dokładny opis fizyczny, lub jest on zbyt skomplikowany. Główną ich cechą jest to, że wykorzystują losowanie zmiennych z pewnych rozkładów prawdopodobieństwa. Na podstawie wielu wygenerowanych przypadków jesteśmy w stanie wyciągać wiążące wnioski.

Generatory MC używane w fizyce wysokich energii mają za zadanie jak najdokładniej odtworzyć krotności i czteropędy cząstek powstających w wyniku oddziaływania dwóch pierwotnych cząstek. Niestety, nie istnieje dokładny fizyczny opis wszystkich procesów, w których powstają cząstki[5]. W związku z tym odpowiednie generatory MC, korzystają zarówno z wyników eksperymentalnych jak i z różnych modeli opartych na chromodynamice kwantowej. Użytkownik takiego programu ma zwykle możliwość dokonywania zmian wartości kilkuset parametrów sterujących przebiegiem symulacji. Pozwala to na precyzyjniejsze odtwarzanie bardziej interesująctych (w danym momencie) charakterystyk oddziaływania, niestety kosztem mniejszej precyzji odtwarzania innych. W szczególności takimi generatorami używanymi w fizyce cząstek są PYTHIA [12] i AROMA [13] .

PYTHIA to generator napisany z myślą o zderzaczach e^+e^-, ep, pp; może on być także stosowany w eksperymentach z tarczą stacjonarną. Historycznie pierwsze części kodu generatora powstały w 1978 roku na uniwersytecie Lund w Szwecji. Na tym uniwersytecie powstał także model hadronizacji Lund. Model ten opisuje oddziaływania kwarków prowadzące do powstania w stanie końcowym hadronów. Część kodu programu jest oparta na tym modelu. Od prawie 25 lat PYTHIA jest wciąż rozwijana i poprawiana, aby coraz dokładniej opisywać obserwowane oddziaływania cząstek. Generator zawiera także możliwości symulacji nie obserwowanych cząstek takich, jak grawitony, i fizyki jeszcze nie odkrytej, jak na przykład symulacja produkcji cząstek supersymetrycznych.

AROMA to generator także wywodzący się z Lund, korzystający z modelu hadronizacji Lund. Zawiera on część generatora PYTHIA i służy do precyzyjnego odtwarzania oddziaływań, w których powstają, bądź uczestniczą ciężkie kwarki. Program AROMA uwzględnia jedynie

[5] chodzi tu głównie o proces hadronizacji kwarków, który jest niepoliczalny w rachunku zaburzeń QCD

pierwszy rząd rachunku zaburzeń. W związku z tym w generatorze trzeba zdefiniować pewne stałe tzw. "$k-factors$", które zapewnią zgodność symulacji z wynikami eksperymentów. Generator PYTHIA może także symulować przypadki z ciężkimi kwarkami, co więcej PYTHIA jest programem uwzględniającym drugi rząd rachunku zaburzeń. Jednak w przypadku fuzji fotonowo-gluonowej, w wyniku której powstaje większość ciężkich kwarków, AROMA precyzyjnie oblicza elementy macierzowe, na podstawie których dalej symuluje oddziaływania, podczas gdy PYTHIA efektywynie losuje wartości energii fotonów wirtualnych emitowanych przez mion, z pewnego rozkładu gęstości prawdopodobieństwa [6]. Z tego powodu AROMA mimo, że uwzględniająca jedynie pierwszy rząd rachunku zaburzeń, jest dokładniejsza od PYTHII.

Symulacji programami AROMA i PYTHIA dokonano dla masy kwarku powabnego równej 1.5 GeV. Standardową ustawioną masę kwarku powabnego w AROMIE (1.35 GeV) zmieniono zgodnie z [14].

COMGEANT jest to program, którego zadaniem jest symulacja pracy detektora eksperymentu COMPASS. Symulacja detektora uwzględnia m.in.: akceptację magnesów i detektorów, wielokrotne rozpraszanie cząstek przy przechodzeniu przez materię, precyzję pomiaru położenia w detektorach, efektywność działania detektorów. Dopiero po użyciu programu COMGEANT i systemu programów CORAL otrzymuje się najbardziej prawdopodobną liczbę przypadków zarejestrowanych w eksperymencie COMPASS. Znając przewidywaną liczbę zaobserwowanych przypadków można obliczyć niepewność $\delta(\Delta G/G)$. W niniejszej pracy programów COMGEANT i CORAL **nie używano,** w związku z czym wyznaczone $\delta(\Delta G/G)$ ma sens oszacowania górnej granicy niepewności $\Delta G/G$.

4.3 Kanały Rozpadu $D^0 \to K3\pi$

Poszukiwanym zdarzeniem fizycznym jest oddziaływanie typu PGF$_{c\bar{c}}$, w którym, po procesie hadronizacji przynajmniej jeden z kwarków powabnych tworzy mezon D^0($\overline{D^0}$). Mezon D^0 ma następnie rozpaść się w kanale $D^0 \to K3\pi$. Rozpad może zachodzić wprost, lub poprzez pośrednie stany rezonansowe. Stosunki rozgałęzień na poszczególne kanały rozpadu podane są w tabeli 1 [15].

Rozpad mezonu D^0 poprzez rezonanse, jest rozpadem dwu- (lub trzy-) ciałowym co powoduje, że kinematyka procesu powinna być prostsza. Powninno to pozwolić na zwiększenie stosunku przypadków sygnału do tła. Z drugiej strony najczęściej występujący kanał rozpadu ($D^0 \to K^- a_1^+$) charakteryzuje sie znaczną szerokością rezonansu a_1 (0.2-0.6 GeV [7]), przez co masa niezmiennicza układu 3 pionów jest określona bardzo nieprecyzyjnie. Dokładniejsze omówienie wpływu rozpadu $D^0 \to K3\pi$ przez stany rezonansowe na wyznaczenie $\delta(\Delta G/G)$ znajduje się w rozdziale 4.6.2.

W programie AROMA rozpad $D^0 \to K3\pi$ zachodzi w 8.6%. Wynik ten jest nieco różny od wartości cytowanej w tabeli 1, którą zaczerpnięto z [15]. W celu poprawnej interpretacji

[6] otrzymanego na podstawie przybliżenia Weizackera-Williamsa

[7] szerokość tego rezonansu jest znana z tak małą precyzją [15]

kanał	stosunek rozgałęzień
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (wprost)	$1.7 \pm 0.2\%$
$D^0 \to K^- a_1^+$	$3.6 \pm 0.6\%$
$D^0 \to K^(1270)\pi^+$	$0.4 \pm 0.1\%$
$D^0 \to K^*(892)\pi^+\pi^-$	$1.0 \pm 0.2\%$
$D^0 \to K^*(892)\rho$	$1.0 \pm 0.2\%$
$D^0 \to K^-\pi^+\rho$	$0.5 \pm 0.2\%$
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ razem:	$7.5 \pm 0.3\%$

Tabela 1: Kanały rozpadu $D^0 \to K3\pi$ [15].

wyników w pracy uwzględniono czynnik $1.15 \approx 8.6\%/7.5\%$ normujący wyniki z generatora MC do danych eksperymentalnych.

4.4 Selekcja danych

4.4.1 Selekcja wstępna

Całkowity przekrój czynny na produkcję pary kwarków powabnych w oddziaływaniu μp przy energii wiązki mionowej 160 GeV wynosi około 5 nb. Ewentualny przypadek sygnału (rozpad $D^0 \to K3\pi$), musi zostać wydobyty spośród ogromnego tła oddziaływań μp, którego przekrój czynny przy wyżej wymienionej energii wynosi około 5000 nb[8], czyli jest około tysiąc razy większy.

4.4.1.1 Sygnał

Jak wspominano w rozdziale 4.2 do generacji przypadków sygnału, czyli $D^0 \to K3\pi$, używano programu AROMA. Wygenerowano 1 000 000 przypadków $\mathrm{PGF}_{c\bar{c}}$. Aby wybrać interesujące przypadki:

- odrzucono zdarzenia nie spełniające warunku $0.35 < y < 0.85$,
- zaakceptowano tylko przypadki w których symulowane były mezony D^0.
- dla znalezionych mezonów D^0 odrzucono te, które nie rozpadły się w kanale $K3\pi$,
- odrzucono przypadki, w których choć jedna cząstka powstała z rozpadu $D^0 \to K3\pi$ miała pęd mniejszy niż 0.5 GeV.

Warunek $0.35 < y < 0.85$ jest częściowo warunkiem historycznym. W projekcie eksperymentu COMPASS wiązka mionowa miała mieć energię 100 GeV (w chwili obecnej 160 GeV). Przy

[8]podano wartość przekroju czynnego obliczanego w PYTHII

tej energii nie obserwowano przypadków PGF$_{c\bar{c}}$ dla $y < 0.35$, w związku z czym detektor nie był optymalizowany aby rejestrować tego typu oddziaływania. Warunek ten pozostawiono, aby móc porównywać otrzymane wyniki z [2], [10], [11]. Z drugiej strony, dla fotonów o $y > 0.85$ spodziewamy się bardzo wysokich poprawek radiacyjnych, a na tym etapie eksperymentu nie są one jeszcze uwzględnione. Cięcie $0.35 < y < 0.85$ jest jednak dość istotne, bowiem pozwala w istotny sposób zwiększyć stosunek sygnału do tła. Ostatni warunek powyższej listy ma na celu odrzucenie przypadków, w których cząstki pochodzące z rozpadu $D^0 \to K3\pi$ nie będą mogły być zrekonstruowane w eksperymencie.

Warunek $0.35 < y < 0.85$ spełnia 65 % przypadków, w których powstaje przynajmniej jeden mezon D^0. W AROMIE średnio na przypadek oddziaływania PGF$_{c\bar{c}}$ powstaje 1.0 mezon D^0, przy czym rozpada się on z prawdopodobieństwem 8.6 % w kanale $D^0 \to K3\pi$. Z tych przypadków w 95% wszystkie cząstki pochodzące z rozpadu $D^0 \to K3\pi$ mają pędy większe niż 0.5 GeV. Dla tak przygotowanej próbki sygnału sprawdza się następnie warunki na kąty emisji oraz położenia punktów rozpadów cząstek, por. rozdziały 4.4.2 i 4.4.3.

4.4.1.2 Tło

Symulacji oddziaływania μp dokonano za pomocą programu PYTHIA. Wygenerowano 20 000 zdarzeń. W pierwszym przybliżeniu za przypadek tła, który można błędnie zidentyfikować jako przypadek PGF$_{c\bar{c}}$ $D^0 \to K3\pi$ uznano oddziaływanie μp, w którym:

- $0.35 < y < 0.85$,
- przypadek zawiera co najmniej jeden naładowany kaon i trzy naładowane piony.

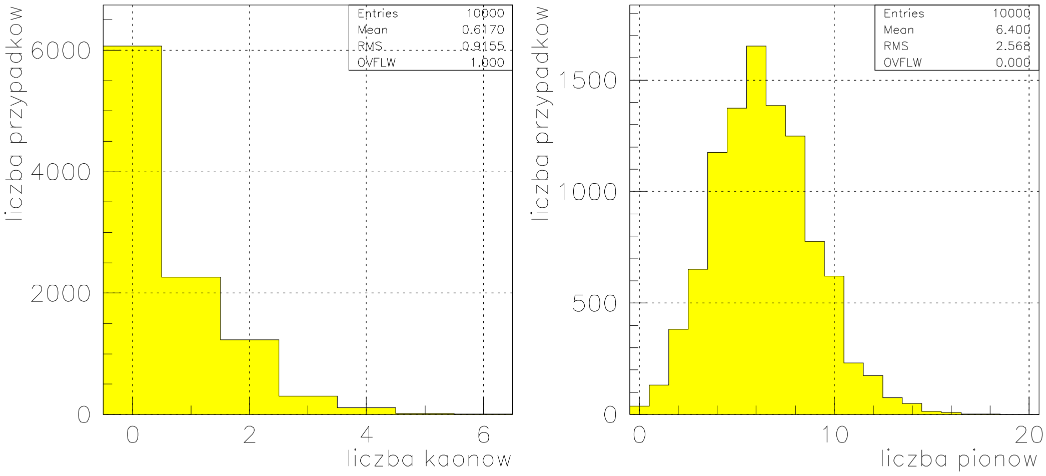
Pierwsze kryterium spełnia 7.8 % oddziaływań μp, natomiast przypadki z co najmniej jednym kaonem i trzema pionami stanowią 37 % przypadków, dla których $0.35 < y < 0.85$. Na rysunku 5 przedstawiono krotność naładowanych pionów i kaonów powstających w oddziaływaniu μp ($0.35 < y < 0.85$). W ponad 60% oddziaływaniach nie produkuje się żaden kaon.

Dalsza selekcja przypadków tła polegała na wyborze jedynie kombinacji $K3\pi$ spełniających następujące warunki:

- ładunek sumaryczny kaonu i trzech pionów wynosi 0,
- pęd każdej z cząstek tworzących kombinację $K3\pi$ jest większy od 0.5 GeV.

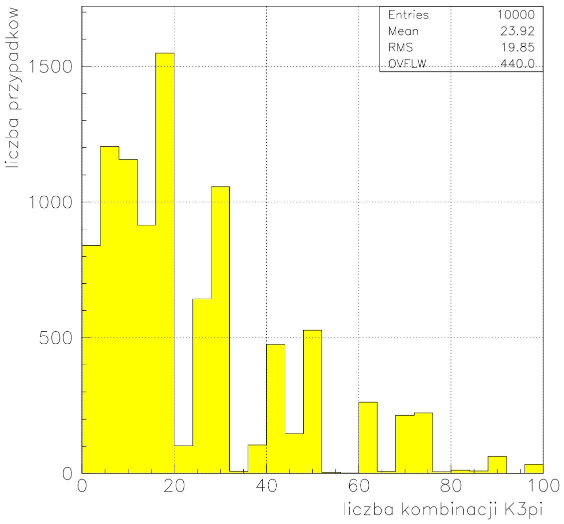
Pierwszy warunek wybiera kombinacje, które mogły powstać z neutralnego mezonu D^0, drugi natomiast odrzuca przypadki, w których cząstka ma zbyt mały pęd, aby można go było zrekonstruować w detektorze. Oba te warunki naraz spełnia 49% wyselekcjonowanych do tej pory przypadków oddziaływania μp. Ponieważ rzadko zdarza się aby w oddziaływaniu μp powstał dokładnie jeden kaon i trzy piony (1.8 %), w zdecydowanej większości przypadków można utworzyć **wiele kombinacji** $K3\pi$ [9] mogących zostać błędnie zidentyfikowanych jako rozpad

[9] ta sama cząstka może uczestniczyć w wielu kombinacjach



Rysunek 5: PYTHIA: Krotność naładowanych kaonów (lewy) i pionów (prawy) w oddziaływaniu μp przy 160 GeV. Na rysunku przedstawiono przypadki, dla których 0.35< y <0.85.

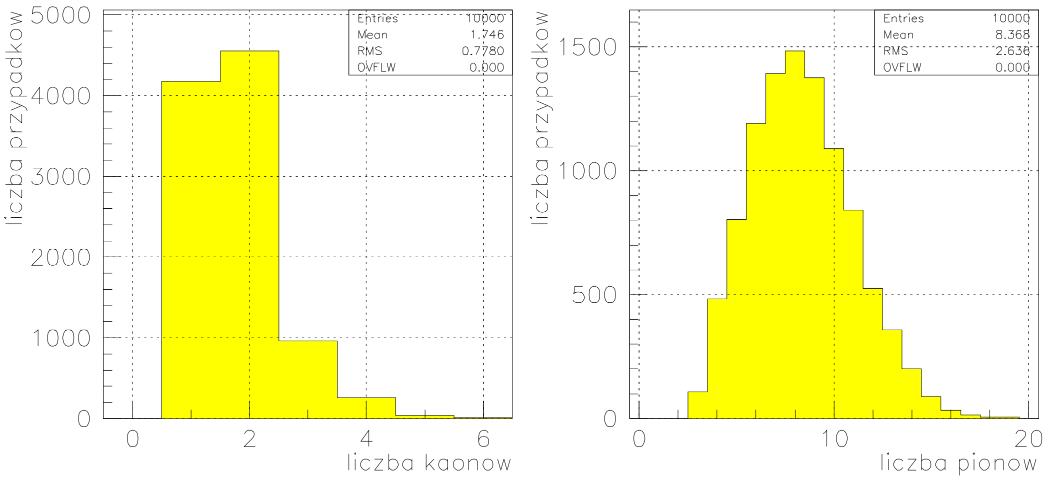
$D^0 \to K3\pi$. Rozkład liczby możliwych do utworzenia kombinacji $K3\pi$ przedstawiono na rysunku 6. Na tym etapie symulacji na **jeden** przypadek $D^0 \to K3\pi$ przypada około 7500 przypadkowych kombinacji $K3\pi$ mogących zostać błędnie uznanych za $D^0 \to K3\pi$.



Rysunek 6: PYTHIA: Rozkład liczby możliwych do utworzenia kombinacji $K3\pi$ w pojedyńczym oddziaływaniu μp, spełniających zadane warunki podane na stronie 19.

Dla porównania na rysunku 7 przedstawiono krotności pionów i kaonów w przypadkach PGF$_{c\bar{c}}$ z $D^0 \to K3\pi$. Krotności są nieco większe niż w przypadku oddziaływań będących tłem poszukiwanego procesu. Różnica ta nie jest jednak na tyle duża, aby ten fakt w praktyczny sposób mógł być wykorzystany w celu oddzielenia przypadków sygnału od tła.

Średnia liczba kombinacji $K3\pi$ spełniających wszystkie zadane warunki w procesach PGF$_{c\bar{c}}$ ($\approx$ 46), jest około dwukrotnie większa niż w przypadkach procesów tła. W miarę dalszej redukcji danych różnice te stają się coraz mniejsze; w końcowej fazie selekcji różnica ta z punku widzenia wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$ staje się nieistotna.



Rysunek 7: AROMA: Krotność naładowanych kaonów (lewy) pionów (prawy) w procesie PGF$_{c\bar{c}}$.

4.4.2 Akceptacja magnesu tarczy

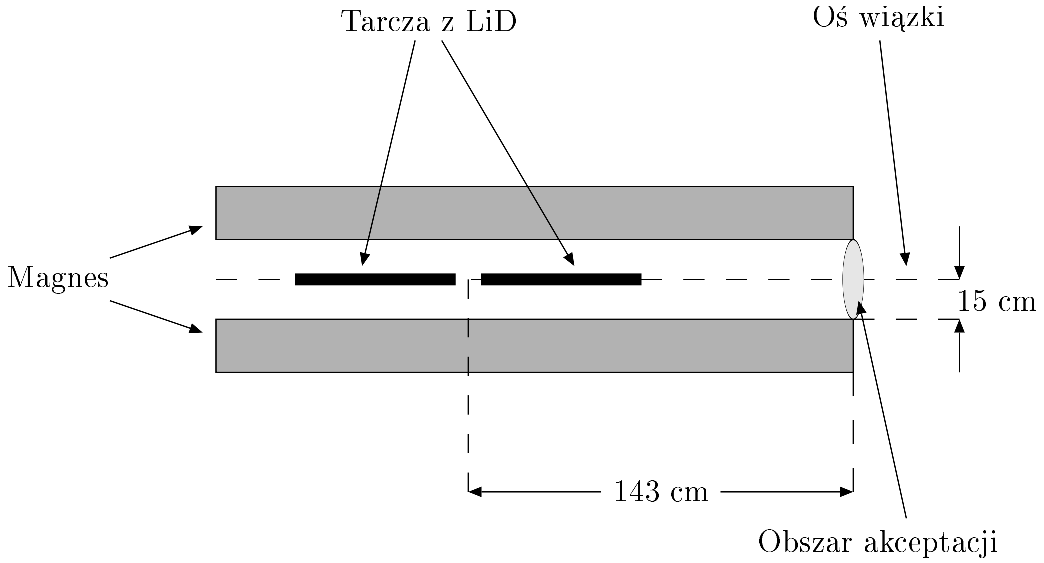
Po cięciach wstępnych liczba przypadków a szczególnie liczba przypadków tła zmniejszyła się znacznie. Z tego powodu w PYTHII wygenerowano 200 000 przypadków oddziaływania μp dla których $0.35 < y < 0.85$. Po spełnieniu warunków omówionych w 4.4.1.2 można było utworzyć około 1 000 000 kombinacji $K3\pi$ pochodzących z tła. W przypadku AROMY generowano nadal 1 000 000 przypadków PGF$_{c\bar{c}}$, jednak z warunkiem $0.35 < y < 0.85$. Otrzymano próbkę około 83 000 $D^0 \rightarrow K3\pi$ spełniających warunki 4.4.1.1.

Przed przystąpieniem do dalszych etapów selekcji zdarzeń, związanych z akceptacją magnesu i z rozpadami cząstek, należy zwrócić uwagę na dwa fakty:

- W przypadkach tła interesująca jest liczba możliwych do utworzenia kombinacji $K3\pi$, które mogą zostać błędnie zidentyfikowane jako mezon D^0. Z tego powodu wyniki z cięciami na akceptację magnesu i położenia punktów rozpadu cząstek nie zawierają prawdopodobieństw akceptacji lub rozpadu pojedyńczej cząstki, ale procent kombinacji $K3\pi$, które pozostaną po narzuceniu wyżej wymienionych warunków. Dla przykładu: trzy piony z dziesięciu można wybrać na 120 sposobów, jeśli jednak zamiast dziesięciu cząstek pozostanie tylko ich połowa, to liczba możliwych kombinacji, na które można wybrać trzy piony z pięciu, wynosi jedynie 10.

- Warunki na akceptację magnesu i położenia punktów rozpadu cząstek sprawdzano dla kombinacji $K3\pi$ istotnie mogących pochodzić z rozpadu D^0, to znaczy takich, których masa niezmiennicza kombinacji $K3\pi$ w przybliżeniu odpowiadała masie mezonu D^0 równej 1.865 GeV. Do analizy selekcjonano przypadki, których masa niezmiennicza kombinacji $K3\pi$ należała do przedziału (1.865 ± 0.100) GeV. Około 85% kombinacji $K3\pi$ (z1 000 000) zostało w ten sposób usuniętych. Po wybraniu wyżej wymienionego okna masowego, do dalszej analizy pozostało około 156 000 kombinacji $K3\pi$ tła.

Precyzyjne wyznaczenie okna masowego możliwe jest tylko przy użyciu programów COMGEANT i CORAL. Próba *oszacowania* szerokości okna masowego znajduje się w rozdziale 4.5.



Rysunek 8: Akceptacja magnesu

Cząstka przechodząca przez obudowę magnesu zostanie w nim najprawdopodobniej pochłonięta, w związku z czym takich przypadków nie można uwzględniać. Nawet jeśli cząstka nie będzie oddziaływała w magnesie to wielokrotne rozpraszanie kulombowskie którego dozna przy przechodzeniu przez metal spowoduje, że wyznaczanie czteropędu cząski będzie nieprecyzyjne. Takich przypadków nie należy używać do dalszych symulacji.

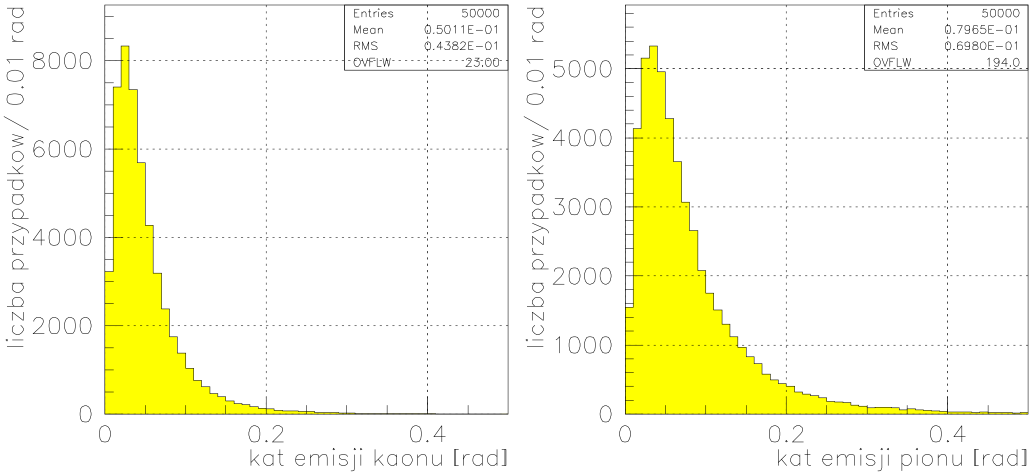
Za cząstki lecące w obszarze akceptacji magnesu tarczu uznano te (porównaj rysunek 8), które w odległości 1.43m od środka tarczy (licząc wzdluż osi wiązki) znajdowały się w odległości mniejszej niż 15 cm od osi wiązki [10]. Warunek ten sprawdzano przez ekstrapolację linią prostą torów cząstek z punktu oddziaływania do z=1.18m[10]. Warunek akceptacji magnesu odpowiada maksymalnym kątom emisji cząstek z przedziału $0.07-0.19$ radianów, zależnie od położenia punktu oddziaływania cząstki w tarczy.

W przypadku pionów i kaonów pochodzących z rozpadu $D^0 \to K3\pi$, $P_{\pi AS} = 76\%$ pionów i $P_{KAS} = 90\%$ kaonów leci w obszarze akceptacji magnesu. Prawdopodobieństwo, że wszystkie cząstki powstałe z rozpadu mezonu D^0 lecą w obszarze akceptacji magnesu wynosi $P_{K3\pi AS} = 52\%$. Tylko takie przypadki są kwalifikowane do dalszej analizy.

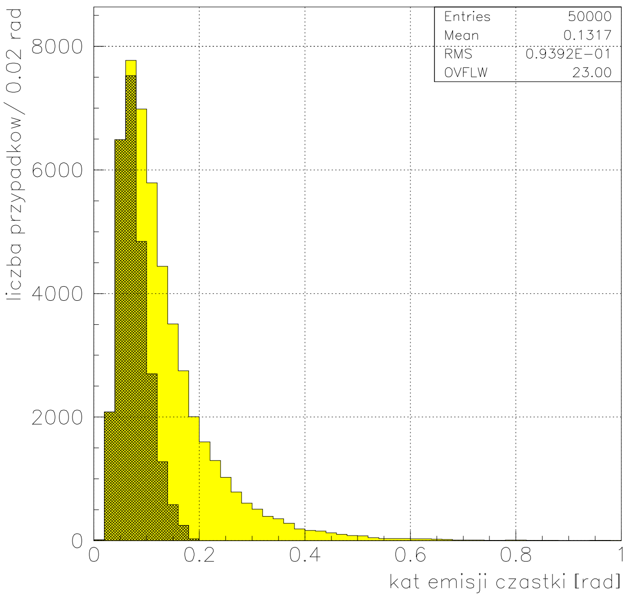
Rysunek 9 przedstawia kąty emisji pionów i kaonów w przypadkach $D^0 \to K3\pi$. Natomiast rysunek 10 przedstawia maskymalny kąt emisji cząstki w przypadku $D^0 \to K3\pi$; kratką zaznaczono tu przypadki, które pozostały po narzuceniu warunków na akceptację magnesu.

Znaczna różnica między $P_{\pi AS}$ i P_{KAS} wynika z faktu, że przy podobnych wartościach pędu poprzecznego pionów i kaonów, kaony maja o ok. 50% większy pęd od pionów, a tym samym

[10] Środek tarczy jest umieszczony w z=-0.25 m



Rysunek 9: AROMA: Kąt emisji (w radianach) kaonu (lewy) i pionu (prawy) z rozpadu $D^0 \to K3\pi$.

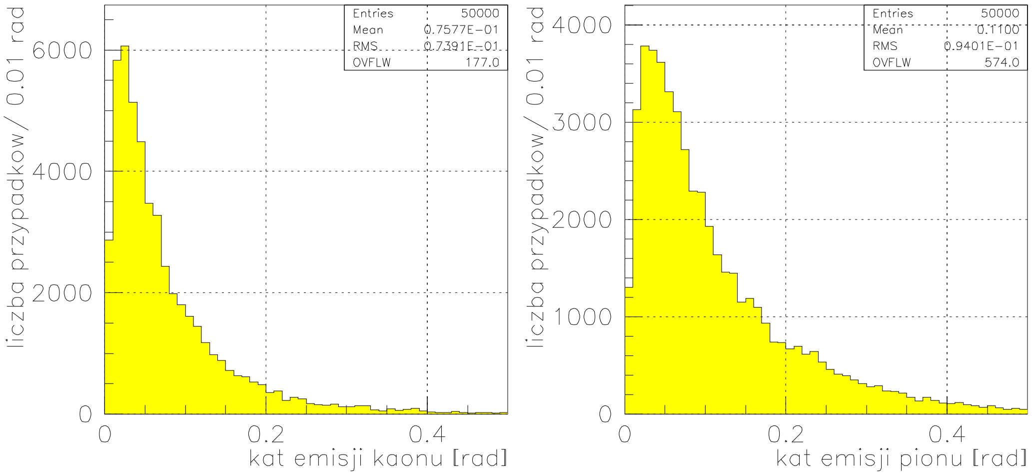


Rysunek 10: AROMA: Maksymalny kąt emisji (w radianach) cząstki z rozpadu $D^0 \to K3\pi$; kratką zaznaczono przypadki, które pozostają po cięciu na akceptację magnesu.

kaony są emitowane pod mniejszymi kątami. Należy zauważyć, że w przypadku rozpadu mezonu D^0 na cztery cząstki jedynie trzy kąty emisji są niezależne. W przypadku gdy wszystkie trzy piony spełniają warunek akceptacji magnesu, prawdopodobieństwo, że kaon także spełnia ten warunek wynosi 98%, a nie P_{KAS}=90 %, jak oczekiwno by dla kątów wybranych niezależnie.

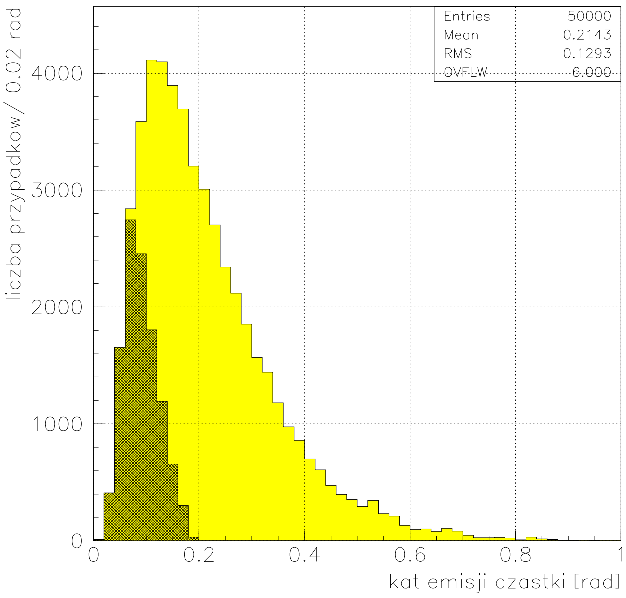
Dla kombinacji $K3\pi$ pochodzących z tła kąt emisji pionu[11] i kaonu przedstawiono na rysunku 11. Maksymalny kąt emisji cząstki z kombinacji $K3\pi$ przedstawia rysunek 12; kratką zaznaczono tu przypadki, które pozostają po narzuceniu warunków na akceptację magnesu. $P_{\pi AT} = 61\%$ pionów i $P_{KAT} = 77\%$ kaonów tworzących kombinacje $K3\pi$, leci w obszarze akcep-

[11] losowo wybranego z trzech pionów tworzących kombinację $K3\pi$



Rysunek 11: PYTHIA: Kąt emisji (w radianach) kaonu (lewy) i pionu (prawy) z kombinacji $K3\pi$ tła.

tacji magnesu. Aby kombinacja $K3\pi$ mogła być zarejestrowana, wszystkie cząski tworzące kombinację $K3\pi$ muszą lecieć w obszarze akceptacji magnesu. Warunek taki spełnia $P_{K3\pi AT} = 23\%$ kombinacji $K3\pi$. W przypadku gdy wszystkie trzy piony spełniają warunek akceptacji magnesu, prawdopodobieństwo, że kaon także spełnia ten warunek wynosi 97%, a nie $P_{KAT} = 77\%$. Podobnie jak miało to miejsce w przypadu pionów i kaonów pochodzących z rozpadu $D^0 \to K3\pi$, kąty emisji są skorelowane. Zależność między kątami w kombinacjach tła pojawiła się poprzez narzucenie ograniczenia na masę niezmienniczą układu $K3\pi$.

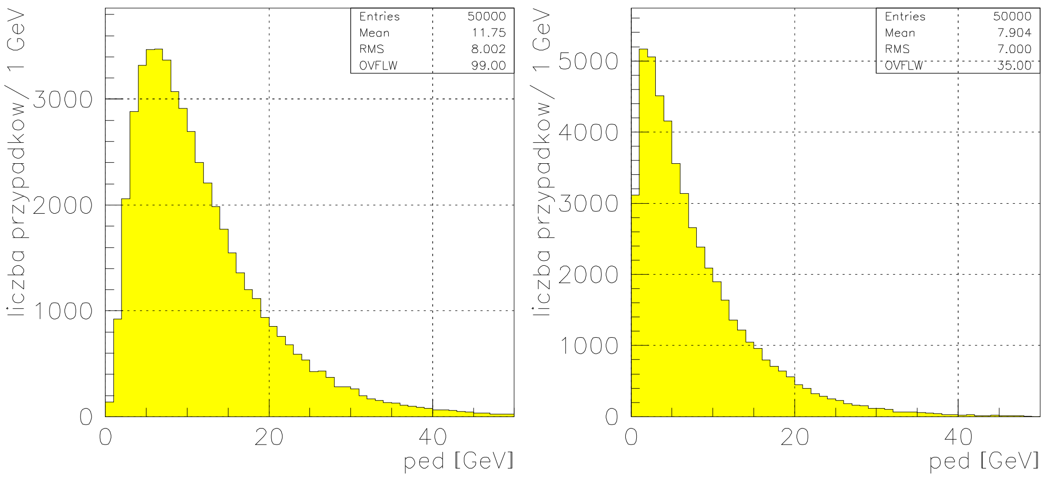


Rysunek 12: PYTHIA: Maksymalny kąt emisji cząstki z kombinacji $K3\pi$ tła; kratką zaznaczono przypadki, które pozostają po cięciu na akceptację magnesu.

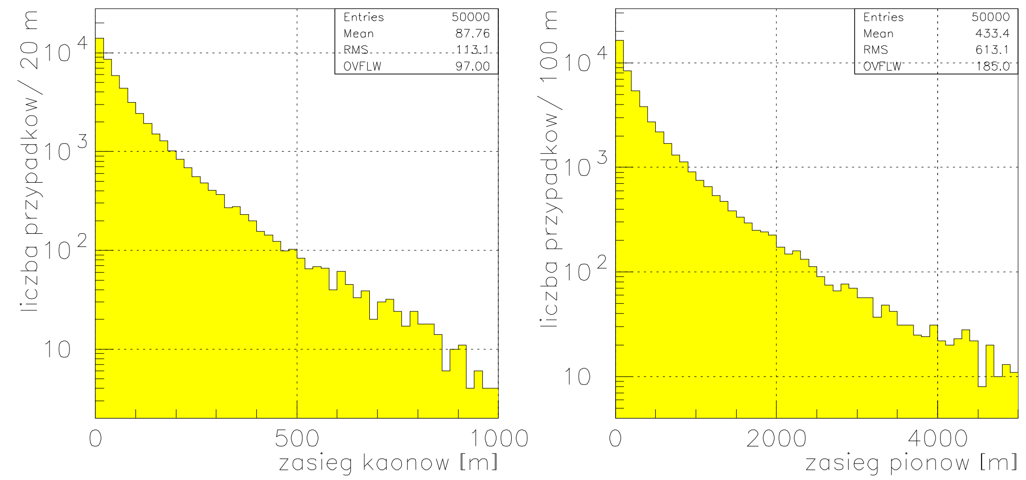
4.4.3 Rozpady cząstek

Konieczność identyfikacji cząstek, tzn. odróżnienie pionów od kaonów, wymaga narzucenia warunków, aby wszystkie cząstki tworzące kombinacją $K3\pi$ rozpadły się najwcześniej po przejściu detektora RICH.

Wartości iloczynu $c\tau$ dla pionu i kaonu wynoszą odpowiednio 7.8 m i 3.9 m. Uwzględniając masy tych cząstek, w pierwszym przybliżniu oczekujemy, że dla pionu i kaonu o tym samym pędzie, średni zasięg pionów powinien być około 7-krotnie większy niż kaonów.



Rysunek 13: AROMA: Rozkład pędu kaonu (lewy) i pionu (prawy) dla cząstek pochodzących z rozpadu $D^0 \to K3\pi$.

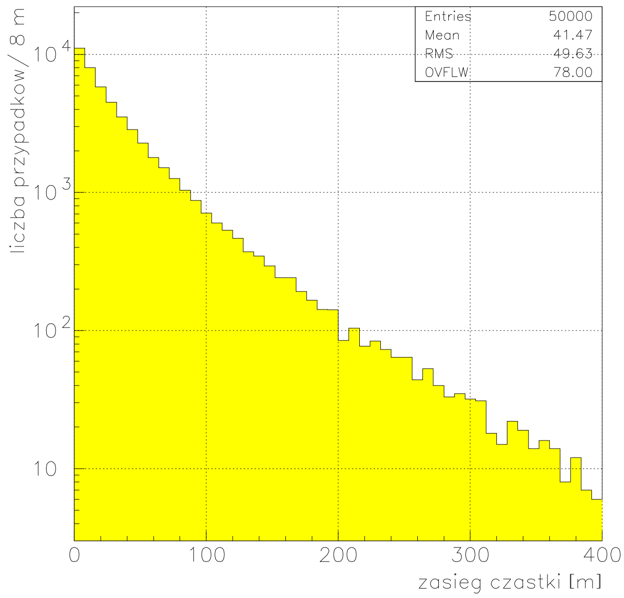


Rysunek 14: AROMA: Zasięg kaonów (lewy) i pionów (prawy) dla przypadków sygnału.

Średni pęd kaonów pochodzących z rozpadu $D^0 \to K3\pi$ wynosi 11.8 GeV natomiast pęd pionu wynosi 7.9 GeV (por. rysunek 13). Łącząc te informacje ze znanymi średnimi czasami życia pionów i kaonów oczkujemy, że średni zasięg kaonów będzie wynosił około $\beta\gamma c\tau \approx 90$ m. Jest to około 4.5 razy mniej niż dla pionów, dla których oczekujemy średniego zasięgu około

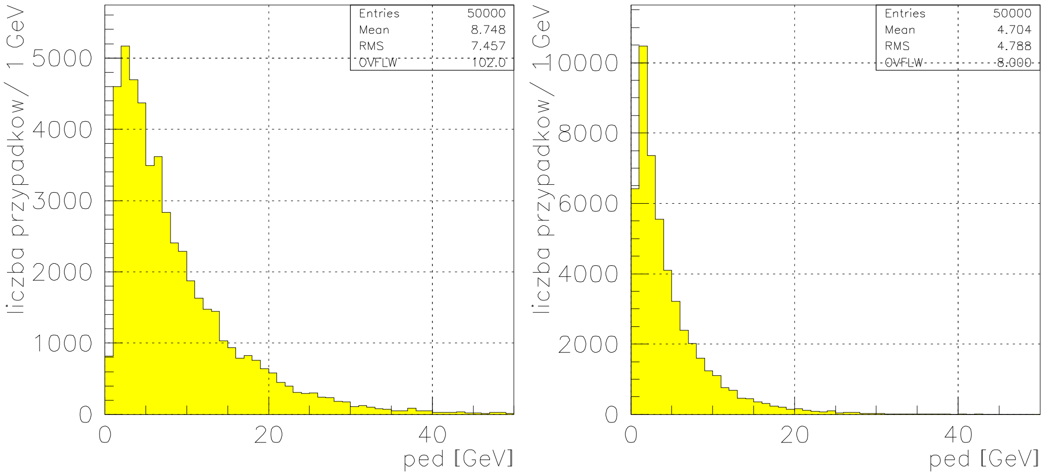
430 m. Na rysunku 14 przedstawiono zasięg przykładowego pionu i kaonu powstałych z rozpadu mezonu D^0. Średni zasieg cząstek w przybliżeniu zgadza się z oszacowanymi wartościami.

Za detektorem RICH, to znaczy po przebyciu drogi co najmniej 8.5 m, rozpada się $P_{\pi R} = 96\%$ i $P_{KR} = 87\%$ kaonów. Zasięg cząstki pochodzącej z rozpadu $D^0 \to K3\pi$, która przebyła najkrótszą drogę do momentu rozpadu przedstawia rysunek 15. Prawdopodobieństwo tego, że wszystkie cząstki pochodzące z rozpadu D^0 rozpadają się za detektorem RICH wynosi $P_{K3\pi R} = 77\%$. Wynik ten jest w przybliżeniu zgodny z wartością oczekiwaną w przypadku niezależnych rozpadów pionów i kaonu tzn. $P_{K3\pi R} = P_{KR} \times P_{\pi R}^3 = 76\%$, gdzie prawdopodobieństwo rozpadu pionu za detektorem RICH jest podniesione do trzeciej potęgi, ponieważ w kombinacji znajdują sie 3 piony. Jeśli pod uwagę brać jedynie cząstki, które lecą w obszarze akceptacji magnesu to prawdopodobieństwo, że żadna z cząstek z pochodzących rozpadu $D^0 \to K3\pi$ nie rozpadnie się przed końcem detektora RICH wynosi 83%.



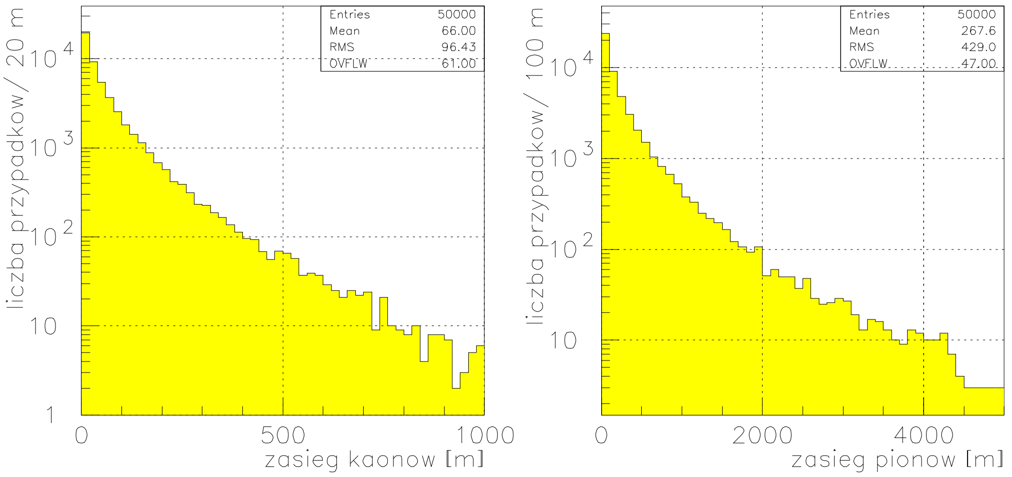
Rysunek 15: AROMA: Zasięg cząstki z rozpadu $D^0 \to K3\pi$, która przebyła najkrótszą drogę do momentu rozpadu.

W przypadku kombinacji $K3\pi$ tła średni pęd pionu tworzącego kombinację $K3\pi$ wynosi 4.8 GeV natomiast pęd kaonu wynosi 8.6 GeV (por. rysunek 16). Tak wiec oczekiwano, że piony powinny mieć średni zasięg około $\beta\gamma c\tau = 260$ m tj. mniej więcej czterokrotnie większy niż kaony, dla których oczekujemy średniego zasięgu około 60 m. Przypuszczenia te potwierdzają symulacje przedstawione na rysunku 17; lewy rysunek przedstawia zasięg kaonów, prawy zasięg jednego z trzech pionów. Za detektorem RICH rozpada się $P_{KR} = 79\%$ kaonów, w przypadku pionów rozpad za detektorem RICH następuje w $P_{\pi R} = 93\%$. Kombinacja $K3\pi$ jest odrzucana, gdy choć jedna z cząstek rozpdanie się przed końcem detektora RICH. Rysunek 18 przedstawia zasięg cząstki z kombinacji $K3\pi$, która do momentu rozpadu przebyła najkrótszą drogę. W $P_{K3\pi R} = 64\%$ kombinacji $K3\pi$ wszystkie cząstki rozpadają się za detektorem RICH. Jest to zgodne z szacunkowymi obliczeniami: $P_{K3\pi R} = P_{KR} \times P_{\pi R}^3 \approx 64\%$. W przypadku gdy wszystkie



Rysunek 16: PYTHIA: Rozkład pędu kaonu (lewy) i pionu (prawy) dla kombinacji $K3\pi$ pochodzącej z tła.

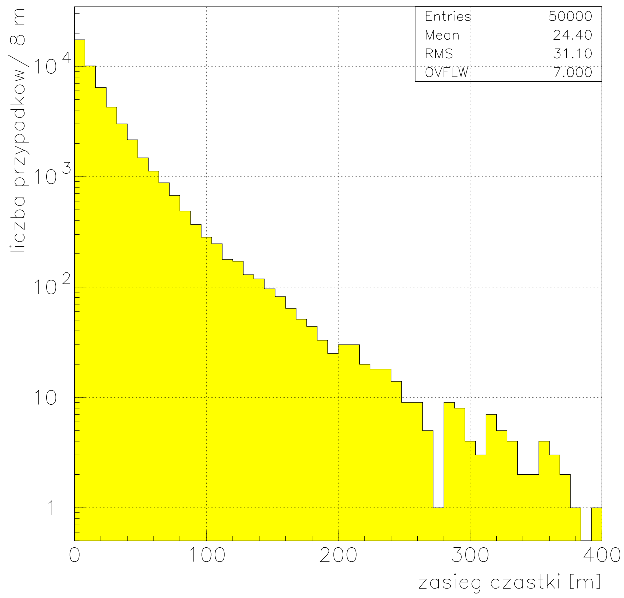
cząstki tworzące układu $K3\pi$ lecą w obszarze akceptacji magnesu prawdopodobieństwo tego, że żadna z nich nie rozpadnie się przed końcem detektora RICH wynosi 76%.



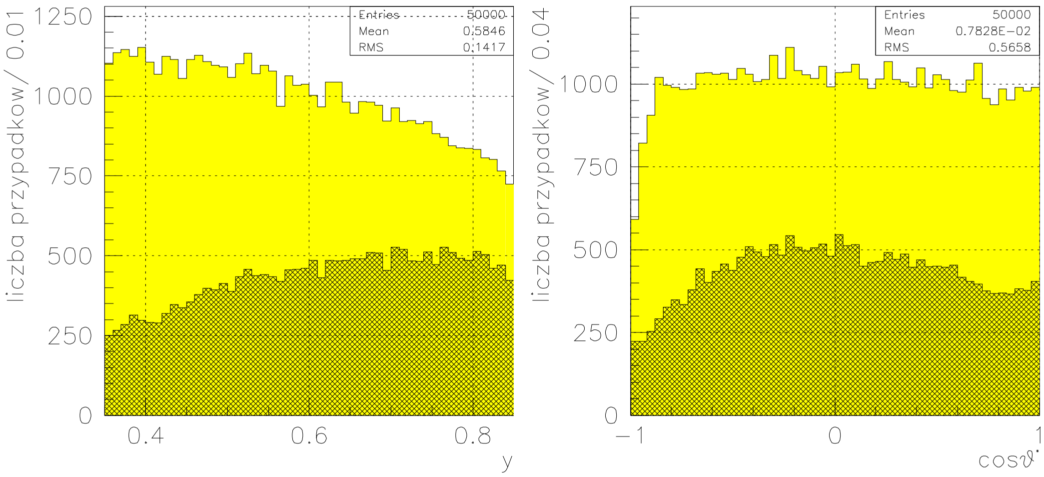
Rysunek 17: PYTHIA: Zasięg, kaonów (lewy) i pionów (prawy) dla kombinacji $K3\pi$ z przypadków tła.

Oba warunki jednocześnie, to znaczy wszystkie cząstki pochodzące z rozpadu mezonu D^0 lecą w obszarze akceptacji magnesu i rozpadają się za detektorem RICH spełnia $P_{K3\pi ARS}$ = **43%** przypadków. Te same warunki w przypadkach procesów tła spełnia $P_{K3\pi ART}$=**17 %** kombinacji $K3\pi$, czyli około 2.5 raza mniej niż w przypadkach sygnału.

Wszystkie omówione tu cięcia w dość istotny sposób zmieniają charakterystyki różnych zmiennych kinematycznych. Dla przykładu na rysunkach 19 i 20 przedstawiono rozkłady, y i kąta emisji pionu w układzie środka masy mezonu D^0. Znaczna część przypadków z małymi y jest wyeliminowana; także piony lecące do przodu i do tyłu są eliminowane przez cięcia. Piony lecące do tyłu mają mniejsze pędy a tym samym żyją krócej w układzie laboratorium; co

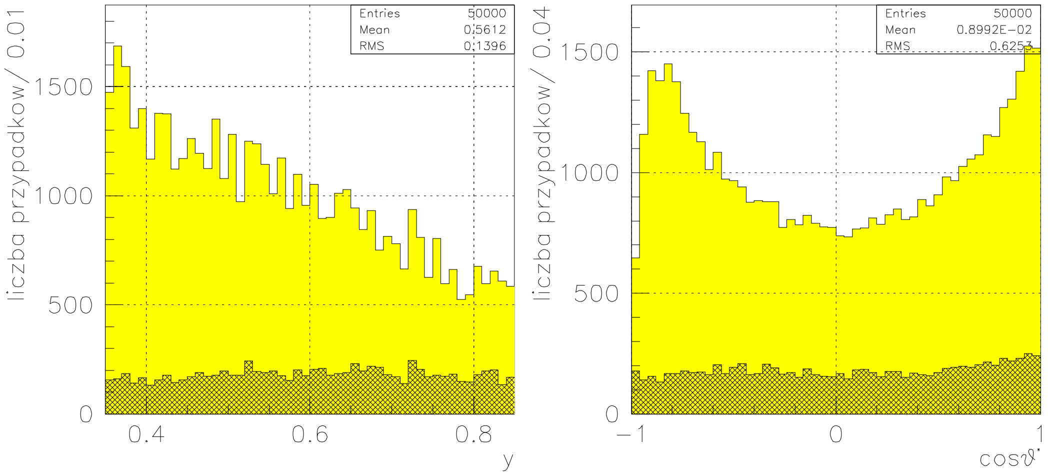


Rysunek 18: PYTHIA: Zasięg cząstki z kombinacji $K3\pi$ tła, która przebyła najkrótszą drogę do momentu rozpadu.



Rysunek 19: AROMA: Rozkład zmiennych y (lewy) i cos kąta emisji pionu w układzie środka masy D^0 (prawy) dla cząstek pochodzących z $D^0 \to K3\pi$; pole ciemne - przypadki przed cięciami na akceptację magnesu i rozpad cząstek, kratka - przypadki pozostałe po wyżej wymienionych cięciach.

więcej duży pęd poprzeczny może spowodować, że wolny pion nie spełni warunków akceptacji magnesu. To, że cięcia wyrzucają piony lecące do przodu także nie jest zaskakujące. Poprzednio wspomniano, że kąty emisji cząstek w układzie spoczynkowym D^0 są zależne. Tak więc gdy pion leci do przodu, inne cząstki muszą kompensować pęd, a więc lecieć bardziej to tyłu, przez co mają mniejsze pędy w układzie LAB. Mogą więc szybciej się rozpadać, mieć większe kąty emisji, a tym samym nie spełniać narzuconych warunków, które muszą spełnić wszystkie cztery cząstki pochodzące z rozpadu D^0.



Rysunek 20: PYTHIA: Rozkład zmiennej y (lewy) i kąt emisji pionu w układzie środka masy D^0 (prawy) dla kombinacji $K3\pi$ pochodzących z procesów tła; pole ciemnne - przypadki przed cięciami na akceptację magnesu i rozpad cząstek, kratka - przypadki pozostałe po wyżej wymienionych cięciach.

4.5 Wyznaczanie zdolności rozdzielczej rekonstrukcji masy niezmienniczej układu $K3\pi$

Wyznaczenie zdolności rozdzielczej, z jaką rekonstruowana jest masa niezmiennicza układu $K3\pi$ (δM_D), to warunek poprawnej analizy danych. Precyzyjne wyznaczanie masy niezmienniczej układu $K3\pi$ pozwala na znaczną redukcję tła, a tym samym na precyzyjniejsze wyznaczenie $\delta(\Delta G/G)$. W tym rozdziale podjęta zostanie próba oszacowania zdolności rozdzielczej rekonstrukcji masy niezmienniczej układu $K3\pi$. Zostanie obliczona także szerokość okna masowego, w którym należy poszukiwać sygnału $D^0 \to K3\pi$.

Zdolność rozdzielczą rekonstrukcji masy niezmienniczej układu $K3\pi$ oszacowano następująco: Każdą składową pędu p_{ij}:, i=x, y, z; j=K, $\pi 1$, $\pi 2$, $\pi 3$ rozmywano rozkładem Gaussa o średniej p_{ij} i dyspersji Δp_{ij}, tworząc w ten sposób zestaw nowych pędów $p_{ij}^{'}$. Następnie dla wartości $p_{ij}^{'}$ obliczano masę niezmienniczą korzystając ze wzoru:

$$M_D^2 = s = (\sum_{j=K,\ldots,\pi 3} E_j^{'})^2 - (\sum_{j=K,\ldots,\pi 3} \vec{p_j}^{\,'})^2, \tag{12}$$

Wyznaczenie Δp_{ij} opiera się na następujących założeniach: $\Delta p_j/p_j = const1 \cdot p_j + const0$, $const1 = 0.002\%$ oraz $const0 = 1.0\%$ (np. $\Delta p/p = 2\%$ dla 50 GeV, zgodnie z [11]), gdzie p_j jest całkowitym pędem cząstki j. Uwzględniono także wkład pochodzący od wielokrotnego rozpraszania kulombowskiego. Przyjęto założenie, że $\Delta\theta \approx 19.2\text{MeV}\sqrt{x/X_0}/(\beta p)$, gdzie: x/X_0 - jest równe liczbie dróg radiacyjnych przebytych przez cząstkę w tarczy i w powietrzu. W dokładnym wzorze na $\Delta\theta$ [15] występuje jeszcze czynnik $(1 + 0.038\ln(x/X^0))$, który w omawianym przypadku jest nieistotny i został pominięty w obliczeniach.

Korzystając ze wzorów na p_x, p_y, p_z w układzie współrzędnych sferycznych obliczono niepewności

Δp_i poprzez różniczkowanie wyżej wspomnianych wzorów po każdej zmiennej:

$$p_z = p\cos\theta \tag{13}$$

$$\Delta p_z = \sqrt{(\Delta p\cos\theta)^2 + (p\sin\theta\Delta\theta)^2} \tag{14}$$

Iloraz $(p\sin\theta\Delta\theta)^2/(\Delta p\cos\theta)^2$ w warunkach eksperymentu COMPASS w 99% przypadków jest mniejszy od 0.01. W związku z tym człon $(p\sin\theta\Delta\theta)^2$ został zaniedbany w obliczeniach.

$$p_x = p\sin\theta\cos\phi \tag{15}$$

$$\Delta p_x = \sqrt{(\Delta p\sin\theta\cos\phi)^2 + (p\cos\theta\Delta\theta\cos\phi)^2 + (p\sin\theta\sin\phi\Delta\phi)^2} \tag{16}$$

$$p_y = p\sin\theta\sin\phi \tag{17}$$

$$\Delta p_y = \sqrt{(\Delta p\sin\theta\sin\phi)^2 + (p\cos\theta\Delta\theta\sin\phi)^2 + (p\sin\theta\cos\phi\Delta\phi)^2} \tag{18}$$

Wzory (16), (18) poprawne z punktu widzenia matematycznego, nie mogą być używane przy analizie błędów. Można bowiem wyobrazić sobie przypadek, w którym przy małym pędzie poprzecznym, wielokrotne rozpraszanie będzie działało w kierunku prostopadłym do tego pędu. Wtedy niepewność w wyznaczeniu kąta ϕ może być wielka, rzędu $\pi/2$. Metoda stosowana powyżej, nadaje się do analizy jedynie małych błędów.

Aby nie uwzględniać niepewności $\Delta\phi$, poprawniejsze wydaje sie zastosowanie równania w formie:

$$\Delta p_x = \sqrt{(\Delta p\sin\theta\cos\phi)^2 + (p\cos\theta\Delta\theta_x)^2}, \tag{19}$$

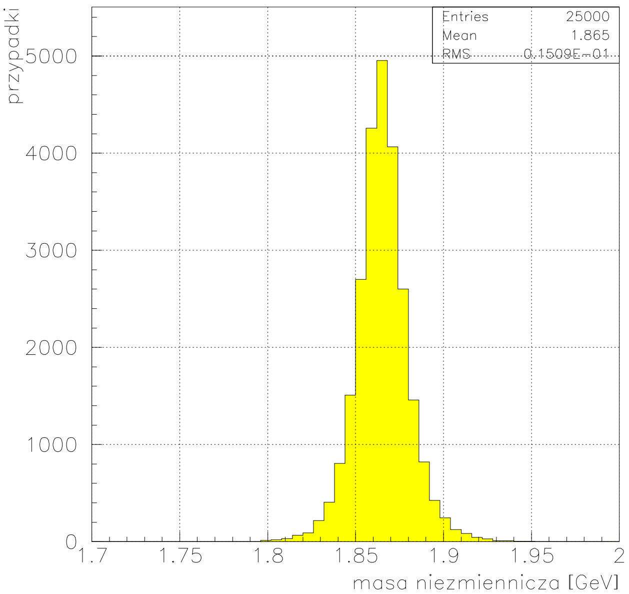
$$\Delta p_y = \sqrt{(\Delta p\sin\theta\sin\phi)^2 + (p\cos\theta\Delta\theta_y)^2}, \tag{20}$$

gdzie: $\Delta\theta_x$=$\Delta\theta_y$=$\sqrt{2}/2\cdot\Delta\theta$. W rzeczywistości pomiary $\Delta\theta$ i p są ze sobą skorelowane. Dane, z których można byloby obliczyć wartość współczynnika korelacji, nie były dostępne; założono więc, że wynosi on 0.

Rysunek 21 przedstawia obliczone, przy użyciu wzoru (12), masy niezmiennicze układu $K3\pi$ pochodzących z rozpadu D^0. Dyspersja rozkładu, którą można identyfikować ze zdolnością rozdzielczą wynosi około $\delta M_D = 15$ MeV.

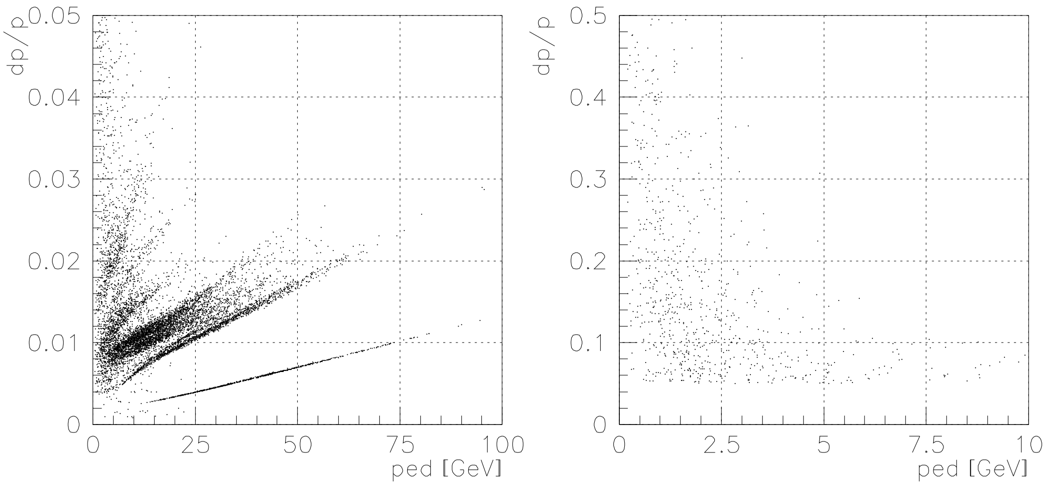
Aby wyznaczona niepewność $\Delta G/G$ w doświadczeniu COMPASS była jak najmniejsza, należy zminimalizować niepewność mierzonej asymetrii (5):

$$\delta A^{\mu p\to c\bar{c}}_{mierzona} = \frac{\sqrt{1+N_B/N_S}}{\sqrt{N_S}}, \tag{21}$$



Rysunek 21: Masa niezmiennicza układu $D^0 \to K3\pi$, obliczona ze wzoru (12)

gdzie: N_S jest liczbą przypadków sygnału, a N_B liczbą przypadków tła. Otrzymuje się to przez wybór szerokości okna masowego (ΔM), w którym należy wybierać przypadki sygnału $D^0 \to K3\pi$. Otrzymana z symulacji optymalna szerokość okna masowego wyniosła 33 MeV, co odpowiada 2.2 δM_D. W wybranym oknie masowym znajdowało się 78 % przypadków sygnału.



Rysunek 22: Zmienna dp/p w funkcji p dla pionów. Na lewym rysunku uwzględniono cząstki dla których dp/p jest mniejsze od 5%, na prawym rysunku dp/p większe do 5% i mniejsze od 50%.

Sytuacja jest jednak jeszcze bardziej skomplikowana. Na rysunku 22 pokazano względną niepewność wyznaczenia pędu w funkcji tego pędu, rysunek na podstawie danych udostępnionych z [11]. Używana w symulacji zależność $dp/p = const1p + const0$ jest w przybliżeniu prawdziwa dla pędów większych niż 10 GeV. Dla pędów mniejszych widać wyraźne pogorszenie rekonstrukcji (por. rysunek 22). W symulacjach starano się uwzględnić ten fakt w sposób przybliżony. Założono, że w obszarze małych pędów $dp/p = const0' \times p^{const1'}$, $const0' = 0.2$ oraz $const1' = -1.5$.

W tabeli 2, w pierwszej kolumnie przedstawiono przedział pędu, dla którego na podstawie danych udostępnionych z [11] obliczono średnie dp/p, zamieszczone w kolumnie drugiej. W trzeciej kolumnie znajdują się wartości funkcji $const0' \times p^{const1'}$, dla $const0' = 0.2$ oraz $const1' = -1.5$. Wartości w kolumnie 3 podano dla pędu ze środka przedziału kolumny pierwszej.

Pęd [GeV]	$< dp/p >$	dp/p= 0.2 $\times$p$^{-1.5}$
0.5-1.0	0.26	0.31
1.0-1.5	0.14	0.14
1.5-2.0	0.092	0.086
2.0-2.5	0.063	0.059
2.5-3.0	0.046	0.044
3.0-4.0	0.033	0.031
4.0-6.0	0.019	0.018
6.0-8.0	0.014	0.011

Tabela 2: Porównanie wartości dp/p w różnych przedziałach pędu pomiędzy danymi udostępnionymi z [11] a wartościami dp/p przyjętymi w symulacjach w niniejszej pracy.

Aby uwzględnić pogorszenie rekonstrukcji dla małych pędów przyjęto: $dp/p = max(0.00016p + 0.012\%,\ 0.2p^{-1.5}\%)$. Na podstawie wykonanych symulacji otrzymano: zdolność rozdzielczą rekonstrukcji masy niezmienniczej układu $K3\pi$ wynoszącą $\delta M_D = 20$ MeV. W wyniku minimalizacji wyrażenia (21) otrzymana szerokość okna masowego wyniosła $\Delta M = 40$ MeV. W tym przedziale znajdowało się 72% sygnału. W granicach ΔM (34$-$50) MeV, wartość zmiennej opisanej we wzorze (21) różni się o mniej niż jeden procent w stosunku do wartości tej zmiennej dla $\Delta M = 40$ MeV. Minimum wartości wyrażenia (21) jest o około 20% większe, w porównaniu do wyników symulacji ze wstępnie założoną zależnością $dp/p = 0.0002p + 0.01\%$.

W celu sprawdzenia poprawności zastosowanej metody dokonano analogicznej symulacji dla kanału $D^0 \to K\pi$. Otrzymane wyniki porównywano z danymi udostępnionymi z [11]. Z symulacji wykonanych metodą opisaną w niniejszej pracy w kanale $D^0 \to K\pi$ otrzymano: $\delta M_D \approx 17$ MeV, $\Delta M = 35$ MeV. Na podstawie danych z [11] otrzymano $\delta M_D = 17.3$ MeV i ΔM=48 MeV[12]. Procent sygnału zawarty w wymienionych oknach masowych wynosi odpowiednio 72% i 84%. Natomia st różnica w wartości minimum wyrażenia (21) pomiędzy wynikami symulacji w niniejszej pracy a danymi udostępnionymi razem z [11] nie przekraczała 15%.

Należy jeszcze raz przypomnieć, że jest to tylko próba oszacowania zdolności rozdzielczej w rekonstrukcji masy D^0. Zastosowana tu metoda ma charakter bardzo przybliżony.

[12]Autor prac [10], [11] w celu wyznaczania szerokości okna masowego nie używał kryterium minimalizacji wyrażenia (21). Za okno masowe przyjął on przedział (1.8645 $\pm 2 \times \delta M_D$) GeV; gdzie $\delta M_D = 17.3$ MeV. W związku z tym ΔM w pracach [10], [11] wynosi 70 MeV.

W szczególności przybliżanie zdolności rozdzielczej dla małych pędów przez rozmywanie ich rozkładem Gaussa o szerokości równej średniemu dp/p jest jednym z najsłabszych założeń tej metody. W celu poprawnego wyznaczenia zdolności rozdzielczej masy niezmienniczej układu $K3\pi$ do analizy przypadków należy użyć programów COMGEANT i CORAL.

4.6 Cięcia kinematyczne

Do tej pory wszystkie warunki narzucone na przypadki sygnału bądź tła miały głównie za zadanie wyselekcjonowanie przypadków możliwych do zerejestrowania w detektorze. W tym rozdziale opisane zostaną poszukiwania zmiennych kinematycznych, w których sygnał czyli układ $K3\pi$ pochodzący z $D^0 \to K3\pi$, znacznie różni się od kombinacji $K3\pi$ pochodzącej od procesów tła tak, aby możliwa stała się selekcja sygnału a odrzucenie tła. Do celów tej analizy wygenerowano nową próbkę 130 000 kombinacji $K3\pi$ tła i około 70 000 przypadków sygnału spełniających wszystkie opisane do tej pory cięcia.

Pierwszym zadaniem było znalezienie obiektywnego kryterium wyboru zmiennych. Wybrano kryterium minimalizacji wyrażenia (21), czyli minimalizacji niepewności asymetrii mierzonej w eksperymencie. Minimalizacja wyrażenia (21) dla dowolnej zmiennej kinematycznej, pozwala wybrać jej zakres, w którym należy poszukiwać przypadków sygnału. Natomiast najlepszą zmienną (z testowanych) jest ta, dla której wartość w minimum wyrażenia (21) jest najmniejsza spośród wszystkich sprawdzonych zmiennych.

Wyniki działania cięć będą opisane w formie bezwymiarowej zmiennej będącej ilorazem wyrażeń (21); w liczniku będzie wstawiona wartość wyrażenia (21) po zastosowaniu testowanego cięcia, natomiast w mianowniku wartość wyrażenia (21) przed zastosowaniem danego cięcia. Iloraz ten bezpośredno wyraża o ile zmniejszy się niepewność wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$ jeśli dane cięcie zostanie użyte do selekcji sygnału. W celu podkreślenia tego bezpośredniego związku, po opisanym wyżej ilorazie będzie zawsze występował mnożący czynnik $\delta(\Delta G/G)$, a całość wyrażenia (iloraz $tmies$ $\delta(\Delta G/G)$) będzie zwana efektywnością cięcia, np. efektywność 0.6 $\delta(\Delta G/G)$ oznacza, że po zastosowaniu danego cięcia niepewność wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$ zmniejszy się do poziomu 60% swej pierwotnej wartości (tzn. wartości przed zastosowaniem danego cięcia).

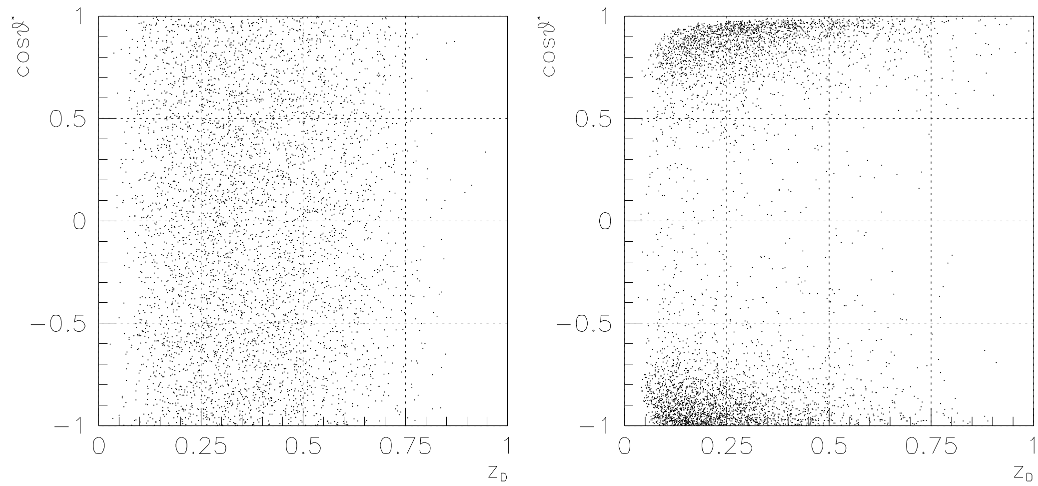
W poprzednim rozdziale omówiona była próba oszacowania szerokości okna masowego, w którym należy poszukiwać przypadków sygnału, $D^0 \to K3\pi$. Szerokość ta została oceniona na 40 MeV. Ponieważ szacowanie to może być mało dokładne, stosowane cięcia mające zredukować $\delta(\Delta G/G)$ sprawdzano przy dwóch różnych szerokościach okna masowego: 40 MeV i 200 MeV. Efektywności nie różniły się o więcej niż 0.015 $\delta(\Delta G/G)$. W dalszej części pracy podane będą wyniki otrzymane dla okna masowego o szerokości 40 MeV.

4.6.1 Omówienie cięć

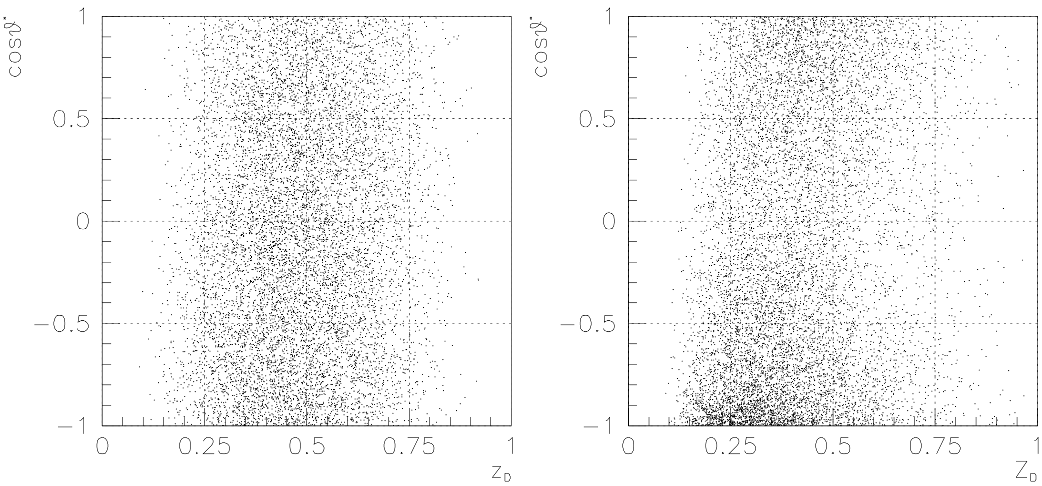
Głównym kanałem rozpadu mezonu D^0, który będzie użyty przez eksperyment COMPASS do wyznaczenia $\Delta G/G$ jest rozpad $D^0 \to K\pi$. W celu selekcji sygnału zastosowano tam następujące cięcia [2]:

- cosinus kąta emisji kaonu w układzie środka masy mezonu D^0 ($\cos\theta_K^*$) mniejszy od 0.5,
- ułamek energii fotonu wirtualnego niesionej przez mezon D^0 (z_D) większy od 0.25.

Rysunek 23 przedstawia rozkład $\cos\theta_K^*$ w funkcji z_D dla przypadków $D^0 \to K\pi$; rysunek lewy - sygnał, rysunek prawy - tło.



Rysunek 23: Kąt emisji kaonu w układzie środka masy mezonu D^0 w funkcji z_D; rysunek lewy - sygnał ($D^0 \to K\pi$), rysunek prawy - tło.



Rysunek 24: Kąt emisji kaonu w układzie środka masy mezonu D^0 w funkcji z_D; rysunek lewy - sygnał ($D^0 \to K3\pi$), rysunek prawy - tło.

W wypadku rozpadu $D^0 \to K\pi$ cięcia te pozwalają na redukcję tła do poziomu 2.5% kosztem redukcji sygnału do 36% [2]. Końcowy stosunek sygnału do tła wynosi 1:3.9. Znając te liczby można obliczyć efektywność tych cięć; wynosi ona około 0.5 $\delta(\Delta G/G)$. Jednak liczby odnoszące się do redukcji tła i sygnału w [2] zostały podane przed cięciami na akceptację magnesu i miejsca rozpadów cząstek. Uwzględnienie jedynie akceptacji magnesu powoduje zmniejszenie efektywności cięć do okoła 0.75 $\delta(\Delta G/G)$. Uwzględnienie jeszcze rozpadów cząstek zmniejsza efektywność do 0.8 $\delta(\Delta G/G)$, są to jednak tylko obliczenia szacunkowe.

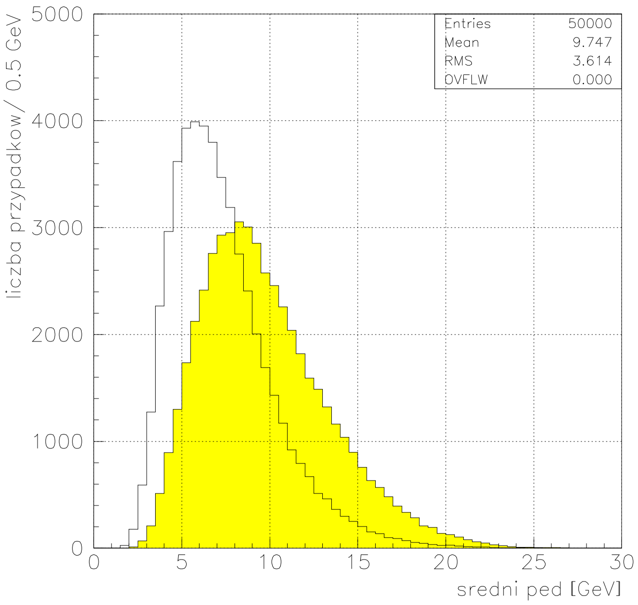
Opierając się sugestiach w [2], ten sam rodzaj cięć próbowano zastosować dla kanału $D^0 \to K3\pi$. Rysunek 24 przedstawia rozkład $\cos\theta^*_K$ w funkcji z_D dla przypadków $D^0 \to K3\pi$; rysunek lewy przedstawia rozkład przypadków sygnału, rysunek prawy - przypadków tła. Rozkłady nie różnia się tak znacznie jak w przypadku $D^0 \to K\pi$ (por. rysunek 23). Zastosowanie w kanale $D^0 \to K3\pi$ dokładnie tych samych wartości cięć co w kanale $D^0 \to K\pi$ powoduje redukcję sygnału do poziomu 49% i tła do 31%. Efektywność tych cięć wynosi 1.13 $\delta(\Delta G/G)$. Oznacza to, że przy tych wartościach cięć niepewność wyznaczenia $\Delta G/G$ byłaby większa niż przed zastosowaniem wymienionych cięć.

Następnym krokiem było znalezienie optymalnych wartości cięć na kąt emisji kaonu i z_D. Minimalizacji wyrażenia (21) dokonano dla każdej zmiennej osobno. Dla $z_D > 0.3$ pozostało 89% sygnału i 73% tła, efektywność cięcia wyniosła 0.96 $\delta(\Delta G/G)$. Po cięciach na kąt emisji kaonu $\mid cos\theta^*_K \mid < 0.9$ pozostało 91% przypadków sygnału i 80% kombinacji $K3\pi$ tła, efektywność cięć wyniosła 0.99 $\delta(\Delta G/G)$. Zastosowanie tych wartości cięć w przypadku dwuwymiarowym daje w wyniku efektywność 0.96 $\delta(\Delta G/G)$. Oznacza to, że zastosowanie cięcia na kąt emisji kaonu jest zbędne. Kolejnym interesującym faktem było spostrzeżenie, że zamiast cięcia na z_D, można do selekcji sygnału użyć całkowitej energii mezonu D^0 w układzie laboratorium. W wyniku otrzymuje się efektywność cięć na poziomie 0.96 $\delta(\Delta G/G)$ dla $E_D > 30$ GeV. W tym przypadku pozostaje 85% sygnału i 67% tła. Wartość jest prawie dokładnie taka sama jak w przypadku zmiennej z_D[13], co więcej, jeśli zamiast energii D^0 doda się pędy wszystkich cząstek (tzn. kaonu i trzech pionów) przy warunku $\sum_{i=K,3\pi} p_i > 30$ GeV, otrzymuje się taką samą efektywność cięć jak w przypadku zmiennej $E_D > 30$ GeV. Podsumowując: cięcia na kąt emisji kaonu i z_D w kanale $D^0 \to K3\pi$ są o wiele mniej efektywne niż w kanale $D^0 \to K\pi$.

Poszukiwano więc bardziej efektywnych cięć mogących skuteczniej zmniejszyć niepewność wyznaczenia $\Delta G/G$. Najlepszymi zmiennymi do selekcji sygnału okazały się: średnia geometryczna pędu cząstek tworzących układ $K3\pi$ ($\sqrt[4]{\prod p_i}$), a także pęd poprzeczny układu $K3\pi$ względem osi wiązki (P_{tD}). Zmienne te przedstawiono na rysunkach 25 i 26.

Efektywność cięć na tych zmiennych jest następująca: dla $\sqrt[4]{\prod p_i} > 7$ GeV: 0.90 $\delta(\Delta G/G)$, natomiast dla $P_{tD} > 1.2$ GeV: 0.88 $\delta(\Delta G/G)$. Dla cięć $\sqrt[4]{\prod p_i} > 7$ GeV pozostaje 76% sygnału i 47% kombinacji $K3\pi$ pochodzących z tła. Dla $P_{tD} > 1.2$ GeV pozostaje 34.5% sygnału i 9.1% tła. Efektywność tych zmiennych zwiększa się jeszcze bardziej gdy zastosuje się dwuwymiarowe cięcie na zmiennych $\sqrt[4]{\prod p_i}$ i P_{tD}. Dla wartości cięć takich jak w przypadku jednowymiarowym

[13] W każdej symulacji wartość $\delta(\Delta G/G)$ dla cięcia na E_D była o ułamek procenta mniejsza niż dla z_D

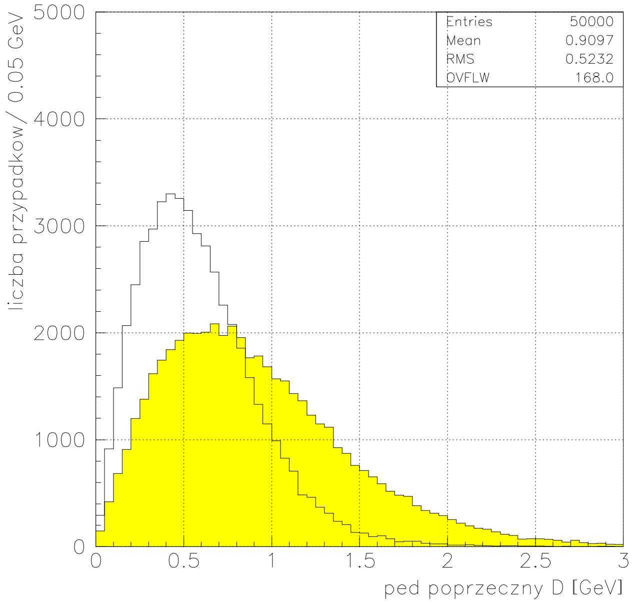


Rysunek 25: Średnia geometryczna pędu trzech pionów i kaonu; pole ciemne - sygnał, pole jasne - tło.

efektywność wynosi 0.82 $\delta(\Delta G/G)$ (pozostaje 28% sygnału i 5.1% tła). Jeszcze lepsze efektywności uzyskuje się dla **iloczynu** zmiennych $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD} > 11$ GeV^2. Po zastosowaniu tego cięcia pozostaje 30% sygnału i 4.6% tła. Stosunek sygnału do tła wynosi około 1:18 a efektywność cięć 0.75 $\delta(\Delta G/G)$. Na rysunku 27 przedstawiono, wyżej wspomniany iloczyn średniej geometrycznej pędu cząstek tworzących układ $K3\pi$ i pędu poprzecznego układu $K3\pi$ (lub mezonu D^0 dla sygnału). Przebieg opisanej zmiennej różni się znacznie w przypadku sygnału i tła. Nie znaleziono interpretacji fizycznej faktu, że akurat w iloczynie zmiennych $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ sygnał i tło tak znacznie różnią się od siebie . Iloczyn ten wykazuje jednak ciekawą własność: jeśli zamiast opisanego iloczynu $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ uogólnić postać zmiennej do $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}^n$, to okazuje się że w granicy niepewności statystycznych zmienna $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}^n$ jest najefektywniejsza, gdy wykładnik potęgi, n, wynosi 1.0, czyli gdy mnoży się zmienne o tym samym wymiarze (GeV $\times$ GeV).

Oszacowano niepewności statystyczne wyników $\delta(\Delta G/G)$, wynikające z przeprowadzenia symulacji na skończonej próbce przypadków; niepewności te nie przekraczały 0.01 $\delta(\Delta G/G)$. Także z powodu skończonej próbce przypadków, obliczono niepewności, z jaką zostały podane wartości cięć. W tym celu całą próbkę symulowanych danych podzielono na 10 części i dla każdej z nich minimalizowano wartości wyrażenia (21). Dla tych wartości obliczono odchylenie standardowe i błąd średniej. Dla zmiennej najefektywniejszej otrzymano optymalne cięcie: $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD} = (10.95 \pm 0.15)$ GeV^2. Ponieważ nie używano programów COMGEANT i CORAL , nie oszacowano niepewności wynikającej z faktu, że rzeczywiste pomiary wielkości fizycznych są obarczone błędami.

Kolejnym interesującym zagadnieniem jest zmiana $\delta(\Delta G/G)$ przy różnych wartościach cięć. W tabeli 3 podano wartości $\delta(\Delta G/G)$ przy różnych wartościach cięcia na zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$.



Rysunek 26: Pęd poprzeczny mezonu D^0 (kombinacji $K3\pi$) względem osi wiązki; pole ciemne - sygnał, pole jasne - tło.

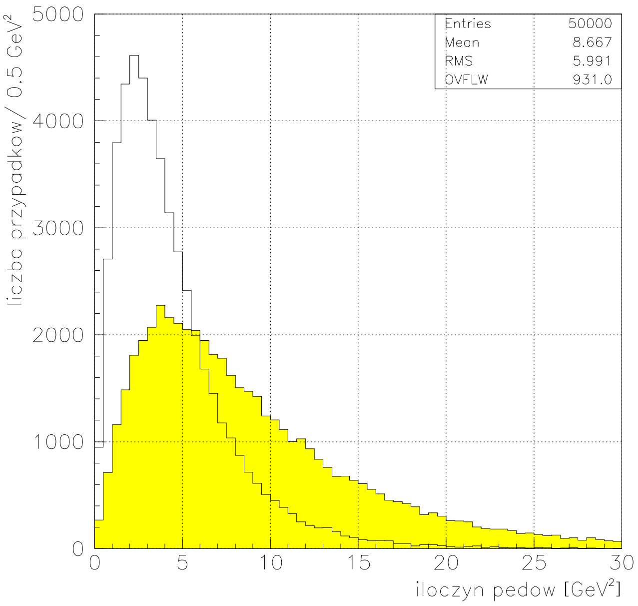
W szerokim zakresie zmian wartości cięcia na zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ efektywność cięcia jest funkcją wolno zmienną. Rezygnacja z kryterium minimalizacji wyrażenia (21) podczas ustalania wartości cięcia, w zależności od potrzeb eksperymentu pozwala: albo wybrać próbkę czystą ale z małą efektywnością wyboru przypadków sygnału, albo próbkę bardziej zanieczyszczoną ale z większą liczbą przypadków sygnału. W obu przypadkach końcowa wartość $\delta(\Delta G/G)$ (tabela 3) powinna być w dobrym przybliżeniu taka sama.

$\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ GeV^2	% sygnału	% tła	sygnał : tło	$\delta(\Delta G/G)$
8	45.5%	11.9%	1:31	0.767
9	39.6%	8.6%	1:25	0.754
10	34.2%	6.3%	1:22	0.749
11	29.6%	4.6%	1:18	0.748
12	25.5%	3.4%	1:16	0.751
13	22.0%	2.6%	1:14	0.758
14	19.0%	1.9%	1:11	0.765

Tabela 3: Efektywności cięć przy różnych wartościach cięcia na zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$.

4.6.2 Rozpad D^0 w kanałach rezonansowych a $\delta(\Delta G/G)$

Mezon D^0 w znacznym procencie zdarzeń rozpada się poprzez rezonanse. W przypadku rezonansów wąskich, o szerości połówkowej rzędu MeV, taka sytuacja jest niezwykle korzystna.



Rysunek 27: Średnia geometrycza pędów cząstek tworzących kombinację $K3\pi$, pomnożona przez pęd poprzeczny kombinacji $K3\pi$ względem osi wiązki; pole ciemne - sygnał, pole jasne - tło.

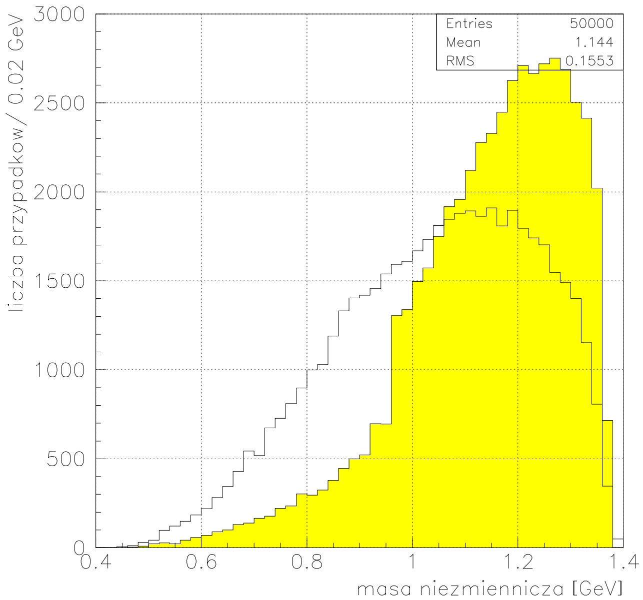
Rozważmy rezonans $a_1 \to 3\pi$. Około 50% mezonów D^0 rozpada do stanu końcowego $K3\pi$ przez ten rezonans. Gdyby szerokość połówkowa na rozpad $a_1 \to 3\pi$ była rzędu MeV to wtedy masa niezmiennicza układu 3π musiałaby być bardzo precyzjnie równa masie rezonasu a_1. W ten sposób poza wyznaczeniem okna masowego dla rekonstrukcji masy niezmienniczej układu $K3\pi$, można by było narzucić dodatkowy warunek na masę niezmienniczą układu 3π. Znacznie mniej przypadkowych kombinacji $K3\pi$ z tła spełniałoby oba te warunki jednocześnie. Tym samym w znacznym stopniu podwyższyłby się stosunek sygnału do tła.

Niestety rzeczywista szerokość rezonansu a_1 jest znacznie większa i wynosi około 0.4 GeV. Masa niezmiennicza układu 3π jest więc bardzo rozmyta i zastosowanie procedury opisanej wyżej nie daje prawie żadnych rezulatów. Dla masy niezmienniczej układu 3π większej niż 0.96 GeV efektywność cięcia wynosi $\approx 0.95\ \delta(\Delta G/G)$ i nawet ten zysk jest tylko pozorny.

Na rysunku 28 przedstawiono masę niezmienniczą układu 3π dla kombinacji pochodzących z sygnału - pole ciemne i tła - pole jasne. W przypadku tła przebieg rozkładu masy niezmienniczej 3π jest dość gładki. Dla sygnału przy masie niezmienniczej układu 3π około 0.96 GeV obserwuje się wyraźny skok. Skok ten związany jest z metodą symulacji rezonasu a_1 w AROMIE. Masa rezonansu a_1 ma tam dolne obcięcie wynoszące 0.96 GeV, tj. 0.3 GeV poniżej masy rezonansu. Oczywiście takie obcięcie w rzeczywistości nie istnieje. Właśnie ono jest powodem, że efektywność cięcia wynosi $0.95\ \delta(\Delta G/G)$, podczas gdy po zmianie metody symulacji mezonu a_1[14] odrzucenie zdarzeń a masie układu 3π mniejszej niż 0.96 GeV daje efektywność cięcia większą niż $1.0\ \delta(\Delta G/G)$, czyli $\delta(\Delta G/G)$ byłoby wyznaczone gorzej niż bez zastosowania tego cięcia.

Znaczna część przypadków (80%) pochodzących z rozpadu $D^0 \to K3\pi$ rozpada się przez

[14]zmieniono zakres symulacji masy mezonu a_1, przez co, dolne obcięcie (0.96 GeV) zostało usunięte



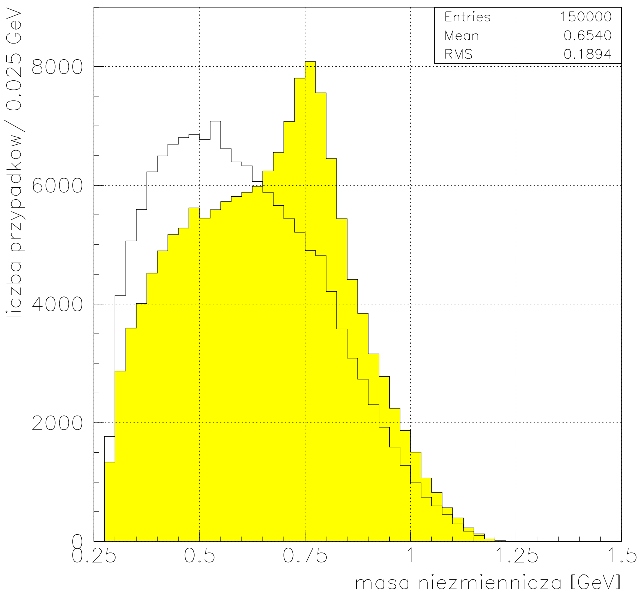
Rysunek 28: Masa niezmiennicza układu trzech pionów; pole ciemne - sygnał, pole jasne - tło. Dla przypadków sygnału widać skokową zmianę liczby przypadków w okolicach 0.96 GeV.

rezonans $\rho(770) \rightarrow \pi\pi$, którego szerokość połówkowa wynosi Γ =0.15 GeV. Rezonans ten jest znacznie węższy niż a_1, jednak mezon ρ rozpada się na na dwa piony, co powoduje, że w przyspadku $D^0 \rightarrow K3\pi$ (jak i układów $K3\pi$ pochodzących z tła) można utworzyć trzy kombinacje $\pi\pi$. Tylko jedna z nich będzie rzeczywiście pochodziła z rozpadu rezonasu ρ. Występuje więc tu dodatkowe tło kombinatoryczne. Efektywność najlepszych cięć na masach niezmienniczych układu $\pi\pi$ wynosi około 0.95 $\delta(\Delta G/G)$. Próby cięć dwuwymiarowych na masy niezmiennicze układu $\pi\pi$ i iloczyn $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ nie spowodowały wzrostu efektywności w wyznaczeniu $\delta(\Delta G/G)$.

Około 25% przypadków pochodzących z rozpadu $D^0 \rightarrow K3\pi$ rozpada się przez rezonans $K^*(892) \rightarrow K\pi$, dla którego $\Gamma(K^*) = 0.050$ GeV. Rezonans ten jest węższy od ρ, jednak przekrój czynny na produkcję K^* jest znacznie mniejszy niż na produkcję ρ. W wyniku tego efektywność cięć na masach niezmienniczych Kπ daje prawie takie same rezultaty jak w przypadku cięć na masach niezmienniczych układu $\pi\pi$, czyli efektywność rzędu 0.95 $\delta(\Delta G/G)$.

Rysunki 29 i 30 przedstawiają masy niezmiennicze układów $\pi\pi$ i $K\pi$. W obu przypadkach polem ciemnym zaznaczono przypadki sygnału a polem jasnym przypadki tła. Dla przypadków tła na rysunku 29 nie uwzględniono kombinacji $\pi\pi$ pochodzących z rozpadu mezonu K^0 na dwa naładowane piony. Przypadki te zostały celowo usunięte, aby nie zaburzać wizualnej proporcji rysunków. Około 10% kombinacji $\pi\pi$ z tła pochodzi z rozpadu $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Podsumowując: mimo, że rozpad $D^0 \rightarrow K3\pi$ zachodzi poprzez pośrednie stany rezonansowe, uwzględnienie tego faktu nie spowodowało zmniejszenia się niepewności $\Delta G/G$ poniżej 0.75 $\delta(\Delta G/G)$, którą to wartość otrzymano dla cięcia na iloczynie zmiennych $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$.



Rysunek 29: Masa niezmiennicza układu dwóch pionów; pole ciemne - sygnał, pole jasne - tło.

4.6.3 Grupowanie wartości zmiennych kinematycznych w przedziały

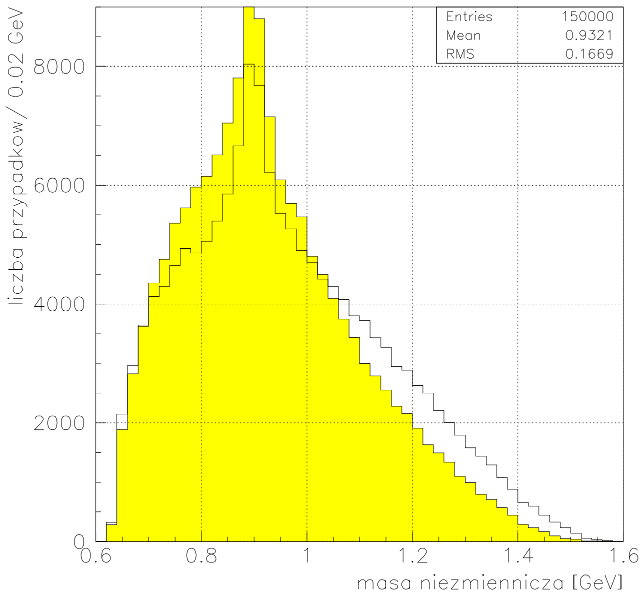
Przy stosowaniu cięć omówionych w rozdziale 4.6.1, pod uwagę brane były jedynie dane, dla których wartość zmiennej podlegającej cięciu była większa (mniejsza) niż pewna wartość optymalna, lub należała do pewnego przedziału. Dla tej wartości optymalnej wyrażenie (21) osiągało minimum. Jednak w ten sposób traciło się czasami znaczny procent przypadków sygnału. Zamiast tego można wartości mniejsze i większe od wartości optymalnej traktować jako dwa osobne przedziały i w obu wyznaczać $\Delta G/G$. W ten sposób wszystkie przypadki sygnału będą uwzględnione w analizie.

W celu obliczenia globalnej wartości efektywności (EFF) zastosowanej metody dla danej zmiennej, otrzymane dla konkretnych przedziałów wartości efektywności (eff_i) należy dodać według wzoru

$$\frac{1}{EFF} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} eff_i^{-2}}, \tag{22}$$

gdzie N jest liczbą przedziałów. Wzór ten jest słuszny dla dowolnego N, tak więc podział na dwa przedziały jest jedynie przypadkiem szczególnym. W dalszej części analizy liczba przedziałów będzie większa. Aby jednak otrzymać poprawny wynik, liczba przedziałów nie może być zbyt duża. Głównym powodem jest to, że estymator w równaniu (22) jest estymatorem nieobciążonym jedynie asymptotycznie. Wartości EFF uzyskiwane za pomocą estymatora (22) są zawsze mniejsze (równe) od wartości oczekiwanej EFF. Wstępne symulacje pokazywały, że gdy liczba przypadków w każdym przedziale była większa niż 1000, wartość oczekiwana EFF nie różniła się od wartości szacowanej przy użyciu (22) o więcej niż 1%.

Opisaną metodę zastosowano dla różnych zmiennych. W szczególności, jak należało się spodziewać, najbardziej interesujące wyniki otrzymano dla zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$. Zakres zmienności $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ podzielono na pięć przedziałów. Szerokość przedziału ustalono na



Rysunek 30: Masa niezmiennicza układu kaon + pion; pole ciemne - sygnał, pole jasne - tło.

5 GeV^2. W pierwszym przedziale zgrupowano przypadki dla których wartości $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ należały do przedziału 0-5 GeV^2, w ostatnim przedziale umieszczono wszystkie przypadki których $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ był większy od 20 GeV^2. Wyniki zebrano w tabeli 4. W pierwszej kolumnie znajdują się przedziały zmienności $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$, w kolumnie drugiej (trzeciej) procent przypadków sygnału (tła) znajdujący się w danym zakresie zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$, w kolumnie czwartej znajduje się stosunek sygnału do tła, w ostatniej kolumnie znajdują się wartości eff_i w poszczególnych przedziałach wartości zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$.

$\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ GeV^2	% sygnału	% tła	sygnał: tło	wkłady eff_i
0-5	32.2 %	68.4%	1:240	2.54
5-10	34.0 %	25.3%	1:85	1.47
10-15	17.7 %	4.8%	1:30	1.25
15-20	8.5 %	1.05%	1:14	1.25
>20	7.6 %	0.45%	1:7	0.95
razem	100.0%	100%	1:115	0.58

Tabela 4: Efektywność wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$ w różnych przedziałach wartości zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$.

W celu otrzymania ostatecznej wartości EFF, liczby z ostatniej kolumny należy dodać według wzoru (22). W wyniku zastosowania metody dzielenia na przedziały otrzymano efektywność 0.58 $\delta(\Delta G/G)$. Jest to prawie o 30% lepiej niż w przypadku stosowania cięcia na $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$. Oszacowana niepewność wyniku to około 0.02 $\delta(\Delta G/G)$.

Stosowano także inne metody grupowania wartości zmiennych. Na przykład wartości zmiennej grupowano tak, aby liczba przypadków sygnału (tła) w każdym przedziale była taka sama.

Nie zaobserwowano jednak znaczących różnic (większych od 0.02 $\delta(\Delta G/G)$) w końcowej wartości EFF.

Najprawdopodobniej najefektywniejszą metodą separacji sygnału od tła, byłoby wyznaczenie stosunku sygnału do tła dla każdej wartości danej zmiennej (zmiennych). W ten sposób każdej wartości zmiennej można byłoby przypisać pewną wagę. Efekt byłby podobny do precyzyjnego całkowania jakiejś funkcji, podczas gdy metoda grupowania wartości zmiennych w przedziały odpowiada przybliżonemu całkowaniu metodą prostokątów. Analogia jest dość ścisła; zwiększając liczbę przedziałów coraz bardziej precyzyjnie powinniśmy odtwarzać wartość, jaką otrzymano by stosując metodę wag. Przy zwiększaniu liczby przedziałów z 5 do 25 nastąpiła zmiana efektywności z 0.58 $\delta(\Delta G/G)$ na 0.56 $\delta(\Delta G/G)$. Należy jednak pamiętać, że przy większej liczbie przedziałów, większe jest też obciążenie systematyczne związane z używanym estymatorem (22). Wydaje się, że w przypadku zmiennej $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD}$ zastosowanie metody wag nie przyniosłoby znaczącej poprawy $\delta(\Delta G/G)$.

4.7 Inne czynniki konieczne do wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$

4.7.1 Oddziaływanie cząstek w tarczy

Poza wielokrotnym rozpraszaniem kulombowskim, cząstki oddziaływują także nieelastycznie z jądrami materiału tarczy. Oddziaływnie którejkolwiek z cząstek powstałych z rozpadu $D^0 \to K3\pi$ powoduje stratę takiego przypadku.

W celu oszacowania strat wynikających z wtórnego oddziaływania cząstek w tarczy, pierwszą czynnością było oszacowanie przekrojów czynnych na oddziaływanie πD, KD, πLi i KLi. Znając przekrój czynny, gęstość ośrodka i masę molową ^{6}LiD, a także drogę przebytą przez cząstkę w tarczy, można obliczyć prawdopodobieństwo oddziaływania cząstek w tarczy.

Całkowity przekrój czynny na oddziaływania cząstek AB wynosi [15]:

$$\sigma_{AB}^{tot} = X_{AB} \cdot s^{\epsilon} + Y_{1AB} \cdot s^{-\eta_1} \pm Y_{2AB} \cdot s^{-\eta_2} \tag{23}$$

Wzór jest słuszny dla mas niezmienniczych układu AB znacznie większych od mas typowych rezonansów. Aby przekrój czynny otrzymać z tego wzoru w milibarnach, kwadrat mas niezmienniczej układu AB (czyli s) należy podać w GeV^2. X, Y$_1$,Y$_2$ są to parametry zależne od typu cząstki. ϵ, η_1, η_2 są niezależne od rodzaju cząstki i wynoszą odpowiednio: ϵ=0.095, η_1=0.34, η_2=0.55. Znak trzeciego członu zależy od tego czy oddziaływuje cząstka z antycząstką (+), czy cząstka z cząstką (antycząstka z antycząstką) (−). Dla oddziaływania πD i KD pozostałe parametry rówanania (23) są następujące: $X_{\pi D}$=21.015, $Y_{1\pi D}$=64.88, $Y_{2\pi D}$=1.36, X_{KD}=18.935, Y_{1KD}=35.74 oraz Y_{2KD}=28.80. Wyżej podane parametry są słuszne dla $s >$30 GeV^2. Wartości przekroju czynnego otrzymanego przy użyciu tych parametrów ekstrapolowano jednak na cały zakres zmienności mas niezmienniczych układów πD, KD występujących w symulacjach, to jest używano ich dla $s > 6$ GeV^2.

Dla oddziaływań z litem współczynniki X, Y$_1$ i Y$_2$ nie są wyznaczone. Przekrój czynny na oddziaływania nieelastyczne pionów i kaonów z litem, wynosi odpowiednio: $\pi^6 Li \approx$ 100mb

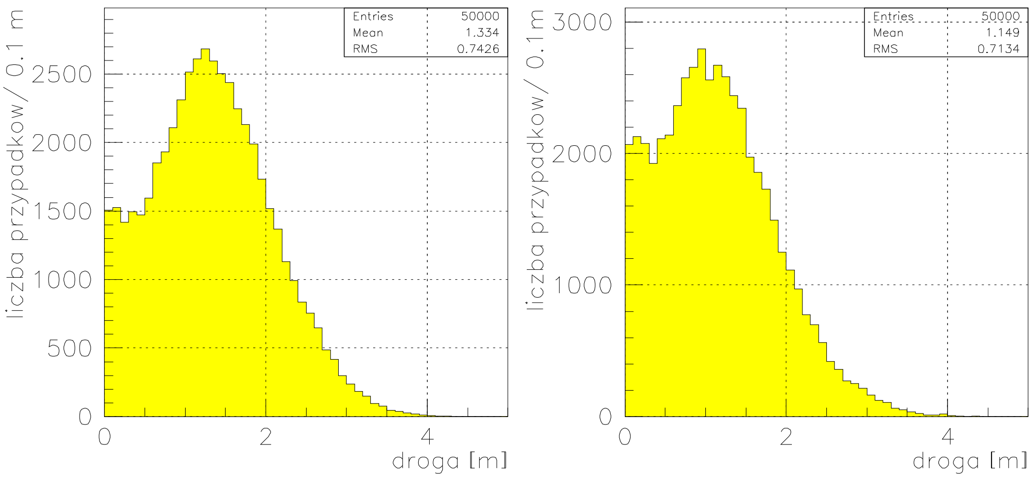
$K^6Li \approx 87$mb, dla pędu cząstk padających 60 GeV [16][15]. Dla tej wartości pędu dokonano normalizacji nieelastycznych przekrojów czynnych oddziaływań pionów i kaonów z deuterem[16] do nieelastycznych przekrojów czynnych oddziaływania pionów i kaonów z litem. W wyniku otrzymano: $\sigma(\pi^6Li) = 2.45\sigma(\pi D)$, $\sigma(K^6Li) = 2.65\sigma(KD)$.

Znając przekroje czynne na oddziaływanie pionów i kaonów z jądrami tarczy można oszacować prawdopodobieństwo oddziaływania cząstki Z=K, π w tarczy:

$$P(Z) = 1 - exp\{-\rho_{LiD}/M_{LiD} \cdot N_A \cdot [\sigma(ZD) + \sigma(Z^6Li)] \cdot L\}. \tag{24}$$

Gęstość ρ i masę molową deuterku litu M$_{LiD}$ oszacowano odpowiednio na 0.5 g/cm^3, 8 g/mol, N_A - liczba Avogadro około 6.0 10^{23} 1/mol, L - jest drogą przebytą przez pion lub kaon w tarczy. Rozkład sumy dróg przebych w tarczy L przez wszystkie cząstki z $D^0 \to K3\pi$ jak i cząstki z kombinacji $K3\pi$ tła znajduje się na rysunku 31.

Korzystając z równania (24), przy pomocy programów PYTHIA i AROMA oszacowano, iż prawdopodobieństwo, że żadna z cząstek w przypadku nie będzie oddziaływała w tarczy dla $D^0 \to K3\pi$ wynosi 49% natomiast w przypadku kombinacji $K3\pi$ tła - 54%.



Rysunek 31: Łączna droga wszystkich cząstek układu $K3\pi$ w tarczy; rysunek lewy - sygnał, prawy - tło.

4.7.2 Efektywność zbierania danych

Aby poprawnie oszacować liczbę możliwych do zarejestrowania przypadków $D^0 \to K3\pi$ w eksperymencie COMPASS, należy uwzględnić jeszcze wiele czynników m.in. efektywność działania akceleratora SPS, efektywność detektorów wchodzących w skład spektrometru, prawdo-

[15]W pracy [16] znajdują się przekroje czynne dla ^{7}Li, podczas gdy tarcza eksperymentu COMPASS zawiera ^{6}Li. Korzystając z przybliżonego wzoru [16] $\sigma \approx \sigma_0 A^{0.77}$ przekrój czynny na oddziaływanie π^6Li, K^6Li otrzymano przez normalizację przekrojów czynnych dla π^7Li, K^7Li. Czynnik normalizacji wyniósł $(6/7)^{0.77} \approx 0.89$

[16]za przekrój czynny nieelastyczny przyjęto σ_{nel}(60GeV) = σ_{tot}(60GeV) − $\sigma_{elastyczne}$(60GeV), gdzie zarówno dla pioníow i kaonów o pędzie 60 GeV przyjęto $\sigma_{elelastyczne}$(60GeV=5 mb

podobieństwo rekonstrukcji mionu. Nie oszacowano każdego z tych czynników osobno, ale podobnie jak w [2] przyjęto, że uwzględnienie ich spowoduje redukcję liczby przypadków do poziomu 38%. Oszacowanie to nie uwzględnia przypadków, kiedy zbyt mała liczba trafień w detektorach nie pozwoli na zrekonstruowanie toru. Liczba 38% nie zawiera także prawdopodobieństwa rekonstrukcji "$off - line$". Przyjęto, że wystarczającą liczbę trafień w detektorze, zostawi około 90% cząstek [17], z tego 90% zostanie poprawnie zrekonstruowanych. Uwzględniając te efektywności, w kanale $D^0 \to K3\pi$ oczekujemy redukcji liczby przypadków do poziomu $0.38 \cdot 0.9^4 \cdot 0.9^4 \approx 16\%$. Wartość ta jest bardzo optymistyczna. Poszczególne parametry zostały wyznaczone w oparciu o doświadczenia zebrane w eksperymencie SMC, a efektywności równe około 90%, pochodzą z końcowego etapu zbierania danych przez ten eksperyment. Eksperyment COMPASS jest nadal w fazie rozwoju, w związku z czym tak wysokich efektywności nie należy spodziewać się od razu. W roku 2001 jedynie 60% cząstek zostawiło w spektrometrze wystarczającą liczbę trafień, z nich tylko około 60% zostało poprawnie zrekonstruowanych. Dla takich parametrów interesująca liczba przypadków $D^0 \to K3\pi$ zostanie zredukowana po poziomu $0.38 \cdot 0.6^4 \cdot 0.6^4 \approx 0.6\%$. Jest to ponad 25 razy mniej, niż dla spodziewanej ostatecznej wersji detektora.

4.8 Oszacowanie $\delta(\Delta G/G)$

Oszacowanie $\delta(\Delta G/G)$ w kanale $D^0 \to K3\pi$ jest celem tej pracy. W celu oszacowania $\delta(\Delta G/G)$ pierwszym krokiem jest znalezienie liczby możliwych do zarejestrowania przypadków sygnału i tła. W kolejnym kroku zostanie oszacowana niepewność wyznaczenia asymetrii, opisanej wzorem (5), mierzonej w eksperymencie COMPASS. Wreszcie korzystając z równania (11) zostanie obliczona niepewność $\delta(\Delta G/G)$.

W tabeli 5 przedstawiono liczby przypadków sygnału pozostające po narzuceniu kolejnych warunków na przypadki $D^0 \to K3\pi$. Liczby przypadków podano dla miliona wygenerowanych oddziaływań PGF$_{c\bar{c}}$, dla których $0.35 < y < 0.85$. W kolumnie drugiej podano procent przypadków sygnału pozostający po narzuceniu danego warunku.

Z symulacji programem AROMA wynika, że z miliona oddziaływań PGF$_{c\bar{c}}$, jedynie N$_{AROMA}$=1800 przypadków rozpadu $D^0 \to K3\pi$ może zostać zaobserwowanych w eksperymencie COMPASS. Kolejnym krokiem jest znormalizowanie liczby symulowanych przypadków PGF$_{c\bar{c}}$, do liczby przypadków PGF$_{c\bar{c}}$, które zaszły w ciągu np. 100 dni zbierania danych. W tym celu należy obliczyć scałkowaną świetlność dla symulowanej próbki miliona przypadków PGF$_{c\bar{c}}$. Obliczenia wykonano analogicznie jak w [11]. Założono, że przekrój czynny na proces PGF$_{c\bar{c}}$, przy energii wiązki 100 GeV, wynosi 1900 nb[17] i produkuje się tam 1.23 D^0 na przypadek [2], natomiast w symulacjach programem AROMA produkuje się 0.89 D^0 na przypadek PGF$_{c\bar{c}}$. Scałkowana świetlność symulacji generatora AROMA na proces PGF$_{c\bar{c}}$, dla wiązki mionów o energii 100 GeV, jest więc równa:

[17] We wszystkich obliczeniach uwzględniono jedynie przypadki dla których $0.35 < y < 0.85$

Warunki	% sygnału	liczba przypadków
rozpad $D^0 \to K3\pi$	7.5%	77 000
pęd powyżej 0.5 GeV	95 %	73 000
Akceptacja magnesu, punkt rozpadu cząstek	44%	32 000
okno masowe o szerokości 40 MeV	72 %	23 000
oddziaływanie w tarczy	49%	11 000
efektywność SPS, detekcja mionu itp.	38%	4300
trafienia w detektory	$0.9^4 \times 100\%$	2800
efektywność rekonstrukcji	$0.9^4 \times 100\%$	1800
wszystkie warunki razem	2.3%	1800

Tabela 5: Liczby przypadków sygnału pozostające po narzuceniu kolejnych warunków.

$$\mathcal{L} = \frac{N_{sym}}{1900pb} \times \frac{0.89}{1.23}. \tag{25}$$

Aby obliczyć świetlność dla wiązki mionowej o energii 160 GeV skorzystano z występującej w programie AROMA zależności przekroju czynnego na produkcję D^0 od energii. W wyniku symulacji otrzymano: σ(160 GeV)=1.72σ(100 GeV). Tak więc:

$$\mathcal{L}_{AROMA} = \frac{10^6}{1900pb} \times \frac{0.89}{1.23} \times \frac{1}{1.72} \approx 220\, pb^{-1} \tag{26}$$

Scałkowana świetlność miliona przypadków PGF$_{c\bar{c}}$, symulowanych programem AROMA, wynosi około 220 pb^{-1}. Eksperyment COMPASS jest w stanie zebrać dane o scałkowanej świetlności równej $\mathcal{L}_{EXP}$= 43 pb^{-1}dzień$^{-1}$ [2]. W związku z tym, dla 100 dni zbierania danych oczekujemy, że liczba zaobserwowanych przypadków sygnału $D^0 \to K3\pi$ wyniesie:

$$\mathbf{N_S} = N_{AROMA} \times \frac{100 \cdot \mathcal{L}_{EXP}}{\mathcal{L}_{AROMA}} \approx \mathbf{35000} \tag{27}$$

W tabeli 6 przedstawiono liczbę zaakceptowanych kombinacji $K3\pi$ pochodzących z tła symulowanego programem PYTHIA, po narzucaniu kolejnych warunków. Dane przedstawiono dla miliona wygenerowanych oddziaływań μp. W kolumnie drugiej podano procent kombinacji $K3\pi$ tła pozostający po narzuceniu danego warunku.

Dla miliona wygenerowanych przypadków oddziaływania μp, znaleziono N$_{PYTHIA}$=2300 kombinacji $K3\pi$, mogących zostać błędnie zidentyfikowanych jako rozpad $D^0 \to K3\pi$. Scałkowana świetlność miliona generowanych przypadków w PYTHII wyniosła $\mathcal{L}_{PYTHIA}$= 2.56 pb^{-1}. Wartość tę obliczono wykorzystując przekrój czynny na odziaływanie μp obliczany w PYTHII i wynoszący 390 000 pb (dla przypadków zwartych w przedziale $0.35 < y < 0.85$). Normalizując scałkowane świetlności eksperymentu (43 pb$^{-1}\times$dzień$^{-1}$) i symulacji wykonanych za pomocą generatora PYTHIA, oczekujemy, że liczba przypadków tła, dla 100 dni zbierania danych wyniesie:

Warunki	% tła	liczba kombinacji
kombinacje $K3\pi$ $(0.35 < y < 0.85)$	100%	$\approx$ 20 M
neutralne ładunkowo kombinacje $K3\pi$	45%	$\approx$ 9 M
pęd powyżej 0.5 GeV	60%	$\approx$ 5 M
okno masowe o szerokości 40 MeV	3.0%	156 000
akceptacja magnesu, punkt rozpadu cząstek	17%	27 000
oddziaływanie w tarczy	54%	14 500
efektywność SPS, detekcja mionu itp.	38%	5500
trafienia w detektory	$0.9^4 \times 100\%$	3600
efektywność rekonstrukcji programu CORAL	$0.9^4 \times 100\%$	2400

Tabela 6: Kombinacje $K3\pi$ tła pozostające po narzuceniu kolejnych warunków.

$$\mathbf{N_B} = N_{PYTHIA} \times \frac{100 \cdot \mathcal{L}_{EXP}}{\mathcal{L}_{PYTHIA}} \approx \mathbf{4.0 \cdot 10^6}. \tag{28}$$

Znając przewidywane liczby przypadków sygnału i tła zarejestrowane w doświadczeniu można obliczyć niepewność wyznaczenia asymetrii przekrojów czynnych (równanie (5)), w oddziaływaniach PGF$_{c\bar{c}}$, mierzonej w eksperymencie. Niepewność tej asymetrii zdefiniowna w równaniu (21) wynosi:

$$\delta A^{\mu p \to c\bar{c}}_{mierzona} = 1/\sqrt{N_S} \times \sqrt{1 + \frac{N_B}{N_S}} \approx 0.057 \tag{29}$$

Korzystając ze wzoru (9), można powiązać niepewność asymetrii mierzonej z $\delta(\Delta G/G)$; wzór ma postać:

$$\delta(\Delta G/G) = 1/(P_T P_\mu f < a_{LL} >) \cdot \delta A^{\mu p \to c\bar{c}}_{mierzona} \tag{30}$$

gdzie polaryzacja tarczy wynosi P_T=0.5, polaryzacja wiązki mionów P_μ=0.8, ilość polaryzowanego materiału w tarczy f=0.5, a czynnik związany z depolaryzacją fotonu wirtualnego emitowanego z mionu i ułamkiem energii protonu niesionej przez gluon $< a_{LL} >$=0.24.

Po podstawieniu tych wartości do wzoru (30) otrzymujemy: $\delta(\Delta G/G)$ =1.2. Korzystając z metody grupowania wartości zmiennych w przedziały, omówionej w rozdziale 4.6.3, można zredukować $\delta(\Delta G/G)$ o czynnik 0.58. Końcowy wynik $\delta(\Delta G/G)$ dla kanału $D^0 \to K3\pi$ wynosi:

$$\delta(\Delta G/G) \approx 0.7$$

Jest on 3 razy większy, niż dla kanału $D^0 \to K\pi$ [10].

Oszacowanie precyzji wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$

W tym miejscu zostanie podjęta próba krytycznej oceny otrzymanego wyniku $\delta(\Delta G/G)$=0.7. Na początku zostaną omówione zmienne, których niepewność wyznaczenia nie zmienia w istotny sposób otrzymanej wartości $\delta(\Delta G/G)$=0.7. W dalszej części zostaną omówione zmienne, których nieprecyzyjne oszacowanie w niniejszej pracy może spowodować, że $\delta(\Delta G/G)$ może w rzeczywistości być większe nawet dziesięciokrotnie.

Do zmiennych które, można uznać, że niepewność wyznaczenia ich wartości będze wnosić mały wkład do błędu $\delta(\Delta G/G)$ należą:

- położenia punktów rozpadu cząstek i akceptacja magnesu
- cięcie na pęd cząstek (pęd większy niż 0.5 GeV)
- wyznaczony w doświadczeniach stosunek rozgałęzień $D^0 \to K3\pi = 7.5 \pm 0.3$
- normalizacja scałkowanych świetlności symulacji AROMY i PYTHII do scałkowanej świetlności eksperymentu COMPASS

Szacunkowy wkład do $\delta(\delta(\Delta G/G))$ od wszystich tych wartości nie przekracza 0.1 $\delta(\Delta G/G)$.

Zmienne, które w istotny sposób mogą wpłynąć za zmianę wartości $\delta(\Delta G/G)$:

- Szerokość okna masowego.
  Otrzymana w symulacjach szerokość okna masowego, w którym należy poszukiwać przypadków sygnału wynosi 40 MeV. Jest to prawie dwukrotnie mniej, niż w kanale $D^0 \to K\pi$, gdzie sygnał będzie poszukiwany w oknie o szerokości 70 MeV [10] [11]. W przypadku gdy, okno masowe w rzeczywistości byłoby 2 razy szersze (80 GeV, a nie szacowane 40 GeV), wartość $\delta(\Delta G/G)$ wzrosłaby o około 40%.

- Zostawienie przez cząstkę wystarczającej liczby trafień w detektorach eksperymentu COMPASS.
  W niniejszej pracy założono, że powyższy warunek spełnia 90% cząstek [2]. Jednak jak wspomniano, w roku 2001 jedynie 60% cząstek zostawiało wystarczającą liczbę trafień w detektorach, potrzebną do rekonstrukcji torów takich cząstek. W takim przypadku można oczekiwać spadku liczby zrekonstruowanych przypadków o czynnik $(0.9/0.6)^4 \approx 5$, a tym samym zwiększenia się niepewności wyznaczenia $\delta(\Delta G/G)$ o czynnik $(0.9/0.6)^2$=2.25.

- Prawdopodobieństwo rekonstrukcji cząstek.
  Zgodnie z danymi w [2] założono efektywność 90%. Podczas zbierania danych przez eksperyment COMPASS w roku 2001 efektywność rekonstrukcji wynosiła jedynie 60%. Ponieważ w przypadku $D^0 \to K3\pi$ należy zrekonstruować cztery cząstki, podane prawdopodobieństwa należy podnieść do czwartej potęgi. Podobnie jak to miało miejsce w punkcie powyżej, spowoduje to około pięciokrotne zmniejszenie liczby zrekonstruowanych przypadków, przez co $\delta(\Delta G/G)$ zwiększa się 2.25 razy.

Uwzględniając te trzy czynniki, zamiast wyznaczonego $\delta(\Delta G/G)$=0.7, otrzymujemy $\delta(\Delta G/G) \approx 5$. W takim przypadku wyznaczanie $\delta(\Delta G/G)$ w kanale $D^0 \to K3\pi$ nie ma w ogóle sensu. Co więcej, w tej pesymistycznej wersji wypadków zebranych zostanie łącznie około 1300 przypadków $D^0 \to K3\pi$. Jeśli uznać, że zastosowanie metody segregowania wartości zmiennych w przedziałach w takim przypadku jest nieuzasadnione[18], to należy w takim wypadku zastosować cięcie $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD} > 11$ GeV^2 omówione w rozdziale 4.6.1. Spowoduje to jednak wzrost wyznaczenia niepewności $\delta(\Delta G/G)$ o 30%, czyli do poziomu $\delta(\Delta G/G) \approx 6.5$.

Precyzyjniejszą ocenę wartości $\delta(\Delta G/G)$ można otrzymać przy zastosowaniu do symulacji programów COMGEANT i CORAL.

[18]We wszystkich przedziałach $\sqrt[4]{\prod p_i} \times P_{tD} > 20$ GeV^2 znajdzie się poniżej 1000 przypadków sygnału

5 Podsumowanie

W niniejszej pracy oszacowano niepewność wyznaczenia wartości $\Delta G/G$ w eksperymencie COMPASS, dla przypadków PGF$_{c\bar{c}}$, w których powstaje mezon D^0 rozpadający się w kanale $D^0 \rightarrow K3\pi$. Symulacji dokonano programami PYTHIA i AROMA, które korzystają z modelu Lund produkcji hadronów. Oszacowana wartość niepewności $\Delta G/G$ dla 100 dni zbierania danych wyniosła $\delta(\Delta G/G)$=0.7. Dla porównania $\delta(\Delta G/G)$ wyznaczone dla przypadków dwuciałowego rozpadu $D^0 \rightarrow K\pi$ wynosi 0.22 [10].

- Separacji przypadków sygnału od tła dokonano przy pomocy metody grupowania wartości wybranej zmiennej kinematycznej w przedziały. Zastosowanie tej metody dla zmiennej będącej iloczynem pędu poprzecznego D^0 i średniej geometrycznej pędów cząstek powstałych z rozpadu $D^0 \rightarrow K3\pi$, pozwoliło na redukcję $\delta(\Delta G/G)$ z wyjściowej wartości $\delta(\Delta G/G)$=1.2 do wartości otrzymanej ostatecznie $\delta(\Delta G/G)$=0.7.

- W przeciwieństwie do wyników z [2] nie stwierdzono znacznej poprawy w wyznaczeniu $\delta(\Delta G/G)$ przy zastosowaniu cieć na z$_D$ i kąt emisji kaonu w układzie środka masy mezonu D^0 . Także analiza rezonansowych rozpadów mezonu D^0 do stanu końcowego $K3\pi$, nie przyniosła znaczącej redukcji $\delta(\Delta G/G)$.

- Aby otrzymać $\delta(\Delta G/G)$ założono, że efektywności spektrometru i programów rekonstrukcyjnych będą porównywalne z tymi, jakie udało się otrzymać w końcowej fazie zbierania danych przez eksperyment SMC. W przypadku mniejszych efektywności, takich jak podczas zbierania danych przez eksperyment COMPASS w roku 2001, oszacowane $\delta(\Delta G/G)$ może być większe nawet o rząd wielkości.

- Precyzyjniejsze oszacowanie $\delta(\Delta G/G)$ można otrzymać przy użyciu programu COMGEANT, służącego do symulacji detektora w doświadczeniu COMPASS oraz systemu programów CORAL, służącego do rekonstrukcji przypadków. Dopiero po wyznaczeniu $\delta(\Delta G/G)$ przy pomocy tych programów, będzie można zdecydować ostatecznie, czy wyznaczanie $\Delta G/G$ dzięki obserwacji przypadków $D^0 \rightarrow K3\pi$ wniesie ze sobą znaczącą wagę statystyczną, w porównaniu do wyznaczania $\Delta G/G$ w kanale $D^0 \rightarrow K\pi$.

Podziękowania

Chciałbym serdecznie podziękować Pani Profesor Barbarze Badełek za Jej opiekę, cierpliwość i wyrozumiałość w trakcie półtora-rocznej współpracy. Dziękuję również wszystkim tym, którzy służyli dobrą radą, pomocą i wsparciem, w szczególności chciałbym tu wymienić Pana dr hab. Andrzeja Sandacza.

Referencje

[1] R.L. Jaffe, hep-ph/0201068 (2002).

[2] The COMPASS Collaboration, COMPASS: A proposal for a COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy, CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P 297, Marzec 1996.

[3] A. D. Wattson, Z. Phys. **C12** (1982) 123. R.J.N. Phillips, Phys Lett. **B91** (1980) 253.

[4] SMC, B.Adeva et al., Phys. Rev. **D58** (1998) 112001.

[5] J. Blumlein, H. Bottcher, hep-ph/0203155.

[6] J. Kiryluk, hep-ph/0201276 (2002).

[7] SMC, D. Adams *et al.*, Phys. Rev. **D56** (1997) 5330.

[8] Y. Giomataris, Nucl. Instr. Meth. **A376** (1996) 29.

[9] F. Sauli, Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 578.

[10] J.-M. Le Goff, Evaluation of D^0 and D^* channels for the measurement of $\delta\Delta g/g$, nota wewnerzna współpracy COMPASS, 2002-02.

[11] J.-M. Le Goff, An analytical estimation of D^0 mass resolution, nota wewnętrzna współpracy COMPASS, 2000-13.

[12] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, hep-ph/0108264.

[13] G. Ingelman, J. Rathsman, G.A. Schuler, DESY 96-058 (1996).

[14] J. Rathsman, prywatna komunikacja z autorem programu AROMA.

[15] The European Physical Journal C, Review of Particle Physics 2000.

[16] A.S. Carroll *et al.*, Phys Lett. **B80** (1979) 319.

[17] J.-M. Le Goff, prywatna komunikacja.